



---

**UNIVERSITÉ Paris XI**  
**Faculté des Sciences - Ecole Doctorale MIPEGE**

**T H E S E**

Présentée par

**Camille THEROINE**

Soutenue le **01 février 2013**

en vue de l'obtention du

**DIPLOME DE DOCTORAT**

Spécialité : Physique Nucléaire

**Etude de la réaction de capture neutronique radiative  
pour le noyau instable  $^{173}\text{Lu}$  par méthode directe et par  
réaction de substitution**

**MEMBRES du JURY :**

<b>M. Elias KHAN</b>	Professeur d'université, IPN, Orsay	<i>(Président)</i>
<b>M. Philippe DESSAGNE</b>	Directeur de recherche au CNRS, IPHC, Strasbourg	<i>(Rapporteur)</i>
<b>M. Frank GUNSING</b>	Ingénieur-Chercheur, CEA Saclay	<i>(Rapporteur)</i>
<b>M. Jason T. BURKE</b>	Ingénieur-Chercheur, LLNL, Livermore (USA)	<i>(Examineur)</i>
<b>M. Vincent METIVIER</b>	Maitre Assistant, SUBATECH/Ecole des Mines de Nantes	<i>(Examineur)</i>
<b>M. Vincent MEOT</b>	Ingénieur-Chercheur, CEA Bruyères-le-Châtel	<i>(Directeur de thèse)</i>
<b>M. Olivier ROIG</b>	Ingénieur-Chercheur, CEA Bruyères-le-Châtel	<i>(Encadrant de thèse)</i>

---



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>xv</b>
<b>1 La réaction de capture radiative d'un neutron</b>	<b>1</b>
1.1 Description de la section efficace (n, $\gamma$ ) . . . . .	1
1.1.1 Evolution de la section efficace avec l'énergie . . . . .	1
1.1.2 Décroissance du noyau composé et section efficace . . . . .	3
1.2 Domaine des résonances . . . . .	4
1.2.1 Le formalisme de la matrice R . . . . .	4
1.2.2 Description d'une résonance . . . . .	12
1.3 Domaine du continuum . . . . .	18
1.3.1 La théorie de Hauser-Feshbach . . . . .	19
1.3.2 Le modèle optique . . . . .	23
1.4 La décroissance du noyau composé par émission $\gamma$ . . . . .	26
1.4.1 Règles de sélections pour les transitions $\gamma$ . . . . .	26
1.4.2 Fonction de force $\gamma$ . . . . .	27
1.5 Prédiction de la section efficace (n, $\gamma$ ) sur le $^{173}\text{Lu}$ . . . . .	31
1.5.1 Evaluation avec le code TALYS . . . . .	32
<b>2 Etude de la réaction (n,<math>\gamma</math>) sur le <math>^{173}\text{Lu}</math></b>	<b>43</b>
2.1 Principe de la mesure . . . . .	43
2.2 Dispositif expérimental . . . . .	46
2.2.1 Introduction . . . . .	46
2.2.2 L'accélérateur linéaire du LANSCE . . . . .	47
2.2.3 La cible de spallation . . . . .	47
2.2.4 La ligne de vol : FP14 (Flight Path 14) . . . . .	47
2.2.5 La méthode du temps de vol . . . . .	51
2.2.6 Le détecteur DANCE . . . . .	52
2.2.7 Le système d'acquisition . . . . .	54
2.2.8 Mesure du flux de neutron . . . . .	57
2.2.9 La cible de $^{173}\text{Lu}$ . . . . .	58
2.2.10 Réponse du détecteur . . . . .	62
2.3 Traitements des données . . . . .	67
2.3.1 Résumé sur l'acquisition des données . . . . .	67
2.3.2 Le PSD : Pulse Shape Discrimination . . . . .	68
2.3.3 FARE : code pour l'analyse des données . . . . .	69
2.3.4 La calibration en énergie $\gamma$ . . . . .	71

2.3.5	Caractérisation du bruit de fond . . . . .	72
2.4	Mesure du taux de capture et de la section efficace (n, $\gamma$ ) . . . . .	79
2.4.1	Ajustement du flux de neutron . . . . .	79
2.4.2	Détermination de l'efficacité de détection . . . . .	83
2.4.3	Attribution des spins . . . . .	85
2.4.4	Taux de capture . . . . .	89
2.4.5	Paramètres de résonances dans le domaine résolu . . . . .	92
2.5	Distribution et valeur moyenne des paramètres . . . . .	100
2.5.1	Espacement moyen . . . . .	100
2.5.2	Distributions des largeurs radiatives réduites . . . . .	105
2.5.3	La fonction densité $S_0$ . . . . .	108
2.5.4	Section efficace (n, $\gamma$ ) du $^{173}\text{Lu}$ jusqu'à 200 eV . . . . .	110
2.5.5	Perspectives . . . . .	112
<b>3</b>	<b>Expérience de substitution</b>	<b>115</b>
3.1	Principe de la mesure . . . . .	115
3.2	Dispositif Expérimental . . . . .	118
3.2.1	Présentation globale . . . . .	118
3.2.2	Détermination de l'énergie d'excitation . . . . .	119
3.2.3	Détection du rayonnement $\gamma$ par les $C_6D_6$ . . . . .	122
3.2.4	Détection du rayonnement $\gamma$ par les germaniums . . . . .	125
3.2.5	Electronique et acquisition des données . . . . .	125
3.3	Analyse des données . . . . .	126
3.3.1	Introduction . . . . .	126
3.3.2	Etalonnage des détecteurs . . . . .	126
3.3.3	Réduction des données . . . . .	129
3.4	Résultats . . . . .	133
3.4.1	Détermination de l'efficacité de détection de la cascade $\gamma$ pour les $C_6D_6$ . . . . .	133
3.4.2	Obtention de la probabilité d'émission $\gamma$ avec les $C_6D_6$ . . . . .	135
3.4.3	Probabilité d'émission $\gamma$ avec les germaniums . . . . .	137
3.5	Interprétation des résultats . . . . .	143
3.5.1	Etude de la probabilité d'émission $\gamma$ dans la réaction $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}$ . . . . .	143
3.5.2	Etude de la probabilité d'émission $\gamma$ dans la réaction $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}$ . . . . .	149
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>155</b>
	<b>A Le potentiel optique de Romain-Delaroche</b>	<b>159</b>
	<b>B La section efficace élastique par le modèle optique</b>	<b>165</b>
	<b>C Formalisme du modèle optique : cas des couplages de voies</b>	<b>169</b>
	<b>D Validation du code EVITA par DICEBOX</b>	<b>171</b>

<b>E</b>	<b>Liste des niveaux du <math>^{173}\text{Lu}</math> et <math>^{175}\text{Lu}</math></b>	<b>173</b>
<b>F</b>	<b>Rapports d'embranchement <math>\gamma</math> calculés par TALYS pour le <math>^{176}\text{Lu}</math></b>	<b>177</b>
	<b>Résumé/Abstract</b>	<b>179</b>



# Table des figures

1	Représentation de la méthode substitution pour le cas de réaction induite par des neutrons. La partie gauche représente la réaction de capture radiative induite par des neutrons. La partie droite est la réaction de substitution qui est représentée ici par une réaction de transfert. Dans les deux cas, le même noyau composé est formé. . . . .	xxiv
2	Section efficace $^{236}\text{U}(n,f)$ obtenue avec la méthode de substitution en comparaison avec une récente évaluation ENDF (en trait plein) faite sur des données provenant d'une mesure induite par des neutrons [28]. . . . .	xxvi
3	Section efficace $^{236}\text{U}(n,f)$ obtenue avec la méthode de substitution en fonction de l'angle pour une énergie neutron comprise entre 0.5 et 2 MeV. Les données représentées par des carrés vides couvrent un angle compris entre $36^\circ$ et $45^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau et les cercles pleins représentent une couverture angulaire comprise entre $57^\circ$ et $62^\circ$ . Ces résultats sont comparés à avec une évaluation ENDF (en trait plein) faite sur des données provenant d'une mesure induite par des neutrons [28] et aussi avec la section efficace obtenue par substitution mais intégrée sur tous les angles (traits pointillés) [28] . . . . .	xxvi
4	Section efficace de fission de l' $^{241}\text{Am}$ en fonction de l'énergie neutron obtenue par substitution avec la réaction $^{243}\text{Am}(^3\text{He},\alpha)$ comparée avec des données expérimentales obtenues par réaction induite par des neutrons et avec différentes évaluations sur ce même noyau [29]. . . . .	xxvii
5	Section efficace de fission du $^{242}\text{Cm}$ en fonction de l'énergie neutron obtenue par substitution avec la réaction $^{243}\text{Am}(^3\text{He},t)$ comparée avec des données expérimentales obtenues par réaction induite par des neutrons et avec différentes évaluations sur ce même noyau [29]. . . . .	xxvii
6	En haut est représentée la section efficace $^{235}\text{U}(n,f)$ provenant de la bibliothèque ENDF/B-VII utilisée pour déterminer la section efficace $^{237}\text{U}(n,f)$ . En bas, il s'agit d'une comparaison entre la section efficace $^{237}\text{U}(n,f)$ déterminée par la méthode des ratios (en rouge) et d'une estimation théorique [32] proposé par Younes et Britt. [30]. . . . .	xxviii
7	Section efficace $(n,\gamma)$ sur le $^{233}\text{Pa}$ mesurée par substitution (rond noir avec barres d'erreur) comparée avec plusieurs prédictions. . . . .	xxix
8	Section efficace $(n,\gamma)$ sur le $^{232}\text{Th}$ mesurée par substitution comparée avec une évaluation ENDF-BVII et par des données provenant directement d'une réaction induite par des neutrons effectuée par Aerts [37]. . . . .	xxx

1.1	Section efficace (n, $\gamma$ ) du $^{175}\text{Lu}$ issue de la bibliothèque ENDF/B-VII.1. . . . .	2
1.2	Sections efficaces de fission de l'Uranium 235 calculées par le formalisme de Reich-Moore en pointillé et par le formalisme de Breit-Wigner en trait plein [9]. . . . .	12
1.3	Densités de niveaux en fonction de l'énergie d'excitation pour le $^{176}\text{Lu}$ évaluées par le modèle de Gilbert et Cameron (en rouge) et pour un modèle microscopique de type HFB (en bleu). . . . .	16
1.4	La distribution en $\chi^2$ de Porter et Thomas [17] tracée pour 1, 2, 4, 16 et une infinité de degrés de liberté. L'abscisse $x$ représente le ratio entre la largeur $\Gamma$ et sa moyenne $\langle \Gamma \rangle$ . . . . .	17
1.5	Ratio entre les sections efficaces élastiques du $^{175}\text{Lu}$ avec et sans le facteur de fluctuation de largeur de voie $W$ . . . . .	21
1.6	Ratio entre les sections efficaces (n, $\gamma$ ) du $^{175}\text{Lu}$ avec et sans le facteur de fluctuation de largeur de voie $W$ . . . . .	21
1.7	Section efficace de formation du noyau composé dans le cas du $^{175}\text{Lu} + n$ pour 3 différentes paramétrisations du potentiel optique. En bleu est reporté le calcul utilisant le potentiel de Romain-Delaroche sans voie couplée. En noir, il s'agit du même potentiel mais comprenant un calcul de couplage des voies. Enfin, en rouge est représenté le potentiel sphérique de Koning-Delaroche [32] en voies couplées. . . . .	26
1.8	Fonctions de force $\gamma$ pour une transition E1 en fonction de l'énergie d'excitation. La courbe bleue représente le résultat obtenu avec le modèle de Brink-Axel. La courbe rouge utilise le modèle GLO (Generalized LOrentzian model). . . . .	30
1.9	Section efficace (n, $\gamma$ ) du $^{175}\text{Lu}$ en utilisant la paramétrisation du potentiel optique de Romain-Delaroche (en bleue) comparée à l'expérience (en noire). . . . .	33
1.10	Probabilité d'émission $\gamma$ dans la réaction $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ . . . . .	34
1.11	Dérivée de la probabilité d'émission $\gamma$ dans la réaction $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ . . . . .	35
1.12	La bande fondamentale du $^{175}\text{Lu}$ en comparaison avec celle du $^{173}\text{Lu}$ . . . . .	37
1.13	Comparaison des sections efficaces de formation du noyau composé dans le cadre d'une réaction (n, $\gamma$ ) sur le $^{175}\text{Lu}$ et $^{173}\text{Lu}$ . . . . .	37
1.14	Comparaison des sections efficaces (n, $\gamma$ ) sur le $^{175}\text{Lu}$ et le $^{173}\text{Lu}$ évaluées par TALYS. . . . .	38
1.15	Probabilités d'émission $\gamma$ pour différents spin-parité du noyau composé $^{176}\text{Lu}$ . . . . .	39
2.1	Représentation d'une cascade $\gamma$ . Dans cet exemple, la multiplicité de la cascade représentée est de 5. . . . .	44
2.2	Vue aérienne du Los Alamos Neutron Science Center (LANSCE). . . . .	46
2.3	Représentation de la source de neutron de spallation (SNS) vue du côté [9]. . . . .	48
2.4	Représentation de la source de neutron de spallation (SNS) vue du dessus [9]. . . . .	48
2.5	Les différentes lignes de temps de vol du centre Lujan. . . . .	49
2.6	La ligne de temps de vol FP14. . . . .	50
2.7	Ensemble des instants intervenant dans le mesure du temps de vol $T$ des neutrons. . . . .	52

2.8	Le détecteur DANCE ouvert et la sphère de ${}^6\text{LiH}$ . La cible est placée à l'intérieur de cette sphère. . . . .	53
2.9	L'identification des particules $\alpha$ et $\gamma$ est faite en traçant l'intégrale sur la composante rapide (IFast) du signal en fonction de l'intégrale sur la composante lente (ISlow) du signal. . . . .	54
2.10	Représentation du mode double continu avec les fenêtres en temps prises pour l'acquisition des données ainsi que les énergies neutron correspondantes. . . . .	56
2.11	Spectre $I_{fast}$ vs $I_{slow}$ pour le moniteur Si + ${}^6\text{LiF}$ . Pour l'obtention du flux, une coupure graphique (en rouge) sélectionnant les tritons a été appliquée. . . . .	58
2.12	Schéma de décroissance du ${}^{173}\text{Lu}$ provenant de la bibliothèque NNDC [6]. . . . .	59
2.13	Représentation de L'IPF (Isotope Production Facility) du LANSCE. En bas, le faisceau de proton arrive dans la chambre où se localise la cible d'hafnium. Après irradiation cette cible est récupérée par des moyens mécaniques pour être transportée dans une cellule chaude. Les opérateurs ayant travaillé sur cette cible ont utilisé des bras télémanipulés. . . . .	60
2.14	Vue d'ensemble des différents isotopes produits par réactions (p,xn). . . . .	61
2.15	Cible électrodéposée. . . . .	62
2.16	Support de la cible en titane. . . . .	62
2.17	La cible finie de ${}^{173}\text{Lu}$ . . . . .	62
2.18	Vue schématique du blindage en Pb de la cible de ${}^{173}\text{Lu}$ . . . . .	63
2.19	Section efficace de capture neutronique radiative pour le ${}^{207}\text{Pb}$ (ENDF/B-VII.1). . . . .	63
2.20	Spectre d'énergie $\gamma$ obtenu par simulation EVITA + GEANT4 sans blindage (en bleu) et avec le blindage en plomb de 9 mm (en rouge). Des facteurs 2 et 10 d'atténuation sont constatés respectivement à 636 keV et 272 keV. . . . .	64
2.21	Spectre d'énergie somme $\gamma$ obtenu par simulation EVITA + GEANT4. . . . .	65
2.22	Distribution de multiplicité obtenue par simulation EVITA + GEANT4. . . . .	65
2.23	Graphe représentant le nombre de coups provenant de la cible de ${}^{173}\text{Lu}$ simulé en fonction du numéro identifiant un $\text{BaF}_2$ . En marron, il s'agit de la réponse du détecteur en présence de la cible sans blindage. La ligne rouge représente la limite de fonctionnement des PM des $\text{BaF}_2$ . En noir, il s'agit de la réponse du détecteur en présence du blindage choisi. Les détecteurs dépassant la limite de fonctionnement ont été éteints. . . . .	66
2.24	Modélisation du blindage pour la cible ${}^{173}\text{Lu}$ et photos des différentes parties constituant le blindage. . . . .	67
2.25	Signal provenant d'un PM, intégrale rapide (fast) et lente (slow). . . . .	68
2.26	Graphe représentant la fenêtre de coïncidence en temps prise à $\pm 5$ ns entre le cristal $\text{BaF}_2$ n°5 et le cristal $\text{BaF}_2$ n°0. . . . .	70
2.27	Exemple représentant dans deux cas différents la multiplicité cristal et la multiplicité cluster. . . . .	70
2.28	Spectre d'énergie $\gamma$ calibré sur les raies à 636 keV du ${}^{173}\text{Lu}$ et à 1242 keV du ${}^{174}\text{Lu}$ pour le cristal n°31. . . . .	72

2.29	Spectre représentant énergie neutron en fonction de l'énergie somme pour une multiplicité cluster comprise entre 1 et 8. Les résonances sont noyées dans le bruit de fond. Ce bruit est surtout important à basse énergie somme. . . . .	73
2.30	Cette figure représente un spectre d'énergie somme pour différentes coupures en multiplicités cluster. La plus grande partie du bruit de fond se trouve à basse énergie et possède une petite multiplicité comprise entre 1 et 2. . . . .	74
2.31	Cette figure représente un spectre temps de vol sans coupure (en bleu) et une coupure en multiplicité cluster comprise entre 4 et 8 (en rouge). . . .	75
2.32	Cette figure représente un spectre en énergie neutron selon différentes coupures en multiplicité cluster. . . . .	76
2.33	Cette figure représente un spectre en énergie neutron pour différentes coupures en énergie somme. . . . .	77
2.34	Cette figure représente un spectre en énergie neutron sans coupure (en noir) et avec les coupures choisies en multiplicité cluster et énergie somme (en rouge). . . . .	78
2.35	Spectre énergie neutron pour l' <sup>197</sup> Au pour différentes multiplicités cluster.	80
2.36	Spectre représentant le flux de neutron total mesuré par le détecteur silicium pour les données prises sur l' <sup>197</sup> Au. . . . .	81
2.37	Spectre représentant la section efficace de l' <sup>197</sup> Au pour la réaction (n,γ) sans correction du flux de neutron. . . . .	82
2.38	Spectre représentant la section efficace de l' <sup>197</sup> Au pour la réaction (n,γ) ajustée avec SAMMY pour la résonance à 4.9 eV. . . . .	83
2.39	Efficacités de détection pour le <sup>173</sup> Lu et le <sup>175</sup> Lu simulées par GEANT4 avec une cascade γ EVITA pour un spin J = 4. La coupure en énergie somme entre 4 et 7 MeV est ici prise en compte. Cette simulation reproduit toutes les conditions expérimentales à savoir la prise en compte du blindage, les 39 détecteurs BaF <sub>2</sub> éteints ainsi qu'un seuil à 150 keV. . . .	84
2.40	Efficacités de détection pour le <sup>175</sup> Lu simulées par GEANT4 avec une cascade γ EVITA pour les spin J = 4 et J = 3. La coupure en énergie somme entre 4 et 7 MeV est ici prise en compte. . . . .	86
2.41	Efficacités de détection pour le <sup>173</sup> Lu simulées par GEANT4 avec une cascade γ EVITA pour les spin J = 4 et J = 3. La coupure en énergie somme entre 4 et 7 MeV est ici prise en compte. . . . .	86
2.42	Efficacités de détection pour <sup>175</sup> Lu simulées par GEANT4 avec une cascade γ EVITA pour les spin J = 4 et J = 3. Les simulations en bleu (J = 4) et rouge (J = 3) considèrent la présence du blindage et les 39 détecteurs éteints. Les simulations en rose (J = 4) et violet (J = 3) ne considèrent pas de blindage et pas de détecteurs éteints. La coupure en énergie somme entre 4 et 7 MeV est ici prise en compte. . . . .	87

2.43	Efficacités de détection pour $^{173}\text{Lu}$ simulées par GEANT4 avec une cascade $\gamma$ EVITA pour les spin $J = 4$ et $J = 3$ . Les simulations en bleu ( $J = 4$ ) et rouge ( $J = 3$ ) considèrent la présence du blindage et les 39 détecteurs éteints. Les simulations en rose ( $J = 4$ ) et violet ( $J = 3$ ) ne considèrent pas de blindage et pas de détecteurs éteints. La coupure en énergie somme entre 4 et 7 MeV est ici prise en compte. . . . .	88
2.44	Flux de neutron mesuré par le moniteur constitué d'un détecteur silicium couplée à une cible $^6\text{LiF}$ en fonction de l'énergie neutron. Les différentes structures visibles proviennent de l'absorption de neutrons par de l'aluminium 27 et du manganèse 55. . . . .	90
2.45	Taux de capture mesuré avec DANCE et la cible de $^{173}\text{Lu}$ pour un flux mesuré obtenu avec le moniteur $\text{Si-}^6\text{Li}$ . A noter que dans ce taux il y a aussi la contribution du $^{175}\text{Lu}$ et du bruit de fond. . . . .	91
2.46	Taux de capture mesuré avec DANCE et la cible de $^{173}\text{Lu}$ pour un flux mesuré obtenu avec le moniteur $\text{Si-}^6\text{Li}$ . L'ajustement SAMMY est représenté en rouge. Il prend en compte les paramètres des résonances connues du $^{175}\text{Lu}$ issues de [20] et utilisées dans la base de données ENDF/B-VII.1. Les paramètres des résonances attribuées au $^{175}\text{Lu}$ ont été ajustés sur ces données. Ici, dans la gamme en énergie présentée, une résonance à 2.59 eV provient du $^{175}\text{Lu}$ tandis que les autres ne sont pas référencées et donc attribuées ici au $^{173}\text{Lu}$ . . . . .	94
2.47	Spectre énergie neutron vs énergie somme. Le Q de réaction du $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$ ( $Q = 6.760$ MeV) et celui du $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ ( $Q = 6.288$ MeV) peuvent permettre d'attribuer l'appartenance des résonances. . . . .	94
2.48	Spectre énergie neutron vs énergie somme. Le Q de réaction du $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$ ( $Q = 6.760$ MeV) et celui du $^{174}\text{Lu}(n,\gamma)$ ( $Q = 7.666$ MeV) peuvent permettre d'attribuer l'appartenance des résonances. . . . .	95
2.49	Taux de capture mesuré avec DANCE et la cible de $^{173}\text{Lu}$ pour un flux mesuré obtenu avec le moniteur $\text{Si-}^6\text{Li}$ . L'ajustement SAMMY est représenté en rouge. Ici, un exemple de résonances mal définies est présenté dans la gamme en énergie de 150 à 170 eV. . . . .	96
2.50	Nombre de niveaux mesurés pour $J = 3$ en fonction de l'énergie et comparaison avec le meilleur ajustement obtenu par la méthode de Dyson-Mehta. . . . .	101
2.51	Nombre de niveaux mesurés pour $J = 4$ en fonction de l'énergie et comparaison avec le meilleur ajustement obtenu par la méthode de Dyson-Mehta. . . . .	101
2.52	Distribution mesurée des espacements pour des résonances $J = 3$ en comparaison avec la distribution de Wigner. . . . .	102
2.53	Distribution mesurée des espacements pour des résonances $J = 4$ en comparaison avec la distribution de Wigner. . . . .	102
2.54	Distribution des largeurs neutroniques réduites pour $J = 3$ en comparaison avec la distribution de Porter-Thomas à un degré de liberté. . . . .	103
2.55	Largeur neutronique des résonances de spin $J = 3$ en fonction de l'énergie neutron. . . . .	103
2.56	Distribution des largeurs neutroniques réduites pour $J = 4$ en comparaison avec la distribution de Porter-Thomas à un degré de liberté. . . . .	103

2.57	Largeur neutronique des résonances de spin $J = 4$ en fonction de l'énergie neutron. . . . .	103
2.58	Ajustement du nombre de niveaux cumulés (distribution intégrale de Porter-Thomas) en fonction de la largeur neutronique. . . . .	104
2.59	Comparaison entre la distribution mesurée pour la distribution des largeurs radiatives réduites pour $J = 3$ et la loi de $\chi^2$ pour un degré de liberté égale à $\nu = 100$ . . . . .	106
2.60	Largeur $\gamma$ des résonances de spin $J = 3$ en fonction de l'énergie neutron. . . . .	106
2.61	Comparaison entre la distribution mesurée pour la distribution des largeurs radiatives réduites pour $J = 4$ et la loi de $\chi^2$ pour un degré de liberté égale à $\nu = 100$ . . . . .	106
2.62	Largeur $\gamma$ des résonances de spin $J = 4$ en fonction de l'énergie neutron. . . . .	106
2.63	Exemple de résonances avec des largeurs radiatives différentes. Les flèches indiquent la présence d'une résonance. Les points d'interrogation illustrent les cas où il n'est pas possible de déterminer s'il s'agit d'un résonance ou de fluctuation statistique venant du bruit de fond. . . . .	107
2.64	Exemple de résonances avec des largeurs radiatives différentes. Les flèches indiquent les cas de résonances ayant une grande largeur radiative qui n'ont pas pu être ajusté par SAMMY. A cause de la proximité avec de grandes résonances, celles-ci sont confondues avec le bruit de fond. . . . .	107
2.65	Valeur cumulée de $g\Gamma_n^0$ en fonction de l'énergie pour $J = 3$ et $J = 4$ et son ajustement associé. . . . .	109
2.66	Section efficace $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$ mesurée au LANSCE et reconstruite avec SAMMY jusqu'à 200 eV. . . . .	110
2.67	Illustration de la méthode utilisée pour la nouvelle détermination du $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ du $^{173}\text{Lu}$ a utilisé dans le code TALYS. Le ratio entre les rapports des $\frac{\langle \Gamma_\gamma \rangle}{\langle D_0 \rangle}$ expérimental et celui utilisé dans le code TALYS pour le $^{173}\text{Lu}$ est considéré comme égale à celui du $^{175}\text{Lu}$ en regard des grandes similitudes entre ces deux isotopes. . . . .	111
2.68	Différentes valeurs de la section efficace $^{173}\text{Lu}(n, \gamma)$ en fonction de l'énergie neutron sont montrées. Une a été reconstruite à partir des paramètres des résonances mesurés avec le détecteur DANCE (bleu clair). Deux autres ont été évaluées à partir du nouveau $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{TALYS}}$ issue des valeurs expérimentales de DANCE (bleu) et $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{TALYS}}$ provenant du $^{175}\text{Lu}$ (rouge). Une évaluation issue de la base de données ROSFOND-2010 est présentée aussi en pointillé noir. . . . .	112
3.1	Distribution angulaire (mb/sr) dans la réaction $^{174}\text{Yb}(^3\text{He}, p)^{176}\text{Lu}$ pour différents spins et parités donnés d'un état formé à 7 MeV. L'énergie incidente est de 24 MeV. . . . .	116
3.2	Comparaison des distributions de spin dans la réaction $^{174}\text{Yb}(^3\text{He}, p)^{176}\text{Lu}$ (calcul de N. Keeley points noirs, traits rouge ou bleu selon la parité) et dans la réaction $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu}$ (histogrammes rouge ou bleu selon la parité obtenus par un calcul TALYS) à 0.5 MeV d'énergie incidente. . . . .	117
3.3	Les différentes réactions possibles étudiées dans le cadre de l'expérience faite à l'IPN d'Orsay. . . . .	117

3.4	Schéma du montage expérimental [7]. . . . .	119
3.5	Graphique représentant la perte d'énergie dans le détecteur $\Delta E_1$ en fonction de l'énergie résiduelle $E_{R1}$ sur une partie de la statistique pour la réaction $^{208}\text{Pb} + ^3\text{He}$ . Les différentes voies de réactions possibles sont : p, d, t, $^3\text{He}$ et $\alpha$ . Elles se distinguent facilement. . . . .	121
3.6	Schéma expliquant la méthode pour différencier le temps de relaxation d'un neutron et celui d'un photon au sein du $C_6D_6$ [9]. . . . .	123
3.7	Exemple pour illustrer la discrimination neutron/ $\gamma$ à l'aide du signal PSD en fonction de l'énergie d'un $C_6D_6$ . . . . .	124
3.8	Photo du dispositif expérimental. . . . .	125
3.9	Exemple de spectre calibré en énergie de l'euporium 152 pour le germanium n°1. . . . .	127
3.10	Efficacité totale de détection pour les détecteurs germaniums. La courbe est un ajustement passant par les points expérimentaux. . . . .	127
3.11	Spectre calibré en énergie d'excitation $E^*$ pour le $^{209}\text{Bi}$ pour les deux télescopes. . . . .	129
3.12	Spectre représentant la perte d'énergie dans le $\Delta E$ versus l'énergie résiduelle laissée dans $E_R$ . Une coupure graphique permet de choisir la voie de réaction à étudier. Ici, une coupure sur la voie proton (en rouge) et une coupure sur la voie triton (en vert) sont représentées. . . . .	130
3.13	Spectre représentant l'énergie d'excitation vs l'énergie déposée dans le détecteur $C_6D_6$ 1 dans le cadre de la réaction $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p\gamma)^{176}\text{Lu}^*$ . En dessous de la ligne rouge, c'est-à-dire à $E_\gamma > (E_{exc} - Sn)$ , il ne peut pas y avoir la contribution de la voie $(^3\text{He},pn\gamma)$ . . . . .	131
3.14	Spectre représentant l'énergie d'excitation vs l'énergie déposée dans le détecteur $C_6D_6$ 1 dans le cadre de la réaction $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t\gamma)^{174}\text{Lu}^*$ . En dessous de la ligne rouge, c'est-à-dire à $E_\gamma > (E_{exc} - Sn)$ , il ne peut pas y avoir la contribution de la voie $(^3\text{He},tn\gamma)$ . . . . .	131
3.15	Spectre en énergie d'excitation pour la voie triton. La courbe noire représente $N_{Yb+C}(E^*)$ , la rouge représente $N_C(E^*)$ normalisée avec le facteur 2,08 et la courbe bleue donne le résultat de la soustraction $N_{Yb}(E^*)$ . . . . .	133
3.16	Calculs TALYS de l'énergie moyenne des $\gamma$ émis dans une cascade et de la multiplicité en fonction de l'énergie d'excitation pour la réaction $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}^*$ . . . . .	134
3.17	Probabilité d'émission $\gamma$ pour la voie proton $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}^*$ . Avant la normalisation à 1, l'efficacité a été déterminée comme étant égale à 8.15 %. . . . .	136
3.18	Probabilité d'émission $\gamma$ pour la réaction $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}^*$ . Avant la normalisation à 1, l'efficacité a été déterminée comme étant égale à 8.05 %. . . . .	136
3.19	Spectres $\gamma$ obtenus avec les détecteurs germaniums pour les réactions $(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}^*$ et $(^3\text{He},pn)^{175}\text{Lu}^*$ après application de coupures en $E^*$ . . . . .	139
3.20	Spectres $\gamma$ obtenus avec les détecteurs germaniums pour les réactions $(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}^*$ et $(^3\text{He},tn)^{173}\text{Lu}^*$ après application de coupures en $E^*$ . . . . .	140
D.1	Comparaison de spectres en énergie somme pour différentes multiplicités obtenus avec le code EVITA et DICEBOX. . . . .	171



# Liste des tableaux

1	Caractéristiques de plusieurs installations permettant d'utiliser la technique de temps de vol. . . . .	xix
2	Caractéristiques de plusieurs installations utilisant une source mono ou quasi-monoénergétique de neutrons. . . . .	xx
1.1	Les paramètres de diffusivité (en MeV) et les rayons d'action (en fm) des potentiels utilisés par Romain-Delaroche. . . . .	24
1.2	Paramètres utilisés pour les fonctions de force $\gamma$ E1 (modèle GLO) E2 et M1 (modèle de Brink-Axel). . . . .	32
1.3	Paramètres du modèle de Gilbert et Cameron utilisés. . . . .	33
1.4	Comparaison entre les 20 premiers niveaux du $^{175}\text{Lu}$ et $^{173}\text{Lu}$ . Les niveaux de même couleur appartiennent à la même bande. . . . .	36
2.1	Exemple d'équivalence énergie neutron / temps de vol dans le cadre de cette expérience. . . . .	52
2.2	Les isotopes du lutécium concernés par cette étude. . . . .	58
2.3	Isotopes présents juste après irradiation de la cible d'hafnium naturel. . . . .	61
2.4	Récapitulatif des rapports signal/bruit obtenus pour différentes coupures en multiplicité et en énergie somme pour la résonance à 17.1 eV. . . . .	78
2.5	Comparaison entre efficacité expérimentale et celle obtenue par simulation GEANT4 utilisant une cascade $\gamma$ EVITA pour l' $^{198}\text{Au}^*$ pour les multiplicités cluster. . . . .	81
2.6	Paramètres de résonances du $^{173}\text{Lu}$ . . . . .	97
3.1	Résolutions totales des détecteurs $\Delta E_1-E_{R1}$ et $\Delta E_2-E_{R2}$ obtenus sur l'alpha de l'américium 241 [7]. . . . .	120
3.2	Energies d'excitations des 5 premiers états du $^{209}\text{Bi}$ utilisés pour la calibration des télescopes et le Q de réaction associé à la réaction $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},d)^{209}\text{Bi}$ . . . . .	128
3.3	Seuils en énergie des $C_6D_6$ utilisés pour chaque voie de réaction selon la gamme d'énergie d'excitation considérée. . . . .	132
3.4	Transitions sélectionnées et spins associés pour la probabilité d'émission $\gamma$ mesurée avec les détecteurs germaniums. . . . .	141
3.5	Rapports d'intensités de transition $\gamma$ mesurées et calculées. . . . .	147
3.6	Rapports d'intensités de transition $\gamma$ mesurées dans la réaction de substitution et calculées par TALYS pour des énergies d'excitation comprises entre 4 MeV et le seuil d'émission de neutrons. . . . .	147

A.1	Les paramètres du potentiel optique de Romain-Delaroche pour la réaction $^{175}\text{Lu} + n$ . . . . .	159
E.1	Liste de niveaux du $^{175}\text{Lu}$ jusqu'à 700 keV (ENSDF). Ici, pour chacune des 3 zones définies en énergie d'excitation voici les $\gamma$ problématiques respectifs : 343 keV venant du niveau à 343 keV , le 396 keV venant du niveau à 396 keV et le 432 keV venant du niveau à 432 keV. . . . .	174
E.2	Liste de niveaux du $^{173}\text{Lu}$ jusqu'à 820 keV (ENSDF). Ici, pour chacune des 3 zones définies en énergie d'excitation voici les $\gamma$ problématiques respectifs : 258 keV venant du niveau à 258 keV , le 357 keV venant du niveau à 357 keV et le 621 keV venant du niveau à 820 keV. . . . .	175
E.3	Liste de niveaux du $^{173}\text{Lu}$ jusqu'à 820 keV (ENSDF). (Suite) . . . . .	176

# Introduction

## Motivations

Depuis les prémices de la physique nucléaire, les réactions que peuvent subir les noyaux ont toujours suscité un grand intérêt de la part de la communauté scientifique pour sonder la structure nucléaire et pour les diverses applications qu'elles laissent entrevoir. Afin de représenter au mieux les mécanismes impliqués dans une réaction nucléaire, des modèles basés sur des formalismes théoriques ont été mis au point et cela à partir de données expérimentales. Ces données sont des ingrédients indispensables pour effectuer des évaluations. Elles doivent être de plus en plus précises et complètes. Cet enrichissement passe aussi par l'intégration d'informations sur les noyaux instables où il existe pour le moment, un véritable déficit de données. Parmi les quantités pouvant être évaluées par les modèles de réaction nucléaire, les sections efficaces de capture radiative d'un neutron sont complexes à calculer en raison de leur importante variation selon l'isotope considéré.

La mesure de la section efficace de capture neutronique radiative, notée  $(n,\gamma)$ , est un sujet important pour différents domaines scientifiques notamment :

- Pour la recherche sur l'énergie nucléaire : particulièrement pour l'étude du cycle du combustible, la création de réacteurs rapides de nouvelle génération (IV) ou encore pour l'amélioration des simulations sur le comportement des réacteurs. Par exemple le processus de capture neutronique radiative entre souvent en compétition avec le processus de fission lors de l'incinération des déchets tels que les actinides mineurs. Pour optimiser l'efficacité de transmutation, il faut que les réactions de capture d'un neutron soient minimisées. En effet, ce type de réaction favorise la création d'actinides plus radioactifs que ceux créés par la fission. Pour déterminer cette efficacité, un rapport est calculé entre la section efficace de fission et celle de capture neutronique radiative. Ce rapport permet ainsi d'obtenir le pouvoir d'incinération de ces déchets [1].
- En astrophysique, la plupart des noyaux connus ayant une masse supérieure à celle du fer est synthétisée dans les étoiles par les processus  $s$  (slow) et  $r$  (rapid) de capture d'un neutron. Pour modéliser et comprendre l'évolution de la nucléosynthèse des éléments lourds, les astrophysiciens ont besoin de connaître avec précision les sections efficaces de capture radiative de neutron dans un flux donné. Cette quantité est essentielle à la détermination des taux de production des

différents noyaux lourds dans les milieux stellaires [2].

## Mesure de la section efficace $(n,\gamma)$ par réaction induite par des neutrons

Dans ce processus où un neutron est capturé par un noyau atomique, il faut distinguer trois cas :

- La capture directe dans laquelle le neutron est capturé dans un état lié.
- La capture semi-directe dans laquelle le neutron excite un état collectif (résonance géante dipolaire) puis est diffusé dans un état lié [3].
- La capture passant par la formation d'un noyau composé. Ce concept décrit pour la première fois par Bohr [1] consiste à considérer qu'une particule incidente (ici le neutron) va apporter au noyau cible une énergie qui va se disperser parmi tous ses nucléons. On parle alors de noyau composé lorsque le système noyau cible + neutron parvient à un équilibre statistique. Ce processus est lent comparé à la capture radiative directe. La désexcitation d'un noyau composé est considérée alors comme indépendante de la façon dont il a été créé.

Pour les noyaux lourds, loin des couches magiques, le processus passant par la formation d'un noyau composé domine la capture radiative pour des énergies inférieures à 2 MeV. L'ensemble des processus présentés ici sont décrits dans [5].

Dans le cadre de cette thèse, c'est ce dernier cas qui sera étudié.

Le calcul d'une section efficace de capture radiative d'un neutron est faite d'une part, par la description de la formation du noyau composé, d'autre part, par la description de sa désexcitation. Un modèle statistique bien établi est utilisé pour décrire la décroissance du noyau composé pour obtenir cette section efficace. Il faut avoir cependant une connaissance précise de tous les ingrédients nécessaires au fonctionnement de ce formalisme comme les densités de niveaux [6], les fonctions de force  $\gamma$  [7] ou encore le potentiel optique pour obtenir les coefficients de transmission neutron [8]. Tous ces éléments sont loin d'être disponibles pour tous les noyaux surtout en ce qui concerne les noyaux instables.

Pour mesurer la section efficace de capture neutronique radiative, il faut de manière générale placer la cible à étudier sous un flux de neutrons et détecter le rayonnement émis. Ces expériences sont le plus souvent complexes à réaliser comme nous le verrons par la suite.

## Les différentes techniques expérimentales envisageables

La mesure de la capture radiative d'un neutron peut s'effectuer par diverses techniques :

- Tout d'abord par activation : la cible étudiée est exposée un certain temps sous un flux de neutrons. Puis la mesure, après irradiation, de la radioactivité émise par les noyaux instables formés, est utilisée pour remonter à la section efficace. Dans [9], Winckler reporte la mesure de la section efficace  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176m}\text{Lu}$  par la mesure de l'activation de l'isomère de 3.7 heures pour une énergie de 5 keV et 25 keV. La première difficulté de cette technique est de contrôler l'énergie à laquelle a lieu la capture. En effet, les neutrons produits peuvent diffuser sur les matériaux qui environnent l'échantillon à mesurer puis peuvent être capturés par cet échantillon à une énergie plus faible. Comme la section efficace a une évolution inversement proportionnelle à la vitesse des neutrons, il est donc capital de contrôler ce processus. La seconde difficulté est de connaître le rapport d'embranchement entre le rayonnement mesuré et la désexcitation du noyau composé pour extraire la section efficace de capture radiative totale.
- Par la spectroscopie du rayonnement  $\gamma$  prompt : cette technique consiste à étudier les caractéristiques du rayonnement  $\gamma$  émis lors d'une réaction induite par un faisceau de neutrons sur une cible. La section efficace de capture s'obtient en mesurant les  $\gamma$  émis par le noyau composé ou en considérant les transitions discrètes de basse énergie. Dans ce dernier cas, on suppose que tous les chemins de décroissance passent par ces transitions ou que l'on connaît les rapports d'embranchement. A noter que la spectroscopie  $\gamma$  s'effectue la plupart du temps avec des détecteurs germaniums. Cette technique est principalement utilisée aux énergies thermiques car la performance de ce type de détecteur se dégrade pour des neutrons rapides, il est donc nécessaire de garder un contrôle permanent sur les doses reçus par ces germaniums. Ce type de détecteur supporte un taux de comptage peu élevé. Par exemple, Maidana dans [10] a mesuré la section efficace  $(n,\gamma)$  du  $^{232}\text{Th}$  à l'aide d'un détecteur germanium hyper pur pour une énergie de 0.0253 eV.
- Par la méthode de la fonction de poids : lorsque le dispositif expérimental ne dispose pas de détecteurs  $\gamma$  ayant une couverture angulaire totale ( $4\pi$ ) et/ou possédant des détecteurs ayant une faible efficacité de détection, il faut utiliser la technique dite de la fonction de poids pour calculer correctement l'efficacité de détecter une cascade  $\gamma$ . Une cascade correspond à l'ensemble des  $\gamma$  émis par un noyau excité pour rejoindre son état fondamental. L'efficacité dépend alors de la multiplicité et du spectre de chaque cascade. Cette technique suppose d'une part, que l'efficacité de détecter un événement de capture est indépendante du chemin de décroissance suivi par la cascade et, d'autre part, qu'il existe une relation de proportionnalité entre l'efficacité et l'énergie du  $\gamma$  émis. Or en réalité, il n'existe pas une telle relation. C'est pourquoi cette méthode introduit artificiellement un poids sur chaque événement de capture détecté pour rétablir cette relation de proportionnalité. Cette technique est cependant difficile à utiliser, elle requiert la

modélisation du dispositif expérimental ainsi qu'une cible pure pour extraire les fonctions de poids. Gaerts *et al.* dans [11] donnent plus de précision sur cette technique. On retrouve la méthode de la fonction de poids sur des installations expérimentales tel que n\_TOF [12] ou GELINA [13].

- Enfin en utilisant un détecteur  $4\pi$  : Ce genre de dispositif permet de détecter totalement la cascade  $\gamma$ . Il existe quelques détecteurs  $4\pi$  à travers le monde comme le détecteur multi-segmenté DANCE au LANSCE qui consiste en 162 détecteurs  $\text{BaF}_2$  [14]. Il existe des détecteurs similaires à n\_TOF au CERN [15] et à Karlsruhe [16]. La grande segmentation de ces détecteurs permet d'effectuer des mesures de multiplicité  $\gamma$  de la cascade.

## **Les installations dédiées aux réactions radiatives induites par des neutrons**

Il est possible de répartir les installations permettant d'effectuer des réactions de capture neutronique en deux catégories :

- Celles qui utilisent des faisceaux "blancs" de neutrons et ont donc un large spectre en énergie. L'avantage de ces installations est qu'elles permettent la mesure de la section efficace à plusieurs énergies dans un seul « run ». Pour déterminer l'énergie du neutron, il faut alors avoir recours à la méthode du temps de vol. Cette technique est utilisée sur des installations comme ORELA, LANSCE aux USA, GELINA, nELBE, n\_TOF en Europe et PNF en Asie par exemple. Pour obtenir une bonne résolution en énergie, un faisceau de neutrons est produit grâce à un accélérateur de protons ou d'électrons pulsés. La table 1 résume les principales caractéristiques de ces quelques installations [17]. Grâce à la technique du temps de vol, ces installations permettent la détermination très précises des énergies neutrons. Davantage d'informations sur ces équipements sont disponibles à la référence [17].

TABLE 1 – Caractéristiques de plusieurs installations permettant d'utiliser la technique de temps de vol.

Installation	Lieu	Particule	Energie faisceau (MeV)	Cible production	Largueur pulsation (ns)	Puissance faisceau (kW)	Fréquence pulsation (Hz)	Longueur de vol (m)	Neutrons par pulsation
ORELA	ORNL, Oak Ridge, USA	e-	180	Ta	2-30	60	12-1000	9-200	$1 \cdot 10^{12}$
GELINA	EC-JRC-IRMM, Geel, Belgique	e-	100	U	1	10	40-800	5-400	$4,3 \cdot 10^{10}$
nELBE	FZD, Rossendorf, Allemagne	e-	40	L-Pb	0.01	40	500000	4	$5,4 \cdot 10^7$
PNF	PAL, Pohang, Corée	e-	75	Ta	2000	0.09	12	11	$1,7^{10}$
LANSCE-WNR	LANL, Los Alamos, USA	p	800	W	0.2	1.44	13900	8-90	$8 \cdot 10^9$
n_TOF	CERN, Genève, Suisse	p	20000	Pb	6	10	0.4	185	$2 \cdot 10^{15}$

- Celles qui utilisent un faisceau (quasi-)monoénergétique de neutrons rapides comme TUNL aux USA , FZK ou le 4 MV de Bruyères-le-Châtel en Europe et JAEA en Asie par exemple. Ce type de faisceau est produit par des réactions induites par des ions légers permettant de mesurer des sections efficaces dans une gamme allant du keV à plusieurs MeV. Ces mesures peuvent être associées à la technique du temps de vol. La table 2 résume les principales caractéristiques de ces installations [17]. Des informations supplémentaires sur ces équipements sont aussi disponibles dans [17].

TABLE 2 – Caractéristiques de plusieurs installations utilisant une source mono ou quasi-monoénergétique de neutrons.

Installation	Lieu	Accélérateur	Particule	Energie max faisceau (MeV)	Réaction utilisée	Energies neutrons
JAEA	Tokyo, Japon	4 MV Pelletron	p	4	${}^7\text{Li}(p,n)$ ${}^2\text{H}(d,n)$ ${}^3\text{H}(d,n)$	5 keV à 20 MeV
FZK	Karlsruhe, Allemagne	3.7 MV Van de Graaff	p	3.7	${}^7\text{Li}(p,n)$	1 keV à 1.5 MeV
TUNL	Durham, USA	10 MV Van de Graaff	p,d	20	${}^2\text{H}(d,n)$	2 à 20 MeV
4 MV CEA	Bruyères le châtel, France	4MV Van de Graaff	p	4	${}^3\text{H}(p,n)$	5 keV à 20 MeV

### Cas du ${}^{173}\text{Lu}$ ( $t_{1/2} = 1.37$ ans)

Le CEA DAM DIF a lancé en 2007 une campagne de mesures des sections efficaces ( $n,\gamma$ ) sur la chaîne isotopique du lutécium.

Les premières mesures de sections efficaces de capture neutronique radiative ont été effectuées sur les isotopes stables du  ${}^{176}\text{Lu}$  et du  ${}^{175}\text{Lu}$  [18]. Dans cette thèse, c'est l'isotope instable du  ${}^{173}\text{Lu}$  ( $t_{1/2} = 1.37$  ans) qui est étudié.

L'ensemble de ces études contribuent aux développements, tant théoriques qu'expérimentaux, menés dans le cadre du programme Simulation de la Direction des Applications Militaires.

La durée de vie de cet isotope de 1.37 ans a permis d'effectuer une réaction de capture neutronique radiative. Cependant avant de pouvoir effectuer une telle expérience, beaucoup de questions doivent être résolues :

- Où et comment fabriquer une cible radioactive comme le  ${}^{173}\text{Lu}$  ? Avec quelle quantité et quelle pureté ? Plusieurs réactions peuvent être utilisées pour produire

une cible de  $^{173}\text{Lu}$  :

- $^{174}\text{Yb}(p,2n)^{173}\text{Lu}$ ,  $^{173}\text{Yb}(p,ng)^{173}\text{Lu}$ . L'utilisation de ces réactions nécessite une cible d'ytterbium enrichie.
- $^{175}\text{Lu}(n,2n)^{173}\text{Lu}$ . Cette réaction demande une séparation isotopique après irradiation.
- $^{nat}\text{Hf}(p,xn)$ . Nous montrerons dans le chapitre 2, que la production de  $^{173}\text{Lu}$  par cette réaction permet d'obtenir une cible de grande pureté sans enrichissement de la cible ni séparation isotopique après irradiation.
- Comment respecter les normes de radioprotections relatives à une telle cible sachant que l'activité spécifique du  $^{173}\text{Lu}$  est de  $5,65 \cdot 10^{13} \text{Bq/g}$  ? Pour respecter les normes de radioprotection, il faut obtenir une cible de très faible masse, environ quelques dizaines de  $\mu\text{g}$ . Cela veut dire que pour effectuer cette expérience avec une telle cible, il faut trouver des installations délivrant un flux important et utiliser un ensemble de détection très efficace.
- Quel type de détecteurs est capable de supporter un taux de comptage aussi important sachant que le  $^{173}\text{Lu}$  produit des  $\gamma$  jusqu'à 636 keV ? Seuls des détecteurs de grande efficacité ( $4\pi$ ), segmentés et très rapides doivent être utilisés avec ce genre de cible.
- Y-a-t-il la possibilité de manipuler des cibles radioactives tel que le  $^{173}\text{Lu}$  ? L'installation choisie devra avoir à disposition le matériel et les infrastructures nécessaires pour manipuler une telle cible.

Peu de mesures de capture radiative de neutrons ont été réalisées sur des cibles radioactives artificielles. Sans être exhaustif, citons :

- Le travail de Bélier *et al.* qui ont effectué une expérience d'activation pour mesurer la section efficace de capture de neutron par le  $^{177m}\text{Lu}$  ( $t_{1/2} = 160$  jours) à l'ILL de Grenoble [19]. Pour effectuer une telle expérience une pureté de cible de 99.993% a été nécessaire.
- Au LANSCE avec le détecteur DANCE, une expérience de capture radiative sur l'isotope radioactif de  $^{152}\text{Eu}$  ( $t_{1/2} = 15.537$  ans) a été effectuée [20]. Une quantité de  $6 \mu\text{g}$  d' $^{152}\text{Eu}$  dans une cible de  $100 \mu\text{g}$  d'euporium naturel a été utilisée. Cette masse d' $^{152}\text{Eu}$  représente une activité de 30 MBq. Ils ont démontré que cette installation était capable d'effectuer une expérience sur une cible de grande radioactivité et ayant une faible masse, sans toutefois pouvoir extraire une section efficace.
- A n\_TOF au CERN, l'expérience  $^{151}\text{Sm}(n,\gamma)$  ( $t_{1/2} = 93$  ans) a été réalisée par

Abbondanno [21] . La cible est constituée par du silicium comprenant de l'oxyde  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  enrichi à 89.9% de  $^{151}\text{Sm}$  d'épaisseur de  $7,99 \cdot 10^{-4}$  atomes/b. Celle-ci a été compressée sous forme de palette puis placée à l'intérieur d'un petit conteneur en titane de 10mm de diamètre. L'énergie des neutrons a été déterminée par temps de vol. Deux détecteurs  $\text{C}_6\text{D}_6$  ont été utilisés pour mesurer les  $\gamma$  émis. La technique des fonctions de poids a été requise pour déterminer l'efficacité de détection.

- A Karlsruhe, la mesure de la section efficace de la réaction  $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)$  ( $t_{1/2} = 2,6 \cdot 10^6$  ans) a été effectuée par Uberseder [22] en utilisant la méthode d'activation avec une paire de clover de détecteurs Ge.

En considérant ces différentes observations, il a été décidé de réaliser l'expérience de capture radiative d'un neutron du  $^{173}\text{Lu}$  sur l'installation LANSCE au laboratoire national de Los Alamos (LANL) avec le détecteur DANCE pour les raisons suivantes :

- Peu de laboratoires dans le monde ont les installations adaptées à la fabrication de cibles radioactives de grande pureté. A Los Alamos, la présence des installations nommées Isotope Production Facility (IPF) au LANSCE permet dans un premier temps l'irradiation pour fabriquer des cibles radioactives et l'installation Radiochemistry Hot Cell Facility (RHCF) permet d'effectuer des séparations chimiques. Ces installations sont situées sur le même site que le détecteur DANCE. Les problèmes liés au transport de ce type de source sont alors minimisés. En raison de la grande radioactivité spécifique de cet isotope ( $5,65 \cdot 10^{13} \text{Bq/g}$ ), la masse de la cible a été choisie de manière à répondre correctement aux critères de radioprotection du LANL.
- Le LANSCE dispose d'un faisceau de neutron à haut flux permettant justement la mesure de section efficace des échantillons de faible masse. La ligne de temps de vol Flight Path 14 (FP14) du LANSCE autorise des mesures de sections efficaces pour des énergies allant du thermique jusqu'à 300 keV.
- Le détecteur  $4\pi$  DANCE supporte de haut taux de comptage grâce à sa grande segmentation ( $162 \text{BaF}_2$ ).

LE LANSCE réunit donc le maximum de critères permettant d'effectuer une expérience de physique nucléaire avec une cible radioactive.

Avec cette installation, il est a priori, possible de mesurer la section efficace  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  jusqu'à une centaine de keV. Nous montrerons, cependant, qu'il est très difficile d'extraire la section efficace au-delà de quelques centaines d'eV, domaine qui correspond à la région des résonances résolues. La mesure des énergies des résonances donne accès à leur espacement moyen et donc à la densité de niveau. La mesure de la largeur neutronique moyenne permet de tester le potentiel optique neutron noyau. Enfin, la largeur partielle radiative moyenne permet d'accéder aux fonctions de force  $\gamma$  à l'énergie de séparation d'un neutron. La mesure de la capture radiative sur le noyau instable du  $^{173}\text{Lu}$  va permettre de mesurer des paramètres essentiels pour les modèles de réactions.

Comme nous le montrerons, la réalisation d'une expérience utilisant une cible radioactive de haute activité est difficile et se limite à des énergies neutrons dans la région des résonances. Pour, d'une part, échapper à la forte radioactivité de la cible et, d'autre part, étendre les sections efficaces de capture jusqu'à quelques MeV, nous avons proposé d'étudier une technique alternative : la méthode de substitution.

## La méthode de substitution

Les mesures directes ne permettent pas toujours d'acquérir des informations en dehors de la vallée de stabilité. Lorsqu'elles le peuvent, les expériences représentent un véritable défi comme le montrera le cas du  $^{173}\text{Lu}$ . Dans le but de contourner ce problème, une technique originale a été proposée : la méthode de substitution. Celle-ci combine à la fois la théorie et l'expérience pour tenter de déterminer les sections efficaces pour des réactions passant par la formation d'un noyau composé. Plusieurs équipes scientifiques notamment aux Etats-Unis (LLNL), en France (CEA DAM, CENBG) et au Japon (JAEA), travaillent sur l'applicabilité de cette technique. Ce sujet est d'une grande importance car si la méthode de substitution s'avère exploitable, elle pourrait devenir le seul moyen de déterminer des sections efficaces sur des noyaux à très courte durée de vie.

### Concept de la technique de substitution

La méthode de substitution a été imaginée dans les années 70 par Cramer et Britt pour la mesure des sections efficaces de fission sur les actinides [24]. Cette technique que l'on retrouve aussi sous le nom de "Surrogate" dans la littérature anglaise, consiste à remplacer une réaction nucléaire par une autre où le noyau composé formé est le même que dans la réaction à étudier. L'intérêt de cette méthode est de pouvoir utiliser une cible stable. La décroissance de ce noyau est ensuite mesurée en coïncidence avec l'éjectile produit par la réaction de substitution. La figure 1 illustre la méthode.

La réaction de capture neutronique ainsi que les réactions de substitutions étudiées dans cette thèse supposent la formation d'un noyau composé. Dans un tel noyau, toutes les configurations sont équiprobables. Pour cette raison, la décroissance de celui-ci est traitée de manière statistique [25]. Pour un noyau composé, le fait de passer par toute une succession de configurations fait que ce dernier oublie presque totalement de quelle manière il a été formé. Seules les caractéristiques intrinsèques à ce noyau comme le spin et la parité sont conservées. Tout ceci implique que la décroissance du noyau composé est totalement décorrélée de son mode de formation. Cette dernière remarque constitue la célèbre hypothèse de Bohr [1].

La description du noyau composé peut donc s'effectuer en deux étapes indépendantes, à savoir : sa formation et sa décroissance. A partir de cette observation, Hauser et Feshbach dans [26] ont mis au point un formalisme pour calculer des sections efficaces. Celui-ci conserve explicitement le moment angulaire total ainsi que la parité.

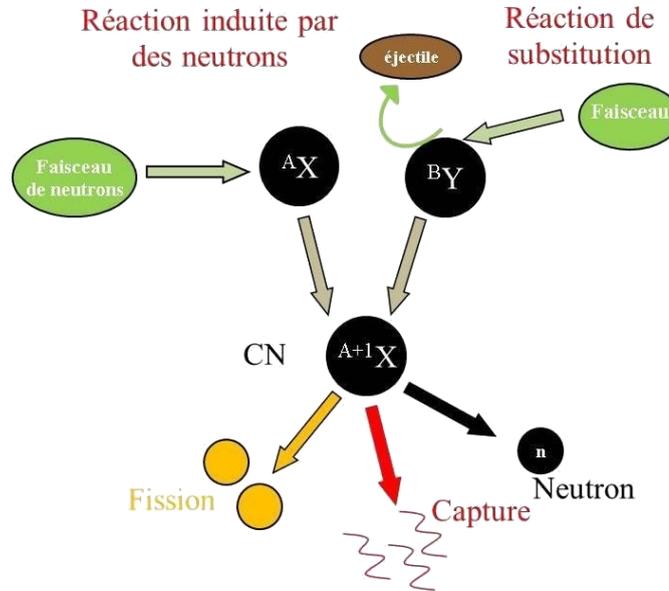


FIGURE 1 – Représentation de la méthode substitution pour le cas de réaction induite par des neutrons. La partie gauche représente la réaction de capture radiative induite par des neutrons. La partie droite est la réaction de substitution qui est représentée ici par une réaction de transfert. Dans les deux cas, le même noyau composé est formé.

Dans la cadre de la méthode de substitution, il est habituel de travailler dans l'approximation de Weisskopf-Ewing. Cette approximation consiste à négliger le moment angulaire total et la parité. La section efficace  $(n,\gamma)$  s'obtient alors par le produit entre la probabilité d'émission  $\gamma$  qui est mesurée et la section efficace de formation du noyau composé qui est calculée telle que :

$$\sigma_{(n,\gamma)}^{A-1}(E_n) = \sigma_{CN}^A(E_n) \times P_{surro}^A(E^*) \quad (1)$$

Où :

- $E_n$  est l'énergie incidente du neutron.
- $\sigma_{(n,\gamma)}^{A-1}(E_n)$  est la section efficace de capture neutronique radiative que l'on cherche à déterminer.
- $\sigma_{CN}^A(E_n)$  est la section efficace de formation du noyau composé de la réaction  $(n,\gamma)$  obtenue théoriquement par un calcul utilisant le modèle optique.
- $P_{surro}^A(E^*)$  est la probabilité d'émission  $\gamma$  déterminée expérimentalement dans la réaction de substitution à une énergie d'excitation donnée.

Outre l'aspect expérimental facilité par l'utilisation d'une réaction de substitution, il n'en demeure pas moins certaines interrogations quant à l'utilisation de cette méthode :

- Le noyau composé d'intérêt est-il bien formé ? Il est important de contrôler les autres mécanismes pouvant intervenir comme l'émission de prééquilibre ou encore le « break-up » du projectile et/ou de l'éjectile.
- L'approximation de Weisskopf-Ewing est-elle valable ? Dans cette thèse nous montrerons que l'approximation de Weisskopf-Ewing ne peut pas être utilisée dans les réactions de capture radiative.
- Quelle est la distribution de spin du noyau composé formé dans les réactions de substitution ? Si l'approximation de Weisskopf-Ewing ne peut être utilisée il faut alors connaître la distribution de spin dans la réaction de substitution. La mesure de l'éjectile dans ces expériences est généralement réalisée sur une plage angulaire limitée. Or la section efficace possède une dépendance angulaire qui a pour effet de favoriser certains spins au détriment d'autres.

## La méthode de substitution est-elle valable ?

La méthode de substitution a été largement appliquée pour des réactions (n,f) alors qu'elle en est à ses prémices pour les réactions (n, $\gamma$ ). En 2012, Escher *et al.* dans [27] ont effectué un travail remarquable sur les mesures utilisant cette technique en regroupant l'ensemble des résultats expérimentaux observés ces dix dernières années pour la fission et la capture radiative d'un neutron. Ici seuls quelques exemples vont être présentés pour donner un aperçu sur la possible applicabilité de cette méthode.

### La méthode de substitution appliquée à la fission

Pour la fission, l'application de cette méthode présente des situations contrastées.

En 2007, Lyles [28] a extrait la section efficace  $^{236}\text{U}(n,f)$  en utilisant la réaction  $^{238}\text{U}(^3\text{He},\alpha)$ . La figure 2 montre une différence d'un facteur deux entre la section efficace  $^{236}\text{U}(n,f)$  évaluée par ENDF sur des données provenant de réactions induites par des neutrons et celle mesurée par substitution au dessus de 6 MeV. Lyles explique cette différence par une contamination de la cible par des éléments légers. En regardant de plus près la zone inférieure à 2 MeV où aucune contamination est présente, elle montre que la section efficace mesurée est sensible à l'angle de détection des éjectiles comme l'illustre la figure 3. Pour Lyles, cela indique que certains moments angulaires auraient été privilégiés allant à l'encontre de l'approximation de Weisskopf-Ewing.

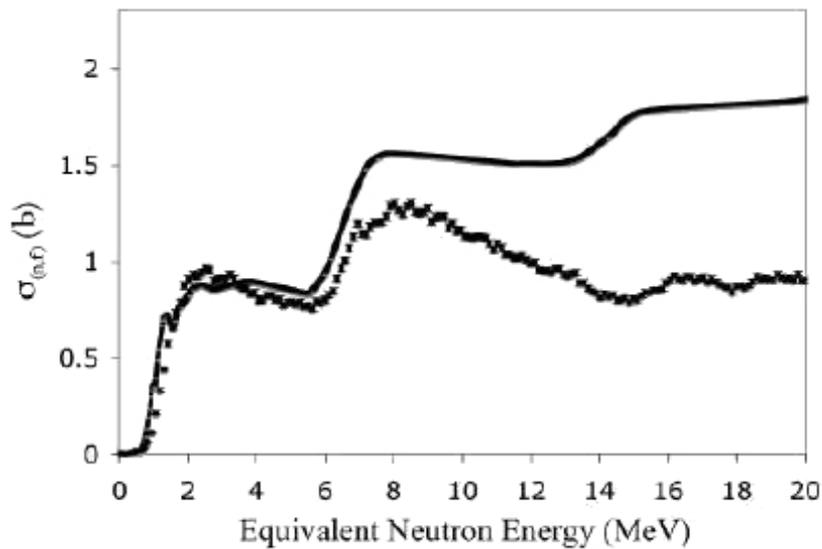


FIGURE 2 – Section efficace  $^{236}\text{U}(n,f)$  obtenue avec la méthode de substitution en comparaison avec une récente évaluation ENDF (en trait plein) faite sur des données provenant d'une mesure induite par des neutrons [28].

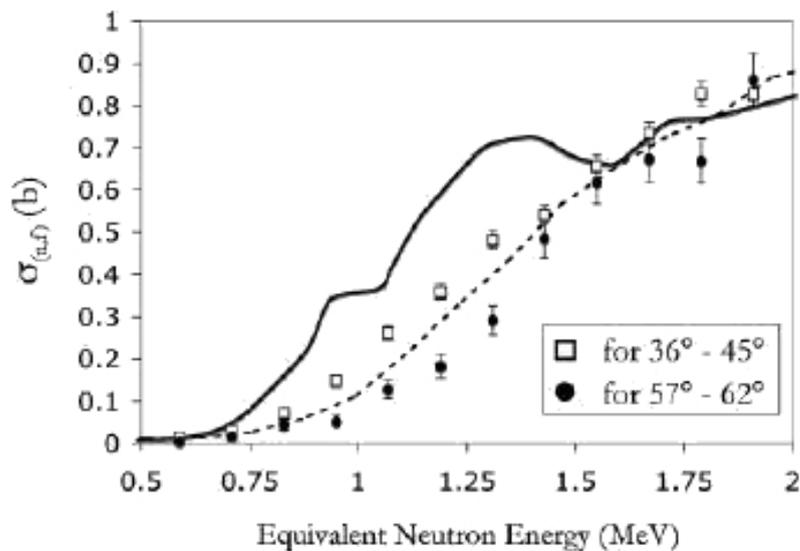


FIGURE 3 – Section efficace  $^{236}\text{U}(n,f)$  obtenue avec la méthode de substitution en fonction de l'angle pour une énergie neutron comprise entre 0.5 et 2 MeV. Les données représentées par des carrés vides couvrent un angle compris entre  $36^\circ$  et  $45^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau et les cercles pleins représentent une couverture angulaire comprise entre  $57^\circ$  et  $62^\circ$ . Ces résultats sont comparés à avec une évaluation ENDF (en trait plein) faite sur des données provenant d'une mesure induite par des neutrons [28] et aussi avec la section efficace obtenue par substitution mais intégrée sur tous les angles (traits pointillés) [28].

Un autre exemple peut être donné avec l'expérience de substitution effectuée par le CENBG utilisant les réactions  $^{243}\text{Am}(^3\text{He},t)$  et  $^{243}\text{Am}(^3\text{He},\alpha)$  pour déterminer, respectivement, la section efficace (n,f) sur le  $^{242}\text{Cm}$  et le  $^{241}\text{Am}$  [29]. Il existe un bon accord avec la mesure induite par des neutrons comme l'attestent les figures 4 et 5. Cependant à basse énergie des différences existent entre les données obtenues par méthode de la mesure directe et par la méthode de substitution comme le montre la figure 5. Or c'est cette zone en énergie qui est d'intérêt pour la capture radiative.

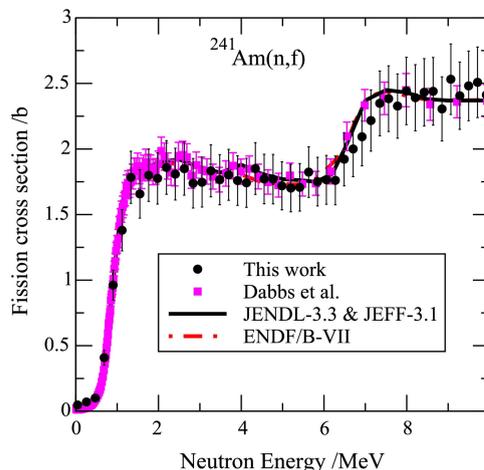


FIGURE 4 – Section efficace de fission de l' $^{241}\text{Am}$  en fonction de l'énergie neutron obtenue par substitution avec la réaction  $^{243}\text{Am}(^3\text{He},\alpha)$  comparée avec des données expérimentales obtenues par réaction induite par des neutrons et avec différentes évaluations sur ce même noyau [29].

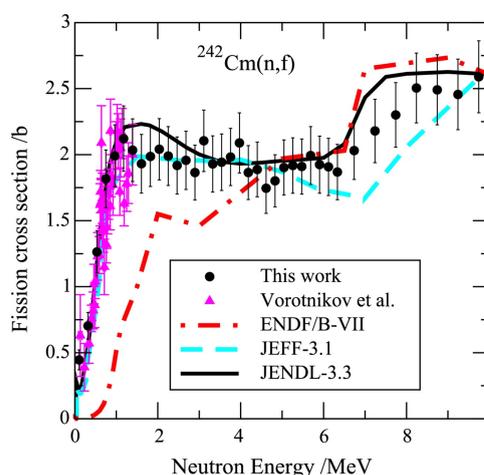


FIGURE 5 – Section efficace de fission du  $^{242}\text{Cm}$  en fonction de l'énergie neutron obtenue par substitution avec la réaction  $^{243}\text{Am}(^3\text{He},t)$  comparée avec des données expérimentales obtenues par réaction induite par des neutrons et avec différentes évaluations sur ce même noyau [29].

Burke en 2006 [30] utilise non pas une mesure absolue pour appliquer la méthode de substitution mais une mesure de ratio. Cette technique a été mise au point à la base par Plettner en 2005 [31] pour éviter les problèmes de contaminations induisant une mauvaise mesure de la probabilité de décroissance. Ici Burke a utilisé une même réaction de substitution mais sur deux noyaux voisins à savoir :  $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha'f)$  et  $^{236}\text{U}(\alpha, \alpha'f)$  pour déterminer la section efficace  $^{237}\text{U}(n,f)$ . Cette méthode normalise les sections efficaces extraites et les probabilités de fission mesurées à partir de données existantes. La figure 6 montre un bon accord entre 1 et 9 MeV entre les données mesurées par substitution et celles provenant d'une estimation théorique faite par Younes et Britt [32]. Cette estimation est basée sur des calculs faits avec le code de réaction TALYS, ajusté sur des données existantes et sur une ancienne évaluation JEFF-3.1. Cependant, là aussi une différence entre les deux méthodes demeure à basse énergie en dessous de 0.5 MeV.

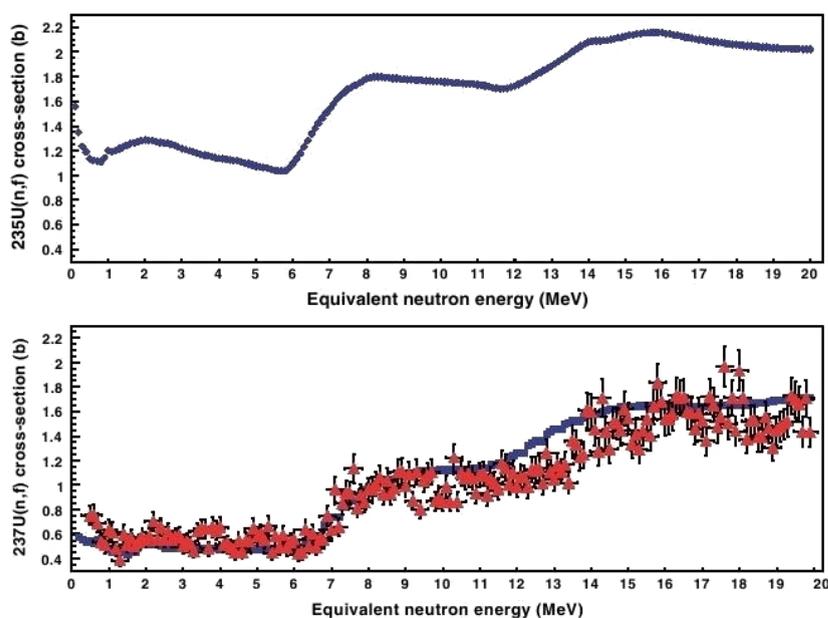


FIGURE 6 – En haut est représentée la section efficace  $^{235}\text{U}(n,f)$  provenant de la bibliothèque ENDF/B-VII utilisée pour déterminer la section efficace  $^{237}\text{U}(n,f)$ . En bas, il s'agit d'une comparaison entre la section efficace  $^{237}\text{U}(n,f)$  déterminée par la méthode des ratios (en rouge) et d'une estimation théorique [32] proposé par Younes et Britt. [30].

Pour la fission, la méthode de substitution semble fonctionner dans une certaine zone en énergie comprise environ entre 1 et 10 MeV, dépendante des noyaux étudiés. Cependant à basse énergie, la validité de cette méthode reste à étudier tout comme pour des énergies supérieures à 10 MeV. Romain *et al.* montrent dans [29] qu'à basse énergie l'approximation de Weisskopf-Ewing ne peut pas être appliquée pour extraire une section efficace. Cependant, ils confirment qu'avec cette technique, il est tout à fait possible d'obtenir des informations intéressantes telles que les hauteurs de barrière de fission en calculant la dérivée par rapport à l'énergie de la probabilité fission mesurée par substitution.

### La méthode de substitution appliquée à la capture neutronique radiative

L'application de la méthode de substitution à la capture radiative est encore à un stade préliminaire. Seules quelques expériences ont été effectuées.

En 2006, Boyer a utilisé la réaction de substitution  $^{232}\text{Th}(^3\text{He},p)$  pour extraire la section efficace  $(n,\gamma)$  sur le  $^{233}\text{Pa}$  [34]. La figure 7 montre une comparaison entre ce résultat et ceux provenant de diverses prédictions comme celle de Petit [2] qui a mis au point un modèle statistique pour ce calcul, celle de JENDL-3 qui utilise aussi un modèle statistique pour ces évaluations et ENDF qui extrapole la valeur des sections efficaces  $(n,\gamma)$  à partir de noyaux voisins bien connus comme le  $^{232}\text{Th}$ , l' $^{235}\text{U}$  et l' $^{238}\text{U}$ . La section efficace extraite par substitution est largement supérieure aux évaluations. Sans une connaissance plus approfondie de la réaction  $(^3\text{He},p)$ , c'est-à-dire sans connaître le moment angulaire apporté dans une telle réaction, il semble difficile de conclure sur la validité de cette mesure. A noter ici qu'il n'existe pas de donnée expérimentale pour la réaction  $(n,\gamma)$  sur le  $^{233}\text{Pa}$ .

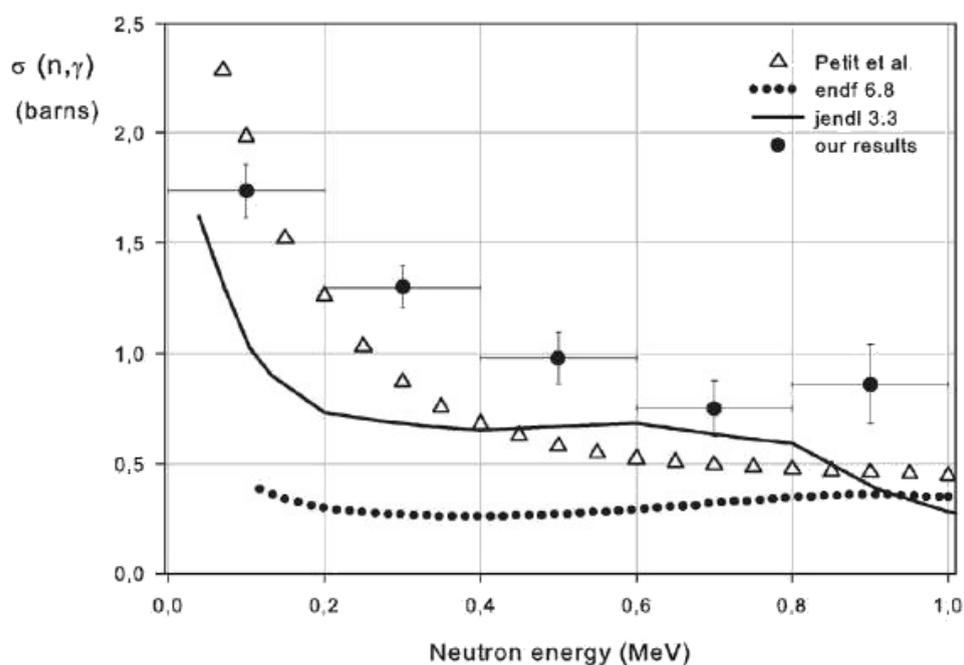


FIGURE 7 – Section efficace  $(n,\gamma)$  sur le  $^{233}\text{Pa}$  mesurée par substitution (rond noir avec barres d'erreur) comparée avec plusieurs prédictions.

En 2012, Wilson a publié la section efficace du  $^{232}\text{Th}(n,\gamma)$  extraite à l'aide de la réaction de substitution  $^{232}\text{Th}(d,p)$  [36]. La figure 8 compare cette section efficace avec celle évaluée par ENDF-BVII qui est basée sur des mesures récentes de la section efficace  $(n,\gamma)$  sur le  $^{232}\text{Th}$  et celle provenant d'une mesure sur n\_TOF effectuée par Aerts [37].

Entre 500 keV et 1 MeV, il y a un assez bon accord entre les données. Au-dessus de 1 MeV, pour Wilson, la différence vient de l'augmentation de la section efficace de fission donnant des  $\gamma$  de fission parasitant la mesure. Entre 0 et 500 keV, il y a une grande différence entre la mesure de substitution et les autres. Selon Wilson, cette différence s'explique par la forte dépendance en spin de la probabilité de décroissance à basse énergie.

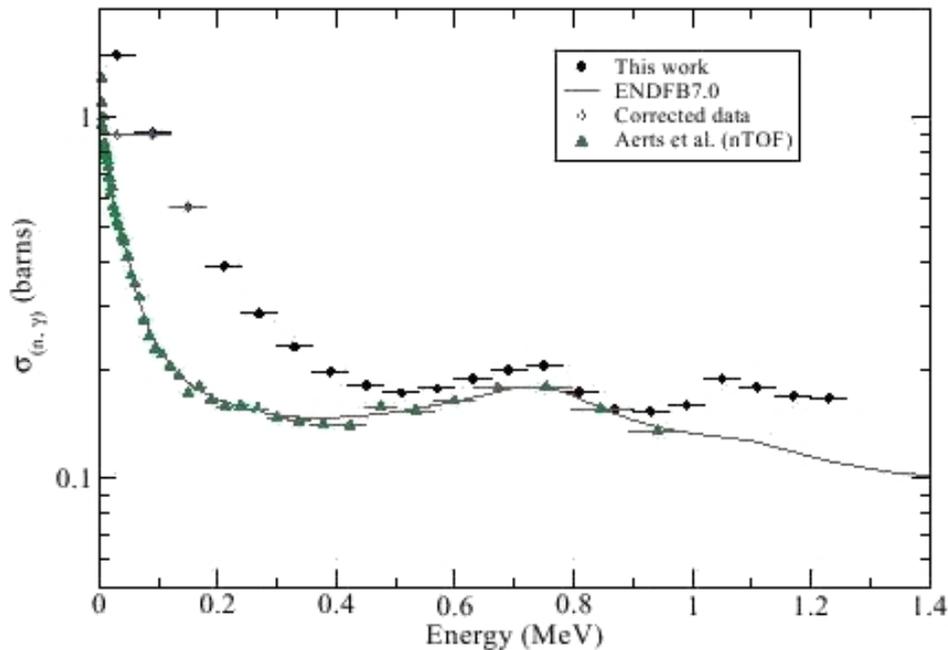


FIGURE 8 – Section efficace  $(n,\gamma)$  sur le  $^{232}\text{Th}$  mesurée par substitution comparée avec une évaluation ENDF-BVII et par des données provenant directement d'une réaction induite par des neutrons effectuée par Aerts [37].

Goldblum [38] a mesuré la section efficace  $^{92}\text{Mo}(n,\gamma)$  en utilisant la réaction  $^{92}\text{Mo}(d,p)$ . La mesure diffère ici d'un facteur 4 avec les données de sections efficaces évaluées.

L'utilisation de la réaction  $(d,p)$  comme réaction de substitution requiert une attention particulière. En effet, il ne faut pas oublier la possibilité d'avoir des événements parasites provenant du mécanisme de "break-up" du deuteron. Dans sa théorie de la fusion partielle [39], Thompson explique de quelle manière calculer la compétition entre le "break-up" du deuteron et l'absorption d'un neutron conduisant à la formation d'un noyau composé. A la suite d'autres auteurs, il distingue le "break-up" élastique dans lequel le noyau est laissé dans son état fondamental et le "break-up" inélastique. Dans ce dernier processus, un neutron peut être absorbé par le noyau cible puis être réémis sans être passé par un noyau composé. Ce processus peut être assimilé à la capture de neutron directe et semi-directe, et est appelée "neutron escape". Expérimentalement, il semble impossible de discriminer le processus de "break-up" inélastique de celui menant à un noyau composé. Des mesures

et des développements sont nécessaires pour déterminer les conditions minimisant l'un et maximisant l'autre.

La validité de la méthode de substitution est donc loin d'être démontrée et beaucoup d'études théoriques et expérimentales sont nécessaires. En effet, cette technique suppose d'une part que la désexcitation du noyau composé suit l'hypothèse de Bohr à savoir que cette décroissance ne dépend pas de la manière dont le noyau composé a été formé, et que les caractéristiques intrinsèques de ce noyau soient très proches (spin, parité). Pour obtenir la section efficace de capture neutronique radiative avec la méthode de substitution, il faudra que ces deux réactions aient une distribution de spin similaire. Ce sera l'objet de l'analyse de la réaction de substitution.

Pour tester la méthode de substitution pour la réaction  $(n,\gamma)$  sur le  $^{173}\text{Lu}$ , diverses réactions sont envisageables comme par exemple :  $^{172}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{174}\text{Lu}$ ,  $^{175}\text{Lu}(^3\text{He},\alpha)^{174}\text{Lu}$ ,  $^{175}\text{Lu}(p,d)^{174}\text{Lu}$  ou encore  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}$ . Le CEA DAM, en collaboration avec le CENBG de Bordeaux et le LLNL à Livermore, a choisi de réaliser en février 2010 à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO) sur un accélérateur TANDEM, une expérience utilisant un faisceau  $^3\text{He}$  sur une cible stable de  $^{174}\text{Yb}$ . L'objectif étant dans un premier temps de valider la méthode de substitution en comparant les probabilités d'émission  $\gamma$  sur le noyau du  $^{175}\text{Lu}$  où la section efficace  $(n,\gamma)$  est connue. Or pour une réaction de transfert, plusieurs éjectiles allant du proton à l' $\alpha$  peuvent être émis. La détection de ces éjectiles va permettre de signer le noyau composé formé. La voie  $(^3\text{He},t)$  va alors permettre d'étudier la désexcitation du noyau composé  $^{174}\text{Lu}$  qui est aussi formé. C'est de cette manière que la réaction  $(n,\gamma)$  sur le  $^{173}\text{Lu}$  a pu aussi être étudiée en considérant la voie triton. Cette expérience a été analysée en parallèle par Boutoux [40]. Pour résumé ici :

La réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}$  a servi de réaction de substitution à la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$  où la section efficace est déjà connue. La réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}$  a aussi été étudiée car elle correspond à la réaction de substitution de  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)^{174}\text{Lu}$ .

## Cadre de ce travail

Après ce chapitre introductif, le travail présenté dans cette thèse sera organisée de la manière suivante :

- Le chapitre 1 sera consacré à la théorie des réactions nucléaires induites par neutrons et plus particulièrement sur la réaction de capture neutronique radiative. La section efficace de cette réaction sera décrite. Ensuite, les formalismes de section efficace associés à deux domaines en énergie seront explicités. Puis, la voie de décroissance par émission de  $\gamma$  sera caractérisée. Enfin, la question comment évaluer correctement une section efficace  $(n,\gamma)$  sera posée. Une tentative de prédiction de la section efficace  $(n,\gamma)$  sur le  $^{173}\text{Lu}$  sera présentée.
- Le chapitre 2 sera dédié à l'expérience  $(n,\gamma)$  sur le noyau du  $^{173}\text{Lu}$  réalisée à Los

Alamos au LANSCE avec le détecteur DANCE. Celle-ci sera entièrement détaillée du point de vue du dispositif expérimental ainsi que pour l'analyse des données.

- Le chapitre 3 rappellera le principe de la mesure par la méthode de substitution. Puis, l'expérience effectuée sera elle aussi entièrement décrite.
- Pour finir, l'ensemble des résultats importants obtenu ainsi que les conclusions sur les discussions engagées seront résumés. Puis, les perspectives envisagées pour ce sujet seront abordées.

# Bibliographie

- [1] G. Aliberti *et al.*, Nucl. Sci. Eng. 143 13 (2004).
- [2] G. Wallerstein *et al.*, Rev. Mod. Phys., 69 995 (1997).
- [3] L. Bonneau *et al.*, Phys. Rev. C 75 054618 (2007).
- [4] N. Bohr, Nature 137 344 (1936).
- [5] W.E. Parker *et al.*, Phys. Rev. C 52 1 (1995).
- [6] T. Rauscher *et al.*, arXiv, astro-ph/9602087v1 (1996).
- [7] E. Khan *et al.*, AIP Conf. Proc. 704 395 (2004).
- [8] E. Bauge *et al.*, cours de l'école Joliot-Curie, "Modélisation et évaluations des données" (2006).
- [9] N. Winckler *et al.*, Conf. CERN 200606 192 (2006).
- [10] N.L. Maidana *et al.*, AIP Conf. Proc. 769 1466 (2004).
- [11] G. Aerts et F. Gunsing, rapport interne, DAPNIA-03-95, CEA (2002).
- [12] F. Gunsing *et al.*, Phys. Rev. C 85 064601 (2012).
- [13] A. Borella *et al.*, Nucl. Instr. Phys. Res. A 626 (2007).
- [14] J.L. Ullmann *et al.*, AIP Conf. Proc. 769, 918 (2005).
- [15] C. Guerrero *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 608 3 424 (2009).
- [16] K. Wisshak *et al.*, IEEE Trans. on Nucl. Science 36 1 101 (1989).
- [17] R.C. Block *et al.*, Handbook of Nuclear Engineering, DOI 10.1007/978-0-387-98149-9\_1 (2010).
- [18] O. Roig *et al.*, EPJ web of Conf., 2 05003 (2010).
- [19] G. Bélier *et al.*, Phys. Rev.C 73 014603 (2006).
- [20] A. Couture, talk at JINA lunch discussion, Michigan (2009).
- [21] U. Abbondanno *et al.*, Phys. Rev. Lett. 93 161103 (2004).
- [22] E. Uberseder *et al.*, Phys. Rev. Lett. 102 151101 (2009).
- [23] N.M. Larson, Oak Ridge National Laboratory Rep.ORNL/TM-9179/R7 (2006).
- [24] J.D. Cramer et H.C. Britt, Nucl. Sci. Eng. 41 177 (1970).
- [25] V.F. Weisskopf, Rev. Mod. Phys. 52 4 295 (1937).
- [26] W. Hauser et H. Feshbach, Phys. Rev. 87 366-373 (1952).
- [27] J.E. Escher *et al.*, Rev. Mod. Phys. 84 353 (2012).

- [28] B.F. Lyles *et al.*, Phys. Rev. C 76 014606 (2007).
- [29] G. Kessedjian *et al.*, Phys. Lett. B 692 5 297 (2010).
- [30] J.T. Burke *et al.*, Phys. Rev. C 73 054604 (2006).
- [31] C. Plettner *et al.*, Phys. Rev. C 71 051602 (2005).
- [32] W. Younes et H. C. Britt, LLNL Tech. Rep. No. UCRL-TR-212600 (2005).
- [33] P. Romain *et al.*, Phys. Rev. C 85 044603 (2012).
- [34] S. Boyer *et al.*, Nucl. Phys. A 775 175 (2006).
- [35] M. Petit *et al.*, Nucl. Phys. A 735 345 (2004).
- [36] J.N. Wilson *et al.*, Phys. Rev. C 85 034607 (2012).
- [37] G. Aerts *et al.*, Phys. Rev. C 73 054610 (2006).
- [38] B.L. Goldblum *et al.*, Phys. Rev. C 85 054616 (2012).
- [39] I.J. Thompson, Journal of Phys. Conf. Ser. 312 082041(2011).
- [40] G. Boutoux, thèse de doctorat CENBG, Bordeaux, (2011).

# Chapitre 1

## La réaction de capture radiative d'un neutron

L'objectif de ce chapitre est de fournir les outils indispensables à la compréhension de cette thèse. Il ne s'agit en aucun cas de développer en détail le formalisme. Dans la mesure du possible, des exemples seront donnés à l'aide de la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ . La première partie de ce chapitre sera consacrée à la description de la section efficace  $(n,\gamma)$ . Dans une deuxième partie, nous nous intéresserons à la région des résonances en introduisant le formalisme de la matrice R. Ensuite, le domaine continu sera présenté en explicitant le formalisme de Hauser-Feshbach. Enfin, la décroissance du noyau composé par émission  $\gamma$  sera détaillée notamment avec la notion de fonctions de forces  $\gamma$ . Nous finirons ce chapitre par une tentative d'évaluation de la section efficace  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$ .

### 1.1 Description de la section efficace $(n,\gamma)$

#### 1.1.1 Evolution de la section efficace avec l'énergie

Pour une section efficace  $(n,\gamma)$ , comme celle représentée à la figure 1.1, trois zones en énergie peuvent être distinguées :

- A basse énergie, une zone où la section efficace suit une loi inversement proportionnelle à la vitesse du neutron. La présence d'une section efficace importante s'explique par le fait que le neutron ayant une vitesse lente, a une probabilité plus grande d'interagir avec le milieu qui l'entoure.
- Puis lorsque l'énergie du neutron augmente, des structures présentant de grandes variations apparaissent pour des énergies bien spécifiques. Il s'agit des résonances.
- Pour des énergies devenant de plus en plus grandes, le nombre de ces résonances augmentent. Si bien qu'à partir d'une certaine énergie, aucune résonance peut être distinguée. Cela constitue le domaine continu.

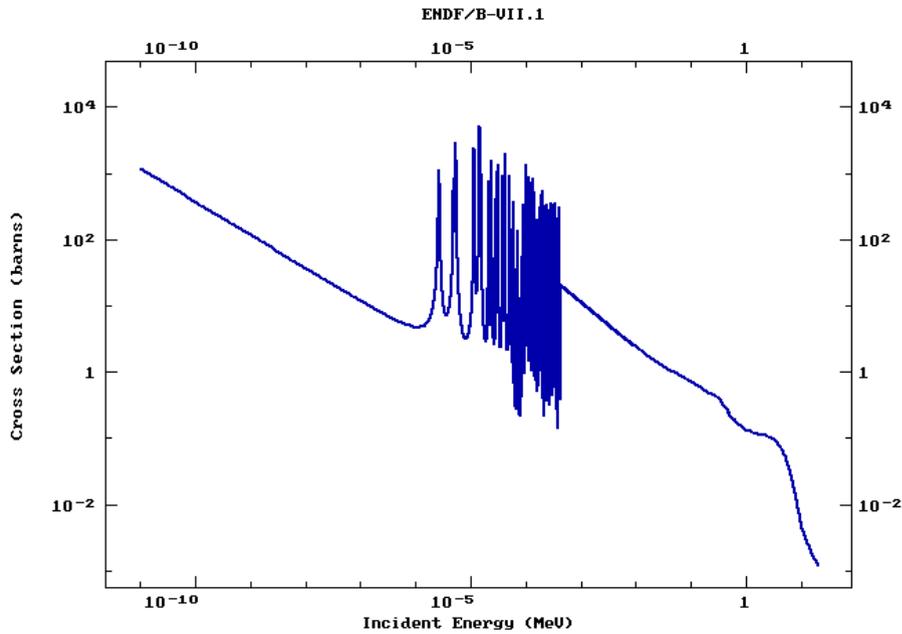


FIGURE 1.1 – Section efficace (n,γ) du  $^{175}\text{Lu}$  issue de la bibliothèque ENDF/B-VII.1.

Pour comprendre de manière qualitative ce qu'est une résonance, il faut imaginer un puits de potentiel qui représente le noyau cible. La probabilité pour que le neutron puisse être absorbé par le noyau dépend du raccordement des fonctions d'ondes à l'intérieur et à l'extérieur de ce puits. Lorsque l'énergie du neutron correspond à l'énergie d'un état propre du système neutron + noyau, les fonctions d'onde se raccordent alors parfaitement et la probabilité d'interaction devient très importante.

Le système n + noyau cible décrit ici correspond au noyau composé. Cette notion a été imaginée par Bohr en 1936 [1]. Il explique le concept de noyau composé de la manière suivante : l'énergie apportée par la capture du projectile par le noyau cible est répartie de façon équiprobable sur tous les nucléons du système composé. Ce partage se traduit par l'établissement d'un équilibre statistique au sein de ce système. La mise en place d'un tel équilibre est un processus long dans la gamme de temps des réactions nucléaires : de  $10^{-15}$  à  $10^{-19}$  s selon l'énergie incidente contre  $10^{-22}$  s pour une réaction directe.

Pour des énergies plus élevées, la largeur des résonances devient de plus en plus importante. Si bien qu'à partir d'une certaine limite, l'espacement entre chaque résonance est plus faible que leur largeur. Il devient donc impossible de distinguer correctement les résonances entre elles. La limite entre le domaine des résonances et le domaine continu est déterminée par un paramètre purement expérimental, la résolution de détection.

### 1.1.2 Décroissance du noyau composé et section efficace

D'après l'hypothèse de Bohr [1], la décroissance du noyau composé est indépendante de sa formation, il est ainsi possible d'exprimer la section efficace de réaction ( $a, b$ ) où  $a$  est le projectile et  $b$  est le mode de désexcitation de la façon suivante :

$$\sigma_{ab}(E) = \sigma_c(E) \times P_b(E^*) \quad (1.1)$$

avec :

- $\sigma_{ab}(E)$ , section efficace de la réaction ( $a, b$ ) passant par la formation d'un noyau composé pour une énergie cinétique  $E$  du projectile.
- $\sigma_c(E)$ , section efficace de formation du noyau composé pour une énergie cinétique  $E$  du projectile.
- $P_b(E^*)$ , probabilité de désexcitation du noyau composé par le mode  $b$  pour une énergie d'excitation  $E^*$  définie par  $E^* = \frac{A-1}{A} E_n + B_n$ .

Les états excités du noyau composé ont une durée de vie  $\tau$  finie. Ceci implique que ces états possèdent une largeur  $\Gamma$ . Ces deux grandeurs sont reliées par la célèbre relation d'incertitude d'Heisenberg telles que :

$$\Gamma \times \tau \approx \hbar \quad (1.2)$$

Chaque état excité a une probabilité  $\lambda_b$  de décroissance pour un mode de désexcitation  $b$  donné. Cette probabilité appelée constante de décroissance partielle est homogène à l'inverse d'un temps. A partir de cette quantité, la largeur partielle  $\Gamma_b$  d'un niveau pour un mode de décroissance  $b$  peut être définie :

$$\Gamma_b = \hbar \times \lambda_b \quad (1.3)$$

La largeur totale  $\Gamma$  du niveau s'obtient par la somme des largeurs partielles de chaque mode de désexcitation  $b$  :

$$\Gamma = \sum_b \Gamma_b \quad (1.4)$$

La probabilité de désexcitation  $P_b(E^*)$  donnée dans la relation 1.1 peut s'exprimer à partir des différentes largeurs présentées précédemment :

$$P_b(E^*) = \frac{\Gamma_b(E^*)}{\Gamma(E^*)} \quad (1.5)$$

Finalement, la section efficace partielle appelée aussi section efficace de la réaction  $(a, b)$  provenant de l'équation 1.1 peut s'écrire :

$$\sigma_{ab}(E) = \sigma_c(E) \times \frac{\Gamma_b(E^*)}{\Gamma(E^*)} \quad (1.6)$$

Par la suite, l'étude de la section efficace  $(n, \gamma)$  passera par la description détaillée du domaine des résonances ainsi que du domaine continu.

## 1.2 Domaine des résonances

Les modèles de réactions nucléaires ont comme principale difficulté la description de la structure nucléaire du système composé formé. Dans cette partie consacrée au domaine des résonances, le modèle utilisé vient de la théorie de la matrice R. Celui-ci utilise des quantités directement reliées à la structure interne du noyau composé. Ces paramètres à ajuster serviront à la description des résonances.

### 1.2.1 Le formalisme de la matrice R

Pour la modélisation de l'interaction entre une particule et un noyau, plus particulièrement pour la description des résonances, le formalisme de la matrice R a été développé en 1947 par Wigner et Eisenbud [2] d'après les premiers travaux de Kapur et Peirls [3]. Ce formalisme va permettre de prendre en compte les interactions présentes au sein du système composé. Dans le cadre de cette thèse, seuls les principaux résultats de cette théorie seront présentés. Celle-ci est décrite en détail dans les références [4] et [5].

#### 1.2.1.1 Description du formalisme

La théorie de la Matrice R est basée sur l'hypothèse de Bohr [1] décrite à la section 1.1.2. Ce formalisme permet de décrire correctement la section efficace pour l'ensemble des voies de réaction à partir des états du noyau composé.

Ce formalisme considère :

- Un état initial constitué d'une particule incidente et d'un noyau cible où leurs fonctions d'onde respectives sont connues préalablement.

- Un état où le noyau composé est formé mais dont la fonction d'onde n'est pas déterminée.

En regard du grand nombre d'interactions qui se déroulent pour l'ensemble des nucléons du système particule incidente + noyau cible, le calcul des fonctions d'onde est complexe. L'astuce utilisée dans cette théorie est de projeter les fonctions d'onde internes à la frontière du système composé. Seules les valeurs de ces fonctions à la surface de ce système sont considérées ainsi que leurs dérivées. Ces quantités seront reliées à des paramètres dont dépendra la section efficace. Ces paramètres sont quant à eux ajustés sur les données expérimentales.

Le fait d'utiliser la surface du système composé comme frontière conduit à l'introduction du rayon de voie noté  $a_c$ . Ce rayon est défini en unité  $10^{-12}$  cm dans la base de données ENDF tel que :

$$a_c = 0.123 \times AWRI^{1/3} + 0.08 \quad (1.7)$$

Avec  $AWRI = \frac{A}{m_n}$  et  $m_n$  la masse du neutron (en uma).

A partir de cette définition, deux régions sont considérées :

- Une région interne où l'interaction entre les deux corps est envisageable.
- Une région externe où le potentiel nucléaire est nul.

Ces différentes descriptions vont permettre de préciser les trois étapes d'une réaction :

- La première étape est la voie d'entrée située dans la région externe qui représente chaque possibilité pouvant conduire à la formation du système composé.
- La seconde étape est la formation du noyau composé dans la région interne où les différentes interactions des nucléons de ce système seront décrites par la matrice  $R$ .
- La troisième est la voie de sortie qui correspond aux différentes combinaisons envisageables sur le noyau formé à la fin de la réaction.

Le potentiel nucléaire au sein du noyau composé est mal connu. Par conséquent, les fonctions d'onde à l'intérieur de ce noyau ne peuvent pas être calculées directement à partir de l'équation de Schrödinger. Dans le formalisme de la matrice  $R$ , pour un moment angulaire  $l$ , cette fonction d'onde notée  $\Phi_l(E, r)$  est décrite comme une combinaison linéaire de fonctions propres notées  $\Phi_l(E_\lambda, r)$  des niveaux appartenant au noyau composé et s'exprime telle que :

$$\Phi_l(E, r) = \sum_{\lambda} A_{l\lambda} \Phi_l(E_\lambda, r) \quad (1.8)$$

Où :

- $A_{l\lambda}$  sont des coefficients.
- $E$  est l'énergie de la particule incidente.
- $E_\lambda$  est l'énergie d'un niveau peuplé par le noyau composé. Il s'agit donc aussi d'une valeur propre de la fonction  $\Phi_l(E_\lambda, r)$ .

Dans la région interne,  $\Phi_l(E_\lambda, r)$  ainsi que  $\Phi_l(E, r)$  sont des solutions de l'équation radiale de Schrödinger suivante :

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[ E - V(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} \right] \right) \Phi_l(E, r) = 0 \quad (1.9)$$

et :

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[ E_\lambda - V(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} \right] \right) \Phi_l(E_\lambda, r) = 0 \quad (1.10)$$

Tous les termes de ces deux expressions doivent être finis pour  $r = 0$ . De plus, la dérivée logarithmique de la fonction propre à  $r = a_c$  doit satisfaire à la condition :

$$\left[ \frac{d\Phi_l(E_\lambda, r)}{dr} \right]_{r=a_c} = a_c^{-1} B_l \Phi_l(E_\lambda, a_c) \quad (1.11)$$

où  $B_l$  est une constante arbitraire.

Les fonctions d'ondes  $\Phi_l(E_\lambda, r)$  étant orthogonales,  $\int_0^{a_c} \Phi_l(E_\lambda, r) \Phi_l(E_{\lambda'}, r) dr = \delta_{\lambda\lambda'}$ , à partir de l'équation 1.8, les coefficients  $A_{l\lambda}$  s'écrivent alors :

$$A_{l\lambda} = \int_0^{a_c} \Phi_l(E_\lambda, r) \Phi_l(E, r) dr \quad (1.12)$$

Multipliant l'équation 1.9 par  $\Phi_l(E_\lambda, r)$  et l'équation 1.10 par  $\Phi_l(E, r)$ , on obtient à partir de l'équation 1.12, le coefficient  $A_{l\lambda}$  :

$$A_{l\lambda} = \frac{\hbar^2}{2m(E_\lambda - E)} \left[ \Phi_l(E_\lambda, r) \frac{d\Phi_l(E, r)}{dr} - \Phi_l(E, r) \frac{d\Phi_l(E_\lambda, r)}{dr} \right]_{r=a_c} \quad (1.13)$$

A partir de l'équation 1.8 et en exprimant les coefficients  $A_{l\lambda}$  à la surface  $r = a_c$ , la fonction d'onde  $\Phi_l(E, a_c)$  s'écrit :

$$\Phi_l(E, a_c) = \frac{\hbar^2}{2ma_c} \sum_\lambda \left[ \frac{\Phi_l(E_\lambda, a_c) \Phi_l(E_\lambda, a_c)}{E_\lambda - E} \right] \left[ r \frac{d\Phi_l(E, a_c)}{dr} - B_l \Phi_l(E, r) \right]_{r=a_c} \quad (1.14)$$

Par identification, la matrice R est définie telle que :

$$R_l = \frac{\hbar^2}{2ma_c} \sum_{\lambda} \left[ \frac{\Phi_l(E_{\lambda}, a_c) \Phi_l(E_{\lambda}, a_c)}{E_{\lambda} - E} \right] \quad (1.15)$$

Les amplitudes de largeurs réduites  $\gamma_{l\lambda}$  sont définies de la manière suivante :

$$\gamma_{l\lambda} = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2ma_c}} \Phi_l(E_{\lambda}, a_c) \quad (1.16)$$

Ainsi, Wigner et Eisenbud [2] ont pu obtenir une expression de la matrice R :

$$R_l = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{l\lambda} \gamma_{l\lambda}}{E_{\lambda} - E} \quad (1.17)$$

Cette matrice dépend :

- De la valeur propre en énergie  $E_{\lambda}$  de chaque état  $\lambda$  décrivant la région interne.
- De l'énergie E de la particule incidente.
- Des amplitudes de largeur réduite  $\gamma_{l\lambda}$  qui ne dépendent que des fonctions d'onde à  $a_c$ .

$E_{\lambda}$  et  $\gamma_{l\lambda}$  sont deux paramètres inconnus dans la matrice R.

L'équation 1.17 peut être généralisée en incluant une dépendance en spin ainsi que toutes les possibilités par lesquelles la réaction peut se produire. Il est alors important d'introduire la notion de voie de réaction qui représente un noyau cible, une particule incidente et leur spin associé. La voie désignant l'état initial est appelée voie d'entrée notée  $c$  alors que la voie décrivant l'état final est la voie de sortie notée  $c'$ . Ainsi l'expression générale des éléments de la matrice R s'exprime telle que :

$$R_{cc'}(E) = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E} \quad (1.18)$$

A noter ici que dans le cadre du noyau composé  $E_{\lambda}$  correspond à l'énergie des résonances.

Pour obtenir la section efficace de production  $\sigma_{cc'}(E)$  de la voie  $c'$  via la voie  $c$ , il est nécessaire d'introduire un autre formalisme : celui de la matrice collision U décrit

dans [4]. Il est complètement décorrélé de celui de la matrice R. Cette matrice est notée  $U_{cc'}$ . D'après cette théorie, le carré de l'élément de matrice  $U_{cc'}$  représente la probabilité d'accéder à la voie  $c'$  via la voie  $c$ . La section efficace  $\sigma_{cc'}(E)$  sera donc proportionnelle à cette quantité. La difficulté dans l'extraction de la section efficace sera de relier la matrice R et la matrice U.

### 1.2.1.2 Expression des sections efficaces par la matrice U

Pour un moment angulaire total J donné, la section efficace pour passer de la voie  $c$  à la voie  $c'$  s'exprime telle que :

$$\sigma_{cc'}^J = \pi\lambda^2 g_J |\delta_{cc'} - U_{cc'}|^2 \quad (1.19)$$

avec  $g_J$  représentant le facteur de spin statistique c'est à dire le nombre de possibilités d'accéder à un état ayant un moment angulaire J tel que :

$$g_J = \frac{2J + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \quad (1.20)$$

avec :

- $I_1$  étant le spin de la particule incidente.
- $I_2$  étant le spin du noyau cible.

La section efficace de réaction d'un système  $c$  passant à un système  $c'$  s'obtient en effectuant la somme sur la totalité des voies d'entrée et de sortie de la manière suivante :

$$\sigma_{cc'} = \pi\lambda^2 \sum_J g_J \sum_{l,s,l',s'} |\delta_{cc'} - U_{cc'}|^2 \quad (1.21)$$

A partir de l'expression 1.21 et en sommant sur l'ensemble des systèmes  $c'$  possibles, se déduit la section efficace totale :

$$\sigma_{c,tot} = 2\pi\lambda^2 \sum_J g_J \sum_{l,s} (1 - \text{Re}U_{cc'}) \quad (1.22)$$

Tandis que la section efficace de diffusion se déduit des deux formules 1.21 et 1.22 telle que :

$$\sigma_{cc} = \sigma_{c,tot} - \sum_{c \neq c'} \sigma_{cc'} \quad (1.23)$$

### 1.2.1.3 Lien entre la matrice U et la matrice R

La fonction d'onde totale dans la région externe peut s'exprimer comme une combinaison linéaire d'une fonction d'onde entrante  $\phi_l^c$  et d'une fonction d'onde sortante  $\phi_l^{c'}$ . La solution radiale de l'équation de Schrödinger peut donc s'exprimer de la façon suivante :

$$\phi_l(r) = C_l(\phi_l^c(r) - U_l\phi_l^{c'}(r)) \quad (1.24)$$

Où  $C_l$  est une constante de normalisation.

La relation entre la matrice U et R est obtenue en utilisant cette dernière équation et en réécrivant l'équation 1.14 de la manière suivante :

$$\phi_l(E, a_c) = \left[ r \frac{d\phi_l(E, a_c)}{dr} - B_l \phi_l(E, r) \right]_{r=a_c} R_l \quad (1.25)$$

En combinant l'équation 1.25 avec l'équation 1.24 et après quelques étapes de calcul, la matrice U s'écrit :

$$U_l = \left( \frac{\phi_l^c}{\phi_l^{c'}} \right)_{r=a_c} \frac{1 - (L_l^* - B_l)_{r=a_c} R_l}{1 - (L_l - B_l)_{r=a_c} R_l} \quad (1.26)$$

avec :

$$L_l^* = \left( \frac{r}{\phi_l^{c'}} \frac{d\phi_l^{c'}}{dr} \right)_{r=a_c} \quad (1.27)$$

et

$$L_l = \left( \frac{r}{\phi_l^c} \frac{d\phi_l^c}{dr} \right)_{r=a_c} \quad (1.28)$$

A  $r = a_c$ , la valeur des fonctions d'onde interne et externe ainsi que leurs dérivées peuvent être égalisées. Après quelques calculs, il est possible d'exprimer la matrice U en fonction de la matrice R telle que :

$$U_{cc'} = e^{-i(\phi_c + \phi_{c'})} \{ \delta_{cc'} + 2iP_c^{1/2} [(1 - R(L - B))^{-1} R]_{cc'} P_{c'}^{1/2} \} \quad (1.29)$$

avec  $L_c = S_c + iP_c$  où  $S_c$  et  $P_c$  sont respectivement le facteur de décalage et le facteur de pénétrabilité de la barrière de potentiel.

La matrice U peut aussi s'exprimer de la manière suivante :

$$U_{cc'} = e^{-i(\phi_c + \phi_{c'})} \{ \delta_{cc'} + i \sum_{\lambda\mu} \sqrt{\Gamma_{\lambda c}} A_{\lambda\mu} \sqrt{\Gamma_{\mu c'}} \} \quad (1.30)$$

où :

- La matrice  $A^{-1}$  est définie par :

$$A_{\lambda\mu}^{-1} = (E_\lambda - E)\delta_{\lambda\mu} - \frac{i}{2} \sum_c \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\mu c}} \quad (1.31)$$

Cette matrice est appelée matrice inverse de niveaux, introduite par [6] pour faciliter le calcul.

- $\Gamma_{\lambda c}$  représente la largeur partielle de désexcitation des niveaux  $\lambda$  sur la voie  $c$  telle que  $\Gamma_{\lambda c} = 2P_c \gamma_{\lambda c}^2$ .

#### 1.2.1.4 Approximations de la matrice R

Les éléments non diagonaux de la matrice inverse  $A^{-1}$ , à savoir  $\sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\mu c}}$  représentent les différentes interférences entre les niveaux. Le traitement de cette contribution a permis la mise en place de différents formalismes de section efficace dépendant chacun de diverses hypothèses simplificatrices. Par exemple :

- L'approximation de Breit et Wigner qui exprime les sections efficaces en fonction des largeurs partielles. Cela implique que ce formalisme sera seulement applicable sur des résonances isolées. L'hypothèse principale faite ici est de négliger les termes non diagonaux correspondant aux interférences.
- Ou encore le formalisme plus élaboré de Reich et Moore qui considère une partie de ces interférences.

##### 1.2.1.4.1 Formalisme de section efficace de Breit-Wigner (simple niveau)

Ce formalisme décrit dans la référence [7] est un cas particulier de la matrice R car il consiste à ne pas prendre en compte les interférences entre les états de la matrice inverse  $A^{-1}$ . Ce modèle est une bonne approximation sur les résonances bien séparées. Cela implique que la largeur de ces résonances doit être inférieure à l'espacement entre résonances voisines ayant le même spin.

En regard des remarques précédentes, la matrice  $A^{-1}$  se simplifie de la manière suivante :

$$A_{\lambda\mu}^{-1} = A_{\lambda\lambda}^{-1} = (E_\lambda - E) - \frac{i}{2} \Gamma_\lambda \quad (1.32)$$

où  $\Gamma_\lambda$  est la largeur totale du niveau  $\lambda$ . Elle correspond donc à la largeur totale de la résonance.

La matrice collision se réécrit donc :

$$U_{cc'} = e^{-i(\phi_c + \phi_{c'})} \left\{ \delta_{cc'} + i \frac{\sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c'}}}{(E_\lambda - E) - \frac{i}{2} \Gamma_\lambda} \right\} \quad (1.33)$$

Dans le cadre de réaction induite par des neutrons et en choisissant de manière judicieuse les conditions aux limites, il est possible d'obtenir les sections efficaces partielles à partir de 1.19 et 1.33 :

$$\sigma_{cc'}^J = 4\pi\lambda^2 \frac{g^J \Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c'}}{(E_\lambda - E)^2 + \Gamma_\lambda^2/4} \quad (1.34)$$

Le principal soucis de ce formalisme est de négliger les interférences entre les résonances. Si ces dernières ne sont pas assez espacées, une erreur sur l'estimation de la section efficace peut apparaître et devenir importante. Il a donc fallu développer d'autre formalisme comme celui de Reich-Moore pour pallier à ce problème.

#### 1.2.1.4.2 Formalisme de section efficace de Reich-Moore

Ce formalisme décrit à la référence [8], prend seulement en compte les termes d'interférences venant de la fission et de la diffusion résonante élastique. La contribution des éléments non diagonaux de la matrice  $A^{-1}$  pour la voie décroissance  $\gamma$  est négligée. La contribution de la voie photon est seulement prise en considération par la largeur radiative totale.

La matrice R ainsi obtenue est qualifiée de matrice réduite. Elle se définit de la manière suivante :

$$R_{cc' \neq \gamma}^J = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_\lambda - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda \gamma}} \quad (1.35)$$

Dans la gamme d'énergie où se situe cette étude, le lutécium n'est pas un noyau fissile. Par conséquent, la matrice R obtenue peut juste se réduire à la contribution de la voie de diffusion élastique de neutron telle que :

$$R_{nn}^J = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda n}^2}{E_\lambda - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda \gamma}} \quad (1.36)$$

Cette nouvelle expression de la matrice R est utilisée pour obtenir la matrice de collision réduite suivante :

$$U_{nn}^J = e^{-2i\phi_n} \frac{1 + iP_n R_{nn}}{1 - iP_n R_{nn}} \quad (1.37)$$

Où  $P_n$  représente le facteur de pénétrabilité des neutrons dans la barrière de potentiel.

La section efficace totale se déduit à partir de la relation 1.22. La section efficace de diffusion sera déterminée par application de l'équation 1.23. Une soustraction entre ces deux contributions permet directement d'avoir la section efficace de capture neutronique radiative.

La figure 1.2 montre l'influence de l'application du formalisme de Breit-Wigner ou celui de Reich-Moore sur la section efficace de fission de  $^{235}\text{U}$ . Ici la différence entre les deux formalismes se jouent surtout entre les résonances.

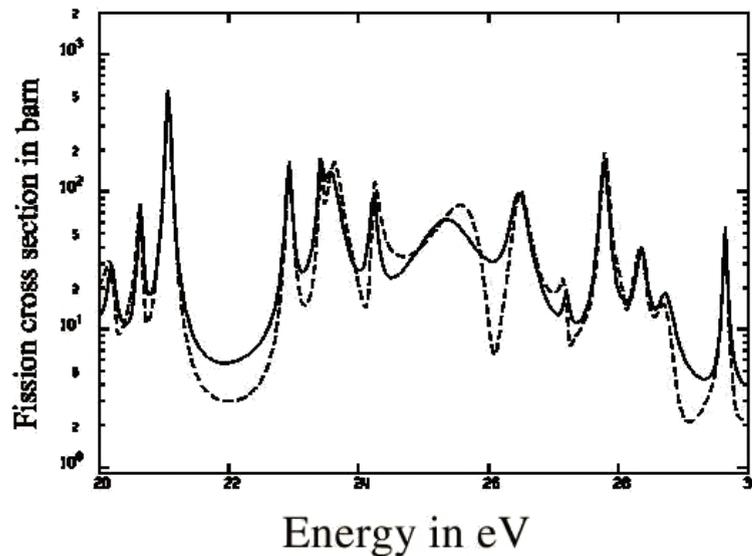


FIGURE 1.2 – Sections efficaces de fission de l'Uranium 235 calculées par le formalisme de Reich-Moore en pointillé et par le formalisme de Breit-Wigner en trait plein [9].

## 1.2.2 Description d'une résonance

Une résonance peut être caractérisée par différentes quantités comme : l'énergie, le spin, la largeur totale ou encore les largeurs partielles. Concernant ces largeurs partielles, il est impossible de les calculer. Seule la détermination d'une valeur moyenne est envisageable. C'est pourquoi celles-ci ont été étudiées dans un cadre statistique. Il en va de même pour d'autres paramètres comme l'espacement entre les résonances. Ces éléments vont être décrits dans le paragraphe suivant.

### 1.2.2.1 Espacement moyen

La différence entre les énergies de deux résonances correspond à l'espacement entre deux niveaux consécutifs. A partir de l'ensemble des niveaux du noyau composé, un espacement moyen  $\langle D \rangle$  est défini tel que :

$$\langle D \rangle = \frac{E_{max} - E_{min}}{N - 1} \quad (1.38)$$

Où :

- $E_{min}$  est l'énergie de la première résonance.
- $E_{max}$  est l'énergie de la dernière résonance.
- $N$  est le nombre total de résonances.

Par exemple pour le lutécium 176 formé dans la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$ , l'espace-ment moyen est de  $3.45 \pm 0.15$  eV au seuil de séparation neutron pour des neutrons  $s$  c'est à dire  $l = 0$ .

### 1.2.2.2 Distribution des espacements

Expérimentalement, il a été constaté que les espacements entre les résonances ne sont pas répartis de manière uniforme. Par conséquent, la seule connaissance de  $\langle D \rangle$  n'est pas suffisante pour décrire correctement la distribution de ces espacements. En supposant que cette distribution est la même que celle associée à l'espacement des valeurs propres décrivant l'hamiltonien du système, Wigner [10] a proposé la loi suivante pour décrire les espacements entre les résonances :

$$P(x)dx = \frac{\pi}{2} \exp\left(-\frac{\pi}{4}x^2\right)xdx \quad (1.39)$$

avec  $x = \frac{D}{\langle D \rangle}$  représentant l'espacement réduit.

Plus précisément,  $P(x)dx$  correspond à la probabilité d'observer un espacement réduit compris entre  $x$  et  $x + dx$ .

La valeur moyenne et la variance sur cette distribution sont égales à :

$$\langle x \rangle = 1 \quad (1.40)$$

$$\text{var}(x) = \frac{4}{\pi} - 1 \quad (1.41)$$

D'où l'incertitude sur l'espacement moyen pour  $N$  résonances observées :

$$\Delta D = \langle D \rangle \sqrt{\frac{1}{N} \times \left(\frac{4}{\pi} - 1\right)} \quad (1.42)$$

La valeur de l'espacement le plus probable, c'est à dire l'espacement pour lequel  $P(x)$  est maximal, est égale à :

$$D_{max} = \langle D \rangle \times \sqrt{\frac{2}{\pi}} \quad (1.43)$$

Toutefois, la loi de Wigner est juste applicable pour un spin et une parité donnés. S'il existe des résonances ayant une configuration en spin et parité différente, le calcul de la véritable expression de la distribution des espacements devient alors rapidement complexe dépendant du nombre de ces configurations.

### 1.2.2.3 Densité de niveau

Un élément primordial à la description du continuum est la densité de niveau  $\rho(E, J^\pi)$  qui représente le nombre de niveaux par MeV pour une énergie  $E$ , un spin  $J$  et une parité  $\pi$ . Dans la région des résonances, celle-ci est directement reliée à l'espacement moyen  $\langle D \rangle$  par la relation suivante :

$$\rho(E, J^\pi) = \frac{1}{\langle D \rangle} \quad (1.44)$$

Différents modèles théoriques existent pour calculer la densité de niveau en fonction de l'énergie d'excitation :

En 1936, Bethe ([11], [12]) propose une formulation de la densité de niveau en utilisant une méthode provenant de la physique statistique. Il considère des niveaux de particules indépendantes non dégénérés ayant le même espacement avec un spin fixe. L'expression obtenue est :

$$\rho(E) = \frac{\exp(2\sqrt{aE})}{4\sqrt{3}E} \quad (1.45)$$

Avec  $a$  défini comme étant le paramètre de densité de niveau. Ce paramètre dépend de l'énergie d'excitation :

Par la suite, des modèles plus réalistes ont fait leur apparition comme le modèle du Gaz de Fermi (FGM) [13]. Ce modèle introduit un décalage en énergie  $\Delta$  pour prendre en compte le fait que les particules dans un noyau ont tendance à s'apparier. Il faut alors une quantité supplémentaire d'énergie pour les séparer. Pour ce modèle, la densité de niveau s'exprime de la façon suivante :

$$\rho(E, J^\pi) = \frac{1}{\sigma_c \sqrt{2\pi}} f_J \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{a(E-\Delta)})}{12a^{1/4}(E-\Delta)^{5/4}} \quad (1.46)$$

Où :

- $f_J$  est le facteur de distribution de spin.

$$f_J = \frac{2J+1}{2\sigma_c^2} \exp\left(-\frac{(J+1)^2}{2\sigma_c^2}\right) \quad (1.47)$$

- $\sigma_c$  est le paramètre de coupure de spin plus communément trouvé sous le nom de spin cut-off. Il caractérise la dépendance en spin pour la densité de niveau :

$$\sigma_c^2 = 0.0888 \sqrt{a(E-\Delta)} A^{2/3} \quad (1.48)$$

Ignatyuk [14] a reconnu que le paramètre de densité de niveau "a" dépend de l'énergie d'excitation dont l'expression est la suivante :

$$a = a(E) = \tilde{a}(1 + \delta W) \frac{1 - \exp(-\gamma U)}{U} \quad (1.49)$$

où

- $\tilde{a} = a(E \rightarrow \infty)$  : est le paramètre asymptotique.
- $\delta W$  : est le paramètre de correction de couche.
- $\gamma$  : est le paramètre dit de "damping".

Gilbert et Cameron [15] ont proposé une autre approche pour obtenir la densité de niveau. Ils ont remarqué qu'à basse énergie, celle-ci est très bien décrite par une simple fonction exponentielle. Cette formulation est connue sous le nom de Constant Temperature Formula (CTF) et s'exprime de la manière suivante :

$$\rho(E, J^n) = \frac{f_J}{T} \exp\left(\frac{E - E_0}{T}\right) \quad (1.50)$$

Avec :

- $E_0$  : un paramètre à ajuster.
- $T$  : la température nucléaire.

Dans cette approche le paramètre de coupure de spin est considéré comme indépendant de l'énergie d'excitation et s'exprime tel que :

$$\sigma_c = 0.98A^{0.29} \quad (1.51)$$

Gilbert et Cameron distinguent alors deux régions en énergies d'excitations :

- une région de basse énergie où la CTF est utilisée.

- une région à plus haute énergie d'excitation (typiquement entre 4 et 6 MeV) où la densité de niveau s'exprime en combinant les relations 1.46 et 1.47.

Pour lier ces deux modèles, il est nécessaire d'imposer la continuité de la densité de niveau entre ces deux régions.

Signalons qu'il existe des modèles de densité de niveaux dérivés d'approches beaucoup plus microscopiques. Dans ces modèles, un calcul combinatoire des états intrinsèques obtenus à partir de calcul Hartree-Fock BCS ou Hartree-Fock-Bogolyobov (HFB) permet d'obtenir les densités de niveaux [16]. Les effets collectifs de vibration et de rotation sont pris en compte de façon phénoménologique par des facteurs multiplicatifs sur la densité.

La figure 1.3 présente le calcul de la densité de niveaux pour le  $^{176}\text{Lu}$  en fonction de l'énergie d'excitation pour le modèle de Gilbert et Cameron et pour un modèle microscopique de type HFB. Ces deux modèles prédisent une valeur de  $D_0$ , respectivement de 1.25 eV et de 2.21 eV à comparer à la valeur expérimentale de  $3.45 \pm 0.15$  eV. Notons que les paramètres de Gilbert et Cameron sont ajustés sur les valeurs expérimentales. Cette imprécision sur la valeur de  $D_0$  rend le calcul de la section efficace  $\sigma_{(n,\gamma)}$  très incertain et obligera, comme nous le verrons plus loin, à une renormalisation sur les valeurs expérimentales.

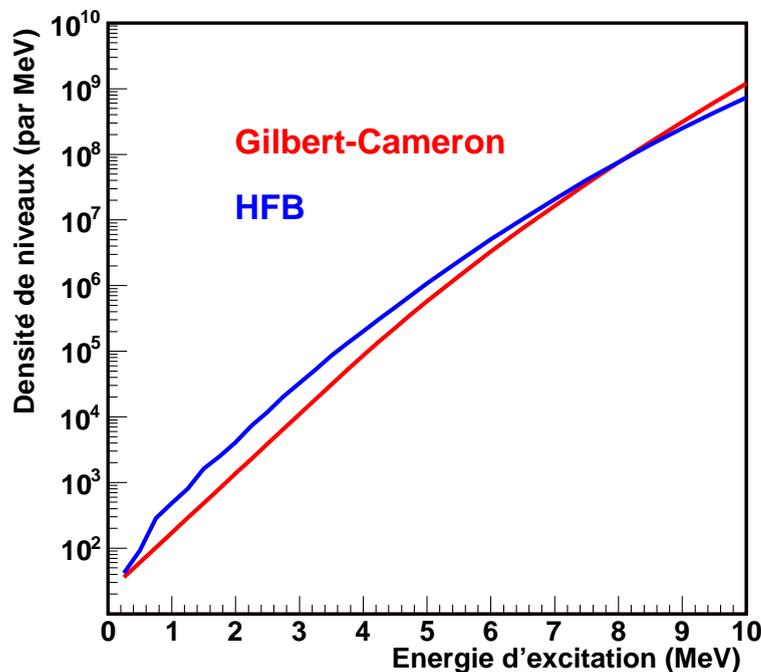


FIGURE 1.3 – Densités de niveaux en fonction de l'énergie d'excitation pour le  $^{176}\text{Lu}$  évaluées par le modèle de Gilbert et Cameron (en rouge) et pour un modèle microscopique de type HFB (en bleu).

### 1.2.2.4 Distribution des largeurs partielles

Porter et Thomas [17] ont montré que les largeurs partielles sont distribuées selon une loi en  $\chi^2$ . Lorsque celle-ci existe avec un seul degré de liberté, cette distribution porte le nom de distribution de Porter et Thomas et s'exprime telle que :

$$p(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} \exp\left(-\frac{x}{2}\right)dx \quad (1.52)$$

avec  $x = \frac{\Gamma}{\langle \Gamma_i \rangle}$ ,  $\Gamma_i$  étant une largeur pour une réaction donnée.

La figure 1.4 montre comment cette distribution évolue selon le nombre de degrés de liberté. Plus ce nombre est important plus la distribution tend vers une fonction  $\delta$ .

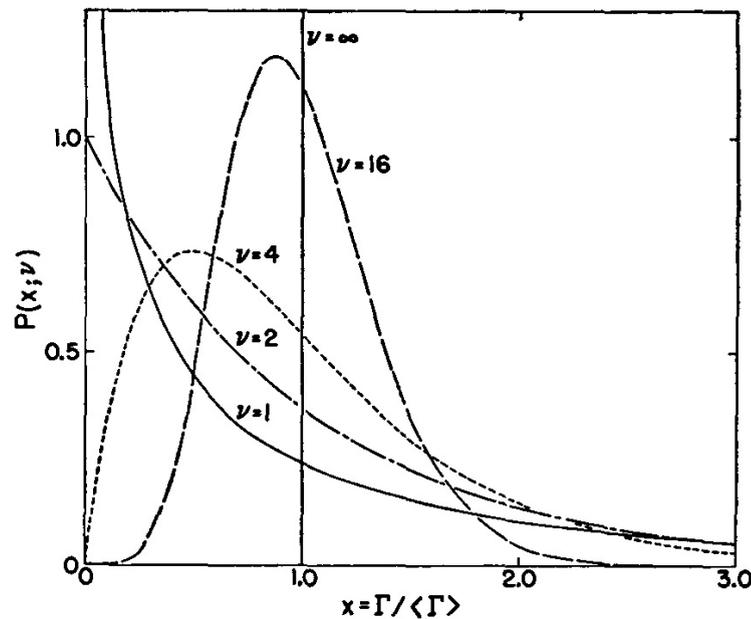


FIGURE 1.4 – La distribution en  $\chi^2$  de Porter et Thomas [17] tracée pour 1, 2, 4, 16 et une infinité de degrés de liberté. L'abscisse  $x$  représente le ratio entre la largeur  $\Gamma$  et sa moyenne  $\langle \Gamma \rangle$ .

### 1.2.2.5 La largeur partielle radiative $\Gamma_\gamma$

Lorsqu'un noyau se désexcite par émission  $\gamma$ , la largeur radiative moyenne des résonances peut être estimée à l'aide de la relation suivante :

$$\langle \Gamma_\gamma \rangle = k \langle D \rangle \sum_{J+L}^{J-L} \int_0^{E^*} \rho(E^* - \epsilon) \epsilon^{2L+1} F_{XL}(\epsilon) d\epsilon \quad (1.53)$$

Où :

- $k$  est un facteur de normalisation.
- $\epsilon$  est l'énergie de la transition.
- $E^*$  est l'énergie d'excitation.
- $\langle D \rangle$  est l'espacement moyen entre deux résonances.
- $\rho(E^* - \epsilon)$  est la densité d'état final.
- $F_{XL}$  est la fonction de force  $\gamma$  caractérisée par sa multipolarité  $L$  et sa nature électromagnétique  $X$ . Cette quantité sera explicitée dans la section suivante.

Pour le lutécium 176, la largeur  $\gamma$  au seuil d'émission d'un neutron, c'est à dire pour les résonances de basse énergie, est de  $77 \pm 5$  meV. Dans la formule 1.53, la densité de niveaux apparait avec la densité d'état final  $\rho(E^* - \epsilon)$  mais aussi par le biais de l'espacement moyen  $\langle D \rangle$ . Cela a pour effet de réduire fortement la dépendance de la largeur radiative à la valeur absolue de la densité de niveaux.

### 1.2.2.6 La largeur partielle neutronique $\Gamma_n$

La valeur moyenne  $\langle \Gamma_{n_l} \rangle$  est reliée à la fonction densité  $S_l$  pour un moment orbital  $l$  donné. Cette fonction représente l'intensité de l'interaction entre le neutron et le noyau cible. La fonction densité est aussi connue sous le nom de fonction de force neutronique. Cette quantité est directement reliée à l'espacement moyen  $\langle D_l \rangle$  et à la valeur moyenne de la largeur neutronique  $\langle \Gamma_{n_l} \rangle$  par :

$$S_l = \frac{\langle g_l \cdot \Gamma_{n_l} \rangle}{\langle D_l \rangle} \quad (1.54)$$

avec  $g_l$  représentant le facteur de spin statistique déjà présenté à la relation 1.20.

A cause des faibles énergies neutron en jeu dans cette étude, seules les résonances de type  $s$  seront atteintes. Dans ce cas, il n'y aura que la fonction de force  $S_0$  qui sera définie ici. Elle est égale à :

$$S_0 = \frac{\langle \Gamma_n^0 \rangle}{\langle D_0 \rangle} \quad (1.55)$$

et vaut pour la diffusion d'un neutron par le  $^{175}\text{Lu}$  :  $(1,82 \pm 0,12) \cdot 10^{-4}$ .

Un travail important a été effectué pour évaluer la valeur de  $S_0$  en fonction du nombre de masse des noyaux. Feshbach, Weisskopf et Porter ont travaillé dans le cadre du modèle optique, qui sera présenté dans la section suivante, pour extraire ces informations [18].

## 1.3 Domaine du continuum

Après avoir discuté du domaine des résonances, cette partie sera consacrée au domaine continu. Celui-ci se caractérise par le fait que les largeurs des résonances sont plus

importantes que l'espacement entre deux résonances ( $\Gamma \gg D$ ). Seules les conditions expérimentales comme la résolution du détecteur utilisé permettent réellement de définir la limite entre ces deux domaines. Le formalisme utilisé ici est celui de Hauser-Feshbach. Cette théorie est une approche expliquant la décroissance du noyau composé. Elle sera explicitée dans les grandes lignes dans cette partie.

### 1.3.1 La théorie de Hauser-Feshbach

Il a été montré dans la partie consacrée à l'approximation de la matrice R que Breit et Wigner [7] ont pu exprimer la section efficace pour une résonance. Pour des résonances bien séparées, en partant de la relation 1.34 et en sommant sur l'ensemble de ces résonances pour une réaction allant de la voie d'entrée  $a$  vers la voie de décroissance  $b$ , la section efficace de réaction s'écrit :

$$\sigma_{ab}^J(E) = \pi \lambda^2 g_J \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda a} \Gamma_{\lambda b}}{(E - E_{\lambda})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2} \quad (1.56)$$

Où :

- $E$  est l'énergie incidente.
- $\lambda$  est la longueur d'onde réduite qui n'est rien d'autre que l'inverse du nombre d'onde  $k$ .
- $g_J$  est le facteur de spin statistique.
- $\Gamma_{\lambda a}$  et  $\Gamma_{\lambda b}$  sont les largeurs partielles de la résonance  $\lambda$  pour la voie d'entrée  $a$  et la voie de sortie  $b$ .
- $E_{\lambda}$  est l'énergie de la résonance.
- $\Gamma_{\lambda}$  est la largeur totale d'une résonance telle que  $\Gamma_{\lambda} = \sum_c \Gamma_{\lambda c}$ .

Le fait d'écrire cette section efficace comme une somme sur toutes les résonances implique que les interférences entre celles-ci sont ignorées. En prenant un intervalle  $\Delta$  en énergie assez important pour contenir beaucoup de résonances (ce qui revient à dire que le rapport entre l'espacement  $D$  des résonances et  $\Delta$  est largement inférieur à 1), il est possible d'écrire :

$$\langle \sigma_{ab}^J(E) \rangle = \frac{1}{\Delta} \int_{E-\Delta}^{E+\Delta} \pi \lambda^2 g_J \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda a} \Gamma_{\lambda b}}{(E - E_{\lambda})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2} dE \quad (1.57)$$

L'intégrale et la somme peuvent être interverties :

$$\langle \sigma_{ab}^J(E) \rangle = \frac{1}{\Delta} \pi \lambda^2 g_J \sum_{\lambda} \int_0^{\infty} \frac{\Gamma_{\lambda a} \Gamma_{\lambda b}}{(E - E_{\lambda})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2} dE \quad (1.58)$$

avec :

$$\int_0^{\infty} \frac{\Gamma_{\lambda a} \Gamma_{\lambda b}}{(E - E_{\lambda})^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2} dE = 2\pi \frac{\Gamma_{\lambda a} \Gamma_{\lambda b}}{\Gamma_{\lambda}} \quad (1.59)$$

d'où :

$$\langle \sigma_{ab}^J(E) \rangle = \pi \lambda^2 g_J \frac{2\pi}{D} \left\langle \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \right\rangle \quad (1.60)$$

Cette expression ne contient pas les valeurs moyennes des largeurs individuelles mais une moyenne globale  $\left\langle \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \right\rangle$ . Cette remarque est importante car il existe en général des corrélations entre les largeurs. Pour corriger cela, la section efficace doit prendre en compte un facteur  $W_{ab}$  dit de fluctuation de largeur de voie tel que :

$$W_{ab} = \left\langle \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \right\rangle \frac{\langle \Gamma \rangle}{\langle \Gamma_a \rangle \langle \Gamma_b \rangle} \quad (1.61)$$

Hilaire dans [19] présente les 3 principales méthodes permettant d'obtenir le facteur  $W_{ab}$  à savoir la méthode HRTW décrite plus en détails dans [20] et [21], la technique de Moldauer dans [22] [23] et [24] enfin la méthode GOE (Gaussian Orthogonal Ensemble) dans [25]. Il montre que la méthode de Moldauer donne des résultats très proches de la méthode GOE et préconise son utilisation dans les calculs de réaction. Par conséquent, cette méthode sera donc utilisée dans ce travail.

La section efficace moyennée sur l'énergie devient donc :

$$\langle \sigma_{ab}^J(E) \rangle = \pi \lambda^2 g_J \frac{2\pi}{D} W_{ab} \frac{\langle \Gamma_a \rangle \langle \Gamma_b \rangle}{\langle \Gamma \rangle} \quad (1.62)$$

Les figures 1.5 et 1.6 présentent respectivement, le rapport entre les sections efficaces élastiques du  $^{175}\text{Lu}(n,n)$  et du  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$  sans fluctuation et avec fluctuation calculées à l'aide du modèle de Moldauer.

Le facteur  $W$  a un effet principalement sur la section efficace élastique. En effet, pour cette contribution, comme les voies d'entrée et de sortie sont identiques, il existe de fortes corrélations entre elles. Lorsque plusieurs voies de décroissance sont ouvertes cela peut conduire à une augmentation d'un facteur de 2 à 3 de la section efficace élastique dépendant du rapport  $\langle \frac{\Gamma_a}{D} \rangle$ . Comme la section efficace du noyau composé reste identique, les variations de la section efficace élastique se traduisent par des variations des autres sections efficaces comme on peut le voir sur la figure 1.6.

Cet effet des fluctuations de largeurs de voies rend illusoire la méthode de substitution pour extraire la section efficace de capture radiative en dessous de quelques centaines de keV.

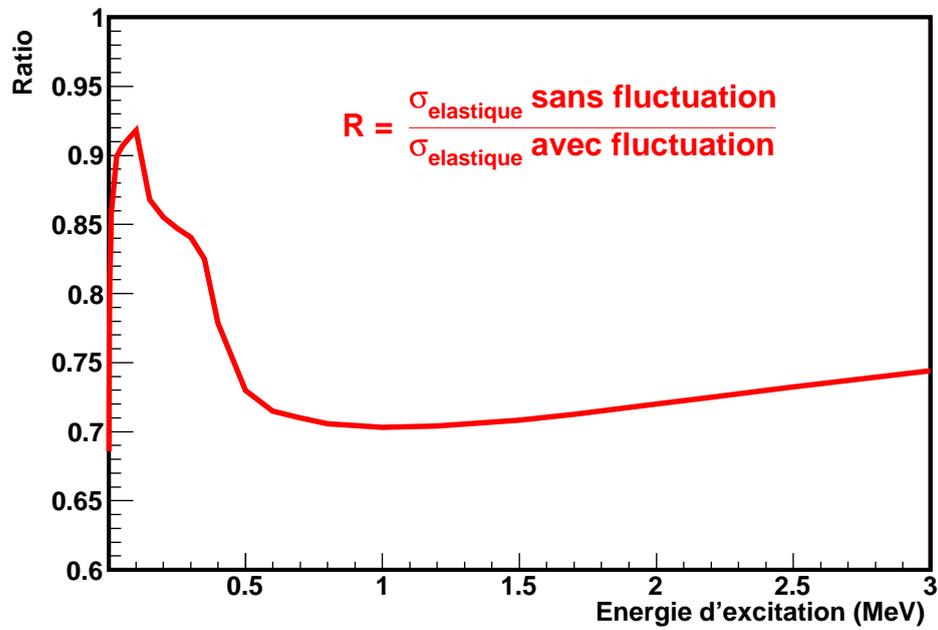


FIGURE 1.5 – Ratio entre les sections efficaces élastiques du  $^{175}\text{Lu}$  avec et sans le facteur de fluctuation de largeur de voie  $W$ .

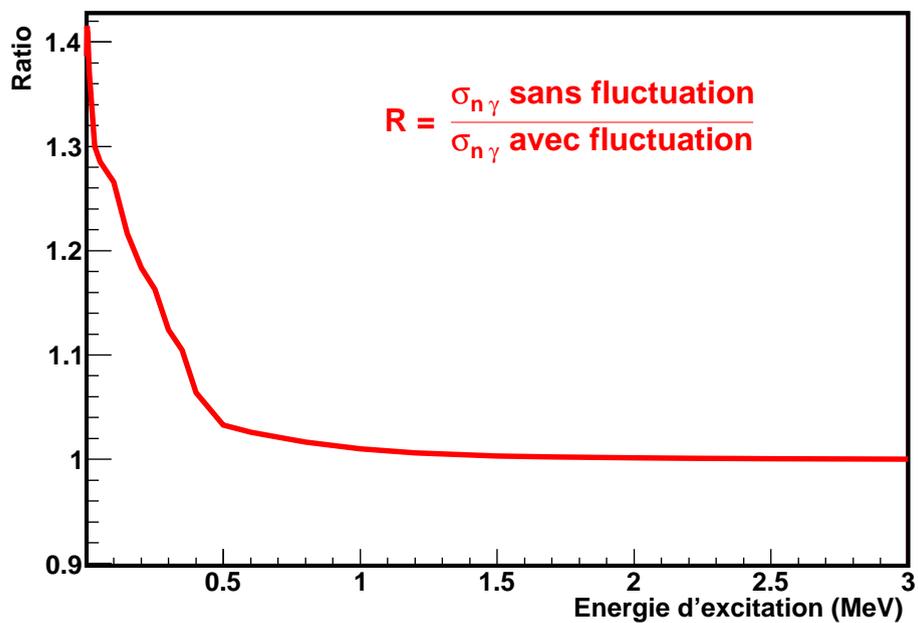


FIGURE 1.6 – Ratio entre les sections efficaces  $(n,\gamma)$  du  $^{175}\text{Lu}$  avec et sans le facteur de fluctuation de largeur de voie  $W$ .

L'étape suivante est l'introduction du coefficient de transmission  $T_c$ . Cette quantité traduit le rapport entre le nombre de tentatives réussies pour émettre une particule dans la voie  $c$  sur le nombre total de tentatives de décroissance sur toutes les voies possibles. Ce coefficient est directement relié à l'espacement moyen  $\langle D \rangle$  ainsi qu'à la largeur partielle  $\langle \Gamma_c \rangle$ . Il s'écrit :

$$T_c = 2\pi \frac{\langle \Gamma_c \rangle}{\langle D \rangle} \quad (1.63)$$

En utilisant cette dernière relation pour remplacer les largeurs par les coefficients de transmission dans l'équation 1.62 et en sommant sur le moment angulaire total  $J$ , la section efficace de réaction s'obtient par :

$$\sigma_{ab}^{HF}(E) = \sum_J \langle \sigma_{ab}^J(E) \rangle = \pi\lambda^2 \sum_J g_J \frac{T_a T_b}{\sum_c T_c} W_{ab} \quad (1.64)$$

Cette expression représente la formule de Hauser-Feshbach avec correction des fluctuations de largeur de voie. Dans cette expression, il est possible de faire apparaître la section efficace du noyau composé :

$$\sigma_c(E, J^\pi) = \pi\lambda^2 g_J T_a \quad (1.65)$$

et réécrire son expression comme suit :

$$\sigma_{ab}^{HF}(E) = \sum_J \sigma_c(E, J^\pi) \frac{T_b}{\sum_c T_c} W_{ab} = \sum_J \sigma_c(E, J^\pi) P_\gamma(E, J^\pi) \quad (1.66)$$

qui s'apparente directement à l'expression 1.6.

Pour plus de lisibilité, plusieurs éléments ont été ignorés dans cette formulation comme la conservation de la parité ou encore le couplage des moments angulaires. Pour inclure ces caractéristiques, il est nécessaire d'ajouter des sommations supplémentaires. Plus de détails sur ce formalisme sont donnés aux références [26] et [27].

Cependant, il existe une approximation énoncée par Weisskopf-Ewing qui consiste à supposer que la probabilité d'émission  $\gamma$  est indépendante du spin et de la parité. Celle-ci s'écrit :

$$\sigma_{ab}^{WE}(E) = \sigma_c(E) P_\gamma(E) \quad (1.67)$$

Cette approximation est généralement utilisée dans l'analyse des expériences de réaction de substitution, les modèles fournissant la valeur de la section efficace de formation du noyau composé et l'expérience procurant la probabilité.

## 1.3.2 Le modèle optique

### 1.3.2.1 Généralités

Dans la partie précédente, il a été montré que pour obtenir la section efficace  $\sigma_{ab}$  d'une réaction  $(a, b)$  dans le formalisme de Hauser-Feshbach, il est indispensable de connaître la section efficace de formation du noyau composé  $\sigma_c$ . Celle-ci peut être obtenue par des calculs utilisant le modèle optique.

Il est très difficile de résoudre l'équation de Schrödinger pour un système à N corps. Pour remédier à ce problème, le modèle optique a introduit un potentiel complexe  $U(r)$  qui rend compte de l'interaction entre le projectile et la cible et traite l'absorption par la partie imaginaire du potentiel tel que :

$$U(r, E) = V(r, E) + iW(r, E) \quad (1.68)$$

où  $V(r, E)$  et  $W(r, E)$  sont respectivement le potentiel réel et le potentiel imaginaire.

Deux approches sont utilisées pour obtenir le potentiel : l'une phénoménologique qui consiste à paramétriser le potentiel et à ajuster ses paramètres sur des données expérimentales, l'autre, semi-microscopique, qui permet d'obtenir le potentiel à partir de modèles microscopiques. Dans cette étude, nous avons utilisé un potentiel phénoménologique local et dispersif (relation entre la partie réelle et la partie imaginaire). De plus, pour traiter l'interaction d'un neutron avec le  $^{173}\text{Lu}$  ou le  $^{175}\text{Lu}$  il faut prendre en compte la déformation de ces isotopes.

### 1.3.2.2 Potentiel optique déformé

Nous avons utilisé la paramétrisation de Romain-Delaroche pour le potentiel optique [28]. Dans un premier temps, les paramètres de ce potentiel ont été ajustés sur le  $^{181}\text{Ta}$  pour lequel un grand nombre de données existent. Puis dans un deuxième temps, les paramètres ont été ajustés sur le  $^{175}\text{Lu}$  [29].

Le potentiel  $U(r, E)$  se décompose en contribution radiale et en une contribution en énergie de la manière suivante :

$$U(r, E) = -(V_{HF}(E) + \Delta V_V(E) + iW_V(E))f(r, R_V, a_V) \quad (1.69)$$

$$+ 4a_D(\Delta V_D(E) + iW_D(E))\frac{d}{dr}f(r, R_D, a_D) \quad (1.70)$$

$$- 2i\lambda^2(V_{S,O}(E) + iW_{S,O}(E))\vec{\nabla}f(r, R_{S,O}, a_{S,O}) \times \vec{\nabla} \cdot \vec{s} \quad (1.71)$$

Où :

- $V_{HF}(E)$  est le potentiel Hartree-Fock.

- $V_V(E)$  et  $W_V(E)$  sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire du potentiel en terme de volume.
- $V_D(E)$  et  $W_D(E)$  sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire du potentiel en terme de surface.
- $V_{S.O}(E)$  et  $W_{S.O}(E)$  sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire du potentiel en terme de spin-orbite.
- $\vec{\nabla} \cdot \vec{s}$  représente le terme spin-orbite déformé.

Les différentes valeurs de ces potentiels sont donnés à l'annexe A.

La partie radiale  $f(r, R_i, a_i)$  de ces différents potentiels suit une forme de Woods-Saxon :

$$f(r, R_i, a_i) = (1 + \exp[(r - R_i)/a_i])^{-1} \quad (1.72)$$

avec :

- $a_i$  est le paramètre de diffusivité du potentiel considéré (en MeV).
- $R_i$  est le rayon d'action du potentiel (en fm) tel que  $R_i = r_i A^{1/3} [1 + \beta_2^i Y_{20} + \beta_4^i Y_{40}]$  avec  $A$  le numéro atomique et  $r_i$  une constante. Ici  $i = V, D$  et  $S.O.$   $\beta_2^i$  et  $\beta_4^i$  sont respectivement les paramètres de déformations quadrupolaire et hexadécapolaire.  $Y_{20}$  et  $Y_{40}$  sont des harmoniques sphériques.

Les différents paramètres de diffusivité  $a_i$  ainsi que les rayons d'action  $R_i$  sont donnés à la table 1.1.

TABLE 1.1 – Les paramètres de diffusivité (en MeV) et les rayons d'action (en fm) des potentiels utilisés par Romain-Delaroche.

$r_V$	$a_V$	$r_D$	$a_D$	$r_{S.O}$	$a_{S.O}$
1.25	0.63	1.28	0.470	1.08	0.60

Le potentiel optique permet de calculer les différents termes intervenant dans la section efficace totale  $\sigma_{tot}$  :

- La section efficace de diffusion élastique  $\sigma_{elas}$  non résonante (partie du flux incident diffusé mais non absorbé).
- La section efficace de réaction  $\sigma_{reac}$  (partie du flux incident absorbé).

L'annexe B montre de quelle manière obtenir la section efficace élastique à partir du modèle optique.

La section efficace de réaction contient elle-même trois composantes :

- La section efficace de formation du noyau composé  $\sigma_c$ .
- La section efficace de prééquilibre  $\sigma_{pe}$ . Celle-ci peut être négligée lorsque les énergies en jeu dans les réactions considérées sont inférieures à quelques MeV comme c'est le cas ici.
- La section efficace de réaction directe inélastique  $\sigma_{directinel}$  calculée aussi avec le modèle optique.

Par conséquent la section efficace de formation du noyau composé  $\sigma_c$  s'obtient :

$$\sigma_c = \sigma_{reac} - \sigma_{directinel} \quad (1.73)$$

A basse énergie sous le seuil inélastique et pour des noyaux non fissiles, la section efficace de formation du noyau composé est directement égale à la section efficace de réaction.

Dans le cas où les noyaux sont déformés, il est important de considérer un terme de couplage notamment dans la voie directe inélastique. En effet, les états de basse énergie, par leur nature collective, sont très fortement excités dans cette voie. C'est pourquoi, un calcul couplant les voies de réactions (CRC pour Coupled Reactions Channels) est nécessaire.

Le formalisme à considérer pour le couplage des voies est détaillé aux références [30] et [31]. Néanmoins, une esquisse de ce formalisme est disponible à l'annexe C.

Afin d'évaluer l'influence du couplage, nous avons effectué trois différents calculs de la section efficace de formation du noyau composé pour la réaction  $^{175}\text{Lu} + n$  :

- Un calcul en voies couplées réalisé à l'aide du potentiel déformé de Romain-Delaroche.
- Un calcul en voies couplées réalisé à l'aide du potentiel sphérique de Koning-Delaroche [32].
- Un calcul sans voie couplée réalisé à l'aide du potentiel déformé de Romain-Delaroche.

La figure 1.7 présente ces trois calculs. A basse énergie, l'effet des voies couplées est de l'ordre de 15% et baisse à quelques % dans la région des inélastiques. A l'opposé, l'effet du potentiel déformé par rapport au potentiel sphérique ne devient sensible que dans la région des inélastiques.

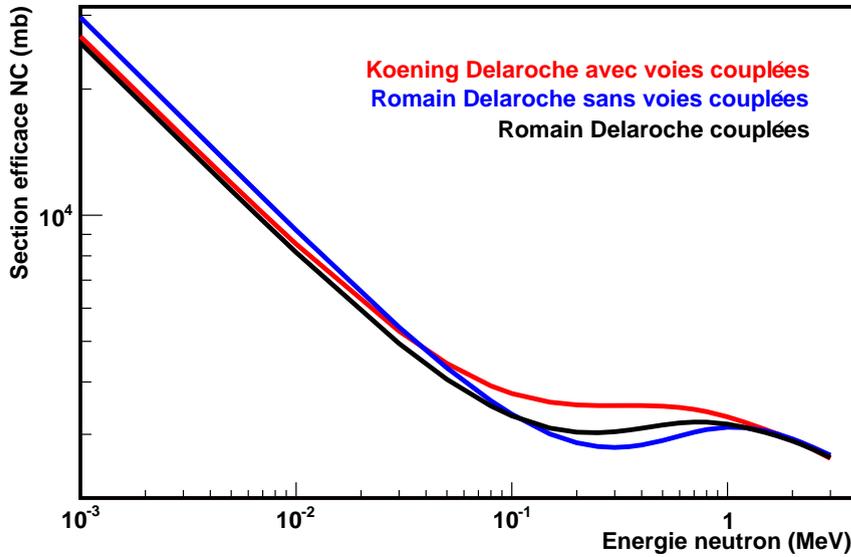


FIGURE 1.7 – Section efficace de formation du noyau composé dans le cas du  $^{175}\text{Lu} + n$  pour 3 différentes paramétrisations du potentiel optique. En bleu est reporté le calcul utilisant le potentiel de Romain-Delaroche sans voie couplée. En noir, il s'agit du même potentiel mais comprenant un calcul de couplage des voies. Enfin, en rouge est représenté le potentiel sphérique de Koning-Delaroche [32] en voies couplées.

Grâce aux différents modèles présentés, il est donc possible de calculer la section efficace de formation du noyau composé. Une fois formé, celui-ci peut décroître par différentes voies de désexcitation possible. Ici, c'est la voie de décroissance par émission  $\gamma$  qui sera explicitée dans la partie suivante.

## 1.4 La décroissance du noyau composé par émission $\gamma$

### 1.4.1 Règles de sélections pour les transitions $\gamma$

Lorsqu'un noyau se trouve dans un état excité d'énergie  $E^*$ , de moment angulaire  $J$  et de parité  $\pi$ , il a la possibilité de décroître par émission  $\gamma$  pour rejoindre un autre état d'énergie  $E'$ , de moment angulaire  $J'$  et de parité  $\pi'$ . Les lois de conservation imposent alors que l'énergie du  $\gamma$  émis soit égale à :

$$E_\gamma = E^* - E' \quad (1.74)$$

Le moment angulaire  $L_\gamma$  emporté par le rayonnement  $\gamma$  est compris entre :

$$|J - J'| \leq L_\gamma \leq J + J' \quad (1.75)$$

La multipolarité  $L$  d'une transition dépend de la parité du  $\gamma$  émis. Elle s'exprime de deux manières selon le caractère électromagnétique de cette transition :

- Pour une transition électrique (EL)  $\pi = (-1)^{L_\gamma}$ .
- Pour une transition magnétique (ML)  $\pi = (-1)^{L_\gamma+1}$ .

## 1.4.2 Fonction de force $\gamma$

### 1.4.2.1 Définition

Pour la description du processus de décroissance  $\gamma$ , les fonctions de force  $\gamma$ , notées PSF dans la littérature pour Photon Strength Function, ont été introduites. Elle donne la valeur moyenne de la probabilité de décroissance d'un  $\gamma$  ayant l'énergie  $E_\gamma$ .

La PSF  $F_{XL}(E_\gamma)$  pour un  $\gamma$  de multipolarité  $XL$  (avec  $X = EL$  ou  $ML$  et  $L$  étant la multipolarité) est reliée à la largeur partielle radiative moyenne notée  $\bar{\Gamma}^{(XL)}$  pour un état initial  $i$  d'énergie  $E_i$ , de spin  $J_i$  et de parité  $\pi_i$  par la relation :

$$F_{XL}(E_\gamma) = \frac{\bar{\Gamma}^{(XL)}(E_i, J_i, \pi_i)}{E_\gamma^{2L+1}} \times \rho(E_i, J_i, \pi_i) \quad (1.76)$$

où :

- $\rho(E_i, J_i, \pi_i)$  est la densité de niveaux à l'état initial  $i$ .
- $E_\gamma$  correspond à l'énergie de la transition.

La PSF est reliée au coefficient de transmission  $T_{XL}(E_\gamma)$   $\gamma$  par :

$$T_{XL}(E_\gamma) = 2\pi F_{XL}(E_\gamma) E_\gamma^{2L+1} \quad (1.77)$$

### 1.4.2.2 Les modèles de fonctions de force $\gamma$

Dans le cadre de la capture radiative, il est largement admis que les principales multipolarités contribuant à la désexcitation du noyau composé sont de types : E1, M1 et dans une moindre mesure E2. Toutes les autres sont considérées comme étant négligeables. Dans un premier temps, les modèles existants pour les PSF E1 seront présentées. Puis ceux pour les transitions de type M1 et E2.

#### 1.4.2.2.1 Le modèle single particule

En 1952, le modèle "single particule" de Blatt et Weisskopf [33] suppose que les PSF sont indépendantes de l'énergie de la transition et sont considérées constantes. Cependant, la comparaison avec des résultats expérimentaux ont montré que ce modèle

surestime largement les données [34].

### 1.4.2.2.2 Le modèle de Brink-Axel

L'invariance par renversement du sens du temps permet d'écrire que le processus inverse de la capture neutronique radiative est la réaction de photo-absorption. Cette invariance a autorisé l'étude des PSF par une autre approche. Les expériences de réaction photo-nucléaires ont rapidement montré l'existence d'une résonance dipolaire géante (GDR). Quelques années auparavant, la GDR avait été décrite théoriquement comme étant la résultante d'un mouvement collectif impliquant la vibration d'un fluide de proton contre un fluide de neutron [35]. Grâce à de nombreuses expériences, la forme de cette GDR a pu être modélisée de manière raisonnable pour des noyaux sphériques en utilisant une forme lorentzienne pour la section efficace d'absorption telle que :

$$\sigma_{abs}(E_\gamma) = \frac{\sigma_{pic} E_\gamma^2 \Gamma_{pic}^2}{(E_\gamma^2 - E_{pic}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{pic}^2} \quad (1.78)$$

Avec :

- $\sigma_{pic}$  est la section efficace au niveau du pic de la GDR.
- $\Gamma_{pic}$  est la largeur totale à mi-hauteur.
- $E_{pic}$  est la position en énergie du pic de la GDR.
- $E_\gamma$  est l'énergie du  $\gamma$  émis.

Brink en 1955 [36] et Axel en 1962 [37] ont travaillé indépendamment pour estimer les largeurs des résonances neutroniques. Par le principe de la balance détaillée, ils ont relié ces largeurs à la GDR. La PSF se déduit de la façon suivante :

$$F_{E1}(E_\gamma) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2 E_\gamma} \sigma_{abs}(E_\gamma) \quad (1.79)$$

Cette expression repose sur des hypothèses formulées par Brink. Il considère que la formation de la GDR ne dépend pas des propriétés intrinsèques de l'état initial. Cette hypothèse implique que la section efficace de photo-absorption dépend seulement de l'énergie de la transition  $E_\gamma$ . Par conséquent la PSF sera elle aussi soumise à cette unique dépendance.

Pour des noyaux déformés axialement ou triaxialement, la GDR se sépare en 2 (pour une symétrie axiale) ou 3 (pour une symétrie triaxiale) modes de vibrations. Ces modes correspondent aux différentes oscillations le long de l'axe de symétrie du noyau et de ceux perpendiculaire à cet axe. Par conséquent, la PSF pour ce type de noyau est représentée par la somme de deux ou trois lorentziennes ayant chacune leurs paramètres spécifiques.

Les paramètres de la lorentzienne décrivant la GDR sont habituellement obtenus par les données des réactions  $(\gamma, n)$  au maximum de la résonance. Il a été communément admis que la queue de cette lorentzienne détermine la PSF en dessous du seuil de séparation neutron. Par la suite, de nombreux travaux comme celui de Furman [38], de Raman [39], ou encore ceux de Becvar [40] et [41] ont montré que cette extrapolation de la GDR à basse énergie échoue à reproduire correctement les données expérimentales pour les résonances neutroniques. Pour cette raison, de nouveaux modèles ont été développés.

### 1.4.2.2.3 Le modèle GLO

Kadmenski, Markushev et Furman dans [42] ont proposé une formulation pour obtenir une valeur limite différente de zéro de la PSF lorsque  $E_\gamma$  tend vers 0. Cette valeur a été utilisée dans un modèle alternatif proposé par Kopecky et Chiren dans [43]. Ce modèle de PSF est connu sous l'acronyme GLO pour Generalized LOrentzian et s'exprime de la manière suivante :

$$F_{E1}(E_\gamma) = 8,68.10^{-8} \times \sigma_{pic} \Gamma_{pic} \left[ \frac{E_\gamma \Gamma_{pic}(E_\gamma, T)}{(E_\gamma^2 - E_{pic}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{pic}^2} + \frac{0,7 \sigma_{pic} 4\pi^2 T^2}{E_{pic}^5} \right] \quad (1.80)$$

où :

- $\sigma_{pic}$  est la section efficace au niveau du pic de la GDR.
- $\Gamma_{pic}$  est la largeur totale à mi-hauteur sans dépendance en température de la résonance.
- $\Gamma_{pic}(E_\gamma, T)$  est la largeur totale à mi-hauteur avec dépendance en température.
- $E_{pic}$  est la position en énergie du pic de la GDR.
- $E_\gamma$  est l'énergie du  $\gamma$  émis.

Avec :

$$\Gamma_{pic}(E_\gamma, T) = \frac{\Gamma_{pic}}{E_{pic}^2} \times (E_\gamma^2 + 4\pi^2 T^2) \quad (1.81)$$

et :

$$T = \sqrt{(E^* - \Delta)/a} \quad (1.82)$$

où :

- $E^*$  est l'énergie d'excitation.
- $\Delta$  est l'énergie d'appariement.
- $a$  est le paramètre de densité de niveaux venant du modèle de Fermi.

La figure 1.8 compare deux modèles de PSF : le modèle de Brink-Axel et le modèle GLO de Kopecky-Uhl [44]. Elle montre bien l'écart important pour des énergies inférieures à 10 MeV. Afin de reproduire les sections efficaces de capture radiative, les PSF sont généralement normalisées sur les données des résonances neutroniques à l'aide de la formule 1.53.

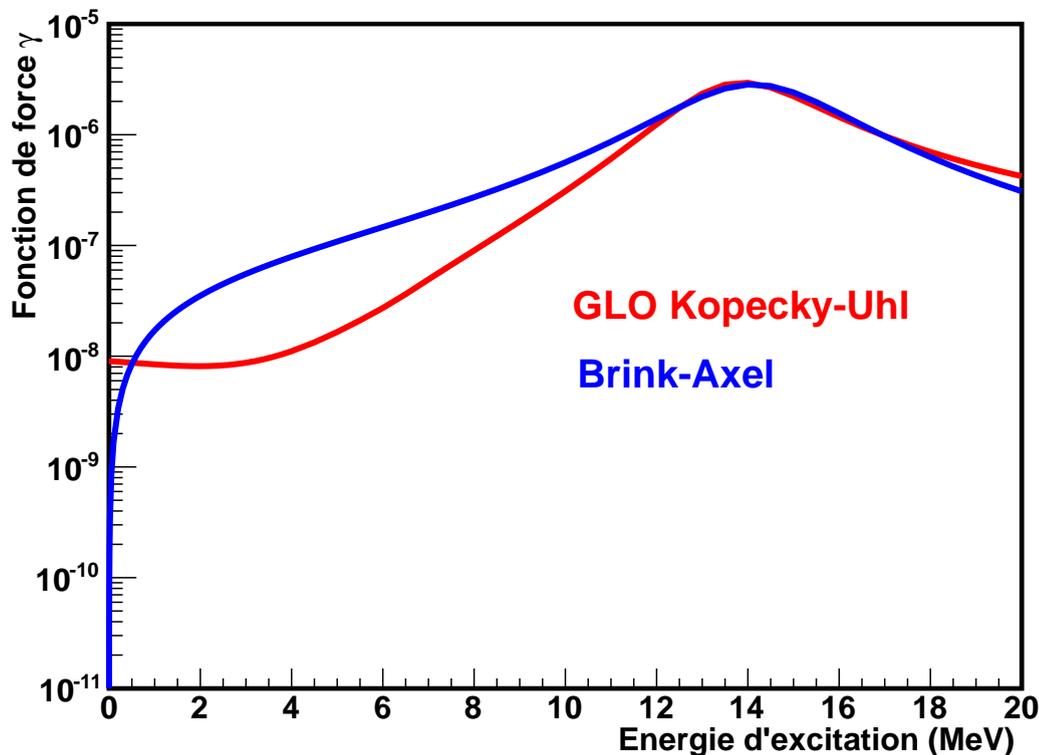


FIGURE 1.8 – Fonctions de force  $\gamma$  pour une transition E1 en fonction de l'énergie d'excitation. La courbe bleue représente le résultat obtenu avec le modèle de Brink-Axel. La courbe rouge utilise le modèle GLO (Generalized Lorentzian model).

#### 1.4.2.2.4 Le modèle spin-flip pour les transitions M1

La PSF E1 n'est pas la seule à gouverner l'émission  $\gamma$ . Il existe aussi dans une moindre mesure des PSF de type M1 et E2.

Auparavant, il était admis que le modèle single particule suffisait à décrire la PSF M1. Mais des expériences ont rapidement indiqué qu'il existait aussi des résonances géantes M1 venant d'excitations spin-flip du noyau. Ainsi le modèle spin-flip a été créé en supposant l'existence de résonances géantes dipolaires magnétiques (GMDR) pour les radiations de type M1. L'analyse des données sur des réactions  $(n,\gamma)$  ont vite montré que

le modèle spin-flip reproduisait mieux les données expérimentales que le modèle single particule de Weisskopf.

#### 1.4.2.2.5 Le modèle GQER pour les transitions E2

Ayant une faible contribution devant les transitions de types E1 et M1, la PSF pour des transitions de type E2 est souvent négligé dans les différentes études. Des résonances géantes quadripolaires électriques (GQER) ont été cependant observées et cela, pour la première fois dans les années 70 dans des expériences de diffusion inélastique d'électrons, de protons et d'alphas. Macroscopiquement, ces résonances correspondent à la surface d'oscillation des neutrons bougeant perpendiculairement à celle des protons. Les modèles décrits auparavant pour les transitions de type E1 reproduisent aussi de manière satisfaisante la GQER.

## 1.5 Prédiction de la section efficace ( $n,\gamma$ ) sur le $^{173}\text{Lu}$

Dans cette partie nous présentons l'évaluation des section efficaces que nous avons réalisée pour les réactions :  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$  et  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$ . Une évaluation consiste à fournir un ensemble de données calculées sous forme de fichiers nécessaires au neutronicien pour effectuer des calculs, par exemple, de criticité, de sûreté ou de fonctionnement des réacteurs. Une évaluation fournit des données pour un grand nombre de points pour lesquels les données expérimentales peuvent être inexistantes. Les évaluations peuvent être alors une simple interpolation ou extrapolation des données expérimentales ou bien être basées sur des modèles physiques qui sont alors ajustés sur les données lorsqu'elles existent. L'évaluation des données, notamment des sections efficaces, est un travail en constante évolution. En effet, même si une évaluation est réalisée avec un grand soin, elle n'est jamais parfaite et cela pour plusieurs raisons :

- Les modèles utilisés pour décrire les sections efficaces comportent un nombre important d'approximations.
- Le nombre de paramètres à ajuster dans ces modèles est important. Cela a pour effet d'apporter une plus grande incertitude sur le résultat.
- Les données expérimentales à disposition sont souvent imprécises, incomplètes voire même inexistantes pour certains noyaux.

En regard de ces remarques, une question primordiale à se poser est de savoir comment effectuer une bonne évaluation malgré ces difficultés ?

Cette interrogation sera traitée tout au long de ce paragraphe à travers l'exemple du  $^{175}\text{Lu}$  et  $^{173}\text{Lu}$ . Dans un premier temps, le code de réaction nucléaire TALYS [45] sera introduit. Puis celui-ci sera utilisé à travers l'exemple du  $^{175}\text{Lu}$  pour lequel il existe des informations. La section efficace ( $n,\gamma$ ) sur ce noyau sera évaluée. Nous nous poserons alors

la question suivante : comment prédire la section efficace  $(n,\gamma)$  sur le  $^{173}\text{Lu}$  avec le code TALYS où aucune donnée n'est disponible. Cette prédiction se basera sur la similitude entre le  $^{173}\text{Lu}$  et le  $^{175}\text{Lu}$ . Le but étant de trouver le ou les paramètres pour prédire au mieux la section efficace du  $^{173}\text{Lu}$  à partir de paramètres appartenant au  $^{175}\text{Lu}$ .

## 1.5.1 Evaluation avec le code TALYS

### 1.5.1.1 Présentation du code

TALYS [45] est un code de calcul de réactions nucléaires écrit en collaboration entre le CEA/DAM Ile de France et le laboratoire NRG de Petten aux Pays-Bas. Il permet la description de réactions induites par différentes particules incidentes comme des neutrons, des protons, des deutons, des tritons, des  $^3\text{He}$ , des  $\alpha$  ou encore par des rayonnements  $\gamma$  pour des énergies comprises entre le keV et 200 MeV. Ce code se base sur les formalismes décrits dans les paragraphes précédents tel que le modèle de Hauser-Feshbach. D'autres modèles de réactions nucléaires sont aussi inclus comme ceux décrivant les processus de pré-équilibre ou encore les mécanismes d'interaction directe.

### 1.5.1.2 Evaluation de la section efficace $(n,\gamma)$ sur le $^{175}\text{Lu}$

Comme nous l'avons montré précédemment, le potentiel optique permet d'avoir accès aux sections efficaces directe élastique et de réaction ainsi qu'aux coefficients de transmission neutrons. Ces coefficients, associés aux coefficients de transmission  $\gamma$ , sont des ingrédients essentiels au modèle statistique de Hauser-Feshbach. L'ensemble de ces calculs ont été réalisés à l'aide du code TALYS-1.2 qui utilise le code en voies couplées ECIS-06 [46] pour les calculs de modèle optique.

Pour l'évaluation de la section efficace  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ , le potentiel optique déformé de Romain-Delaroche, décrit au paragraphe 1.3.2.2, a été utilisé. Le potentiel optique permet de déterminer la fonction de force neutron  $S_0$  accessible dans les mesures de résonances.  $S_0$  est déterminée par la valeur du coefficient de transmission neutron calculé à l'aide du potentiel optique pour des neutrons  $s$  ( $l = 0$ ) divisé par  $2\pi$ . La valeur calculée est de  $1.96 \cdot 10^{-4}$  à comparer à la valeur expérimentale de  $(1.82 \pm 0.12) \cdot 10^{-4}$ .

Les fonctions de force  $\gamma$  pour les transitions E1 ont été calculées dans le cadre du modèle de Kopecky-Uhl. Pour les transitions M1 et E2, le modèle de Brink-Axel a été utilisé. Le tableau 1.2 récapitule les paramètres utilisés dans la formule 1.80.

TABLE 1.2 – Paramètres utilisés pour les fonctions de force  $\gamma$  E1 (modèle GLO) E2 et M1 (modèle de Brink-Axel).

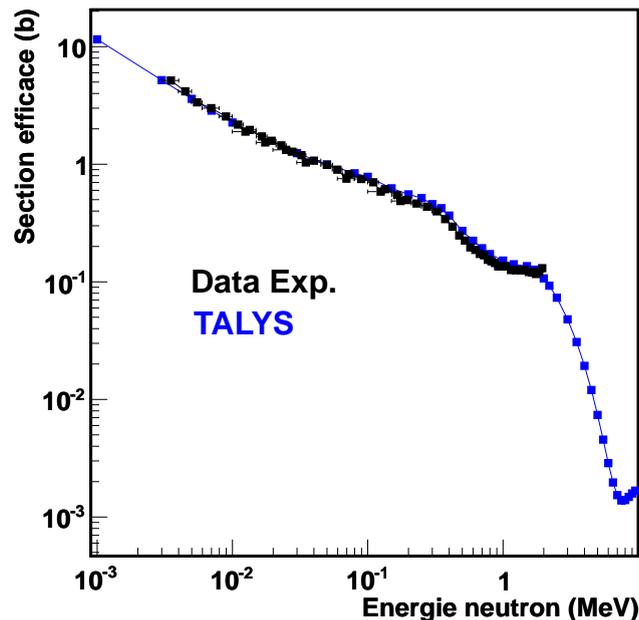
Paramètres	$^{176}\text{Lu}$	$^{174}\text{Lu}$
$\sigma_{pic}(mb)$	465.871	459.918
$E_{pic}$ (MeV)	14.269	14.307
$\Gamma_{pic}$ (MeV)	4.168	4.189

A basse énergie, le noyau composé du  $^{176}\text{Lu}$  est décrit par ses 54 premiers niveaux. Pour  $E_{exc} > 0.78$  MeV, les niveaux sont décrits par le modèle de densité de niveaux de Gilbert et Cameron. Les paramètres de ce modèle sont donnés dans la table 1.3.

TABLE 1.3 – Paramètres du modèle de Gilbert et Cameron utilisés.

Paramètres	$^{176}\text{Lu}$	$^{174}\text{Lu}$
a(Sn)	22.85470	22.87218
a asymptotique	21.06960	20.86368
" Damping "	0.07728	0.07758
Energie d'appariement	0.00000	0.00000
" Shell correction "	1.38417	1.59468
Dernier niveau discret	54	54
" Matching Ex " (MeV)	3.62439	3.60227
Température (MeV)	0.48076	0.47946
Sigma discret	3.18355	3.17410
Sigma (Sn)	6.61138	6.70261
$D_0$ théorique (eV)	1.25	0.58

Dans le cas de la réaction  $n + ^{175}\text{Lu}$  un certain nombre de données sont accessibles dans la base EXFOR : section efficace totale, section efficace de capture radiative. La figure 1.9 présente l'évaluation de la section efficace ( $n,\gamma$ ) sur le  $^{175}\text{Lu}$  en comparaison avec des données expérimentales existantes.

FIGURE 1.9 – Section efficace ( $n,\gamma$ ) du  $^{175}\text{Lu}$  en utilisant la paramétrisation du potentiel optique de Romain-Delaroche (en bleu) comparée à l'expérience (en noire).

Celle-ci montre un très bon accord entre cette évaluation et l'expérience. Cependant pour obtenir cet accord, nous avons ajusté les coefficients de transmission  $\gamma$  pour reproduire la section efficace autour de 3 keV. Le coefficient de normalisation, d'une valeur de 1.33, a été déterminé en utilisant la relation 1.53 et en fixant la valeur de  $\Gamma_\gamma$  à 0.025 eV. Cette valeur est assez éloignée de la valeur expérimentale qui vaut 0.077 eV. Cette renormalisation permet toutefois de prendre en compte les biais apportés par les modèles des fonctions de force  $\gamma$ , des densités de niveaux et des fluctuations de largeurs de voies.

A partir du calcul TALYS nous pouvons extraire la probabilité d'émission  $\gamma$  par la formule suivante :

$$P_\gamma(E) = \frac{\sigma_{n,\gamma}(E)}{\sigma_{nc}(E)} \quad (1.83)$$

La figure 1.10 montre la variation de la probabilité d'émission  $\gamma$  dans la réaction  $n + {}^{175}\text{Lu}$ . Remarquons qu'au delà de quelques keV, l'évolution de cette probabilité est donnée principalement par l'ouverture de la voie neutron. Ceci est particulièrement visible si l'on dérive cette probabilité par rapport à l'énergie neutron visible à la figure 1.11. La dérivée permet d'accéder aux états du noyau résiduel préférentiellement peuplés après émission de neutrons [47]. Les pics observés sur la figure 1.11 correspondent aux énergies des états du  ${}^{175}\text{Lu}$  : 113.8 keV (9/2+), 251.46 keV (11/2+), 343.38 (5/2+), 353.5 (5/2+) etc. Le peuplement de ces niveaux discrets dépend très fortement de la distribution en spin du noyau composé.

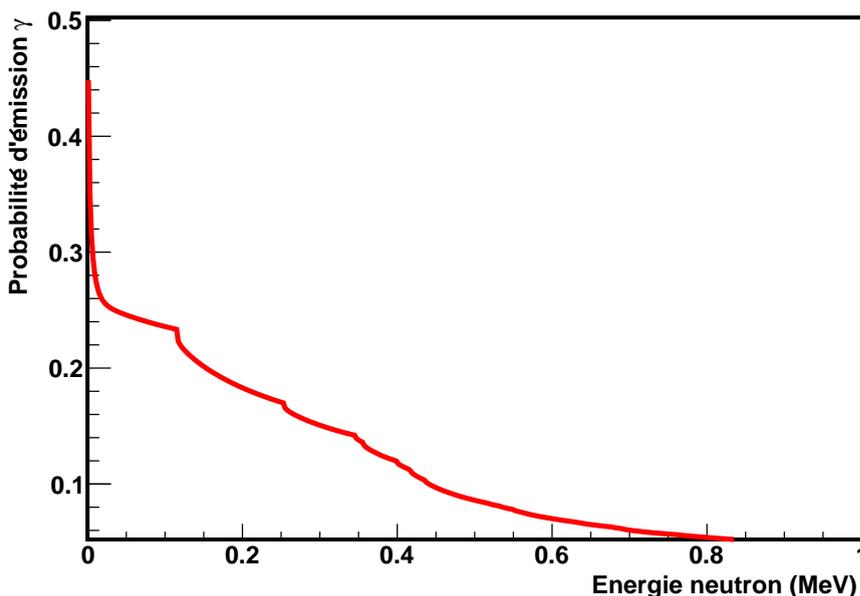
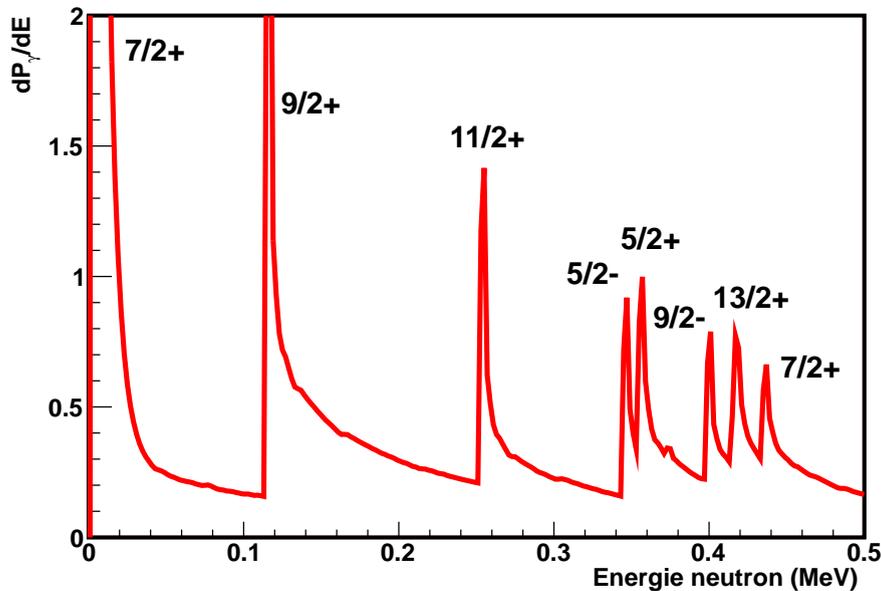


FIGURE 1.10 – Probabilité d'émission  $\gamma$  dans la réaction  ${}^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ .

FIGURE 1.11 – Dérivée de la probabilité d'émission  $\gamma$  dans la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ .

### 1.5.1.3 Cas du $^{173}\text{Lu}$

Le  $^{173}\text{Lu}$  est un noyau où aucune donnée neutronique est disponible. Les seules informations à notre disposition concernent sa spectroscopie de basse énergie. Son schéma de niveaux est très semblable à celui du  $^{175}\text{Lu}$  comme le montre la table 1.4. Ces deux isotopes ont le même spin/parité pour l'état fondamental, un  $7/2^+$ .

La figure 1.12, présentant une comparaison des bandes rotationnelles bâties sur cet état, montre que leur déformation est très similaire. De même, les deux isotopes créés après capture d'un neutron, le  $^{174}\text{Lu}$  et le  $^{176}\text{Lu}$ , sont très semblables si ce n'est l'inversion entre le niveau fondamental et le niveau isomère. Le  $^{176}\text{Lu}$  possède un fondamental  $7^-$  et un état isomère  $1^-$  à 123 keV alors que le  $^{174}\text{Lu}$  possède un fondamental  $1^-$  et un état isomère  $6^-$  à 171 keV. La différence la plus importante est le seuil d'émission de neutron situé à 6.76 MeV pour le  $^{174}\text{Lu}$  et à 6.29 MeV pour le  $^{176}\text{Lu}$ .

La grande similitude entre les deux isotopes de lutécium, nous permet de calculer avec confiance la section efficace du noyau composé dans la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$ . Pour cela, nous avons utilisé le même potentiel optique que dans la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ . La valeur du  $S_0$  obtenue pour la réaction  $n + ^{173}\text{Lu}$  est de  $1.97 \cdot 10^{-4}$ , à comparer à  $1.96 \cdot 10^{-4}$  pour la réaction  $n + ^{175}\text{Lu}$ . La figure 1.13 compare le calcul de la section efficace de formation du noyau composé pour les deux isotopes. La différence observée en dessous du MeV est due aux termes de couplages du potentiel optique qui ne sont pas exactement identiques entre ces noyaux.

TABLE 1.4 – Comparaison entre les 20 premiers niveaux du  $^{175}\text{Lu}$  et  $^{173}\text{Lu}$ . Les niveaux de même couleur appartiennent à la même bande.

$^{175}\text{Lu}$			$^{173}\text{Lu}$		
$E_{\text{niveau}}$ (keV)	$J^\pi$	$T_{1/2}$	$E_{\text{niveau}}$ (keV)	$J^\pi$	$T_{1/2}$
0.0	7/2+	STABLE	0.0	7/2+	1.37 ans
113.806 4	9/2+	90 ps	117.181 13	9/2+	
251.465 7	11/2+	32.4 ps	123.627 13	5/2-	74.2 $\mu\text{s}$
343.38 8	5/2+	0.281 ns	128.343 15	1/2-	5.2 ns
353.48 13	5/2-	1.49 $\mu\text{s}$	198.47 7	(9/2-)	
370.79 15	(1/2-)		258.56 7	(11/2+)	
396.328 7	9/2-	3.28 ns	263.306 15	3/2-	$\leq 0.16$ ns
412.39 7	13/2+	12.7 ps	356.996 15	5/2+	383 ps
414.98 18	(9/2-)		358.70 10	(13/2-)	
432.74 8	7/2+	$\leq 0.1$ ns	423.62 9	(13/2+)	
514.66 14	(3/2-)		425.317 16	1/2+	0.84 ns
529.25 10	(11/2-)		428.10 7	(7/2-)	
546.4 3	(9/2+)		434.912 15	3/2+	0.38 ns
562.3 4	(13/2-)		448.98 8	(9/2-)	0.58 ns
595.25 8	15/2+	7.65 ps	451.10 8	(7/2+)	
626.53 15	(1/2+)	10.6 ns	552.093 18	(5/2+)	
632.76 11	(3/2+)		570.80 11	(9/2+)	
672.83 15	(7/2-)		576.32 9	(7/2+)	
684.3 3	(11/2+)		580.08 10	(11/2-)	
685.32 14	(13/2-)		606.69	(17/2-)	
757.35 13	(5/2+)		611.40 10	(15/2+)	

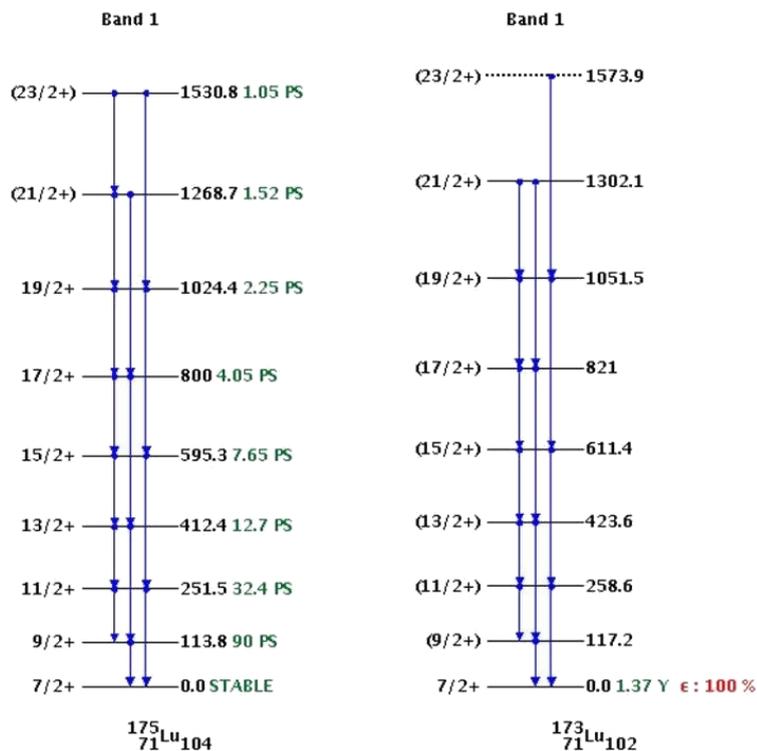


FIGURE 1.12 – La bande fondamentale du  $^{175}\text{Lu}$  en comparaison avec celle du  $^{173}\text{Lu}$ .

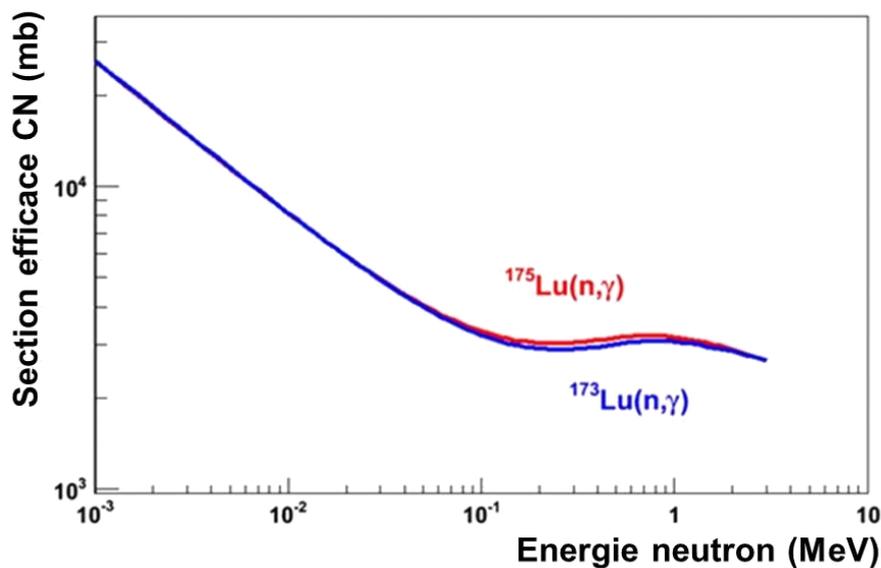


FIGURE 1.13 – Comparaison des sections efficaces de formation du noyau composé dans le cadre d'une réaction (n,γ) sur le  $^{175}\text{Lu}$  et  $^{173}\text{Lu}$ .

La figure 1.14 présente l'évaluation des sections efficaces  $(n,\gamma)$  pour le  $^{173}\text{Lu}$  et le  $^{175}\text{Lu}$ . Les tableaux 1.3 et 1.2 comparent les valeurs des paramètres des modèles de densités de niveaux et de fonction de force  $\gamma$  utilisés pour les deux réactions. Les coefficients de transmission  $\gamma$  ont été renormalisés en utilisant la valeur  $\Gamma_\gamma = 0.025$  eV obtenue pour la réaction  $n + ^{175}\text{Lu}$ . Comme nous pouvons l'observer sur la figure 1.14, à 1 keV le rapport des deux sections efficaces est de 1.36 en faveur de la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$ .

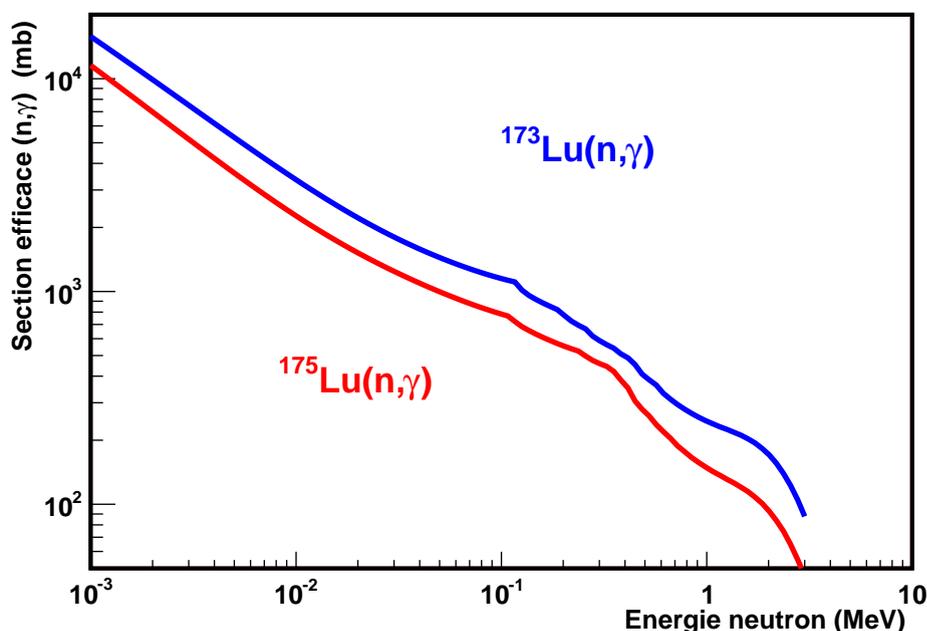


FIGURE 1.14 – Comparaison des sections efficaces  $(n,\gamma)$  sur le  $^{175}\text{Lu}$  et le  $^{173}\text{Lu}$  évaluées par TALYS.

#### 1.5.1.4 Amélioration de la prédiction sur le $^{173}\text{Lu}$

La valeur de la section efficace dépend fortement de la valeur du  $\Gamma_\gamma$  utilisée. Essentiellement à cause des fluctuations de largeurs de voies, et du modèle utilisé pour les calculer, il semble peu raisonnable d'utiliser des valeurs expérimentales des paramètres des résonances pour renormaliser la section efficace. Une mesure de cette dernière à une énergie dans la région du continuum où les modèles sont valides, peut permettre cette renormalisation. Nous verrons dans le chapitre suivant la difficulté de mesurer cette section efficace.

La question se pose alors de l'utilisation de la méthode de substitution. Les analyses utilisant la méthode de substitution sont généralement basées sur l'approximation de Weisskopf-Ewing qui suppose que la décroissance du noyau composé est indépendante de la distribution en spin/parité. A l'aide du code TALYS, nous pouvons calculer la probabilité d'émission  $\gamma$  pour différents spins et parités du noyau composé. Comme le montre la figure 1.15 pour le  $^{176}\text{Lu}$ , à basse énergie, c'est à dire pour  $E^* < 7$  MeV, la probabilité

est très sensible au spin et à la parité, invalidant l'approximation de Weisskopf-Ewing utilisée dans l'équation 1.66. Ainsi, pour appliquer la méthode de substitution, les distributions de spin du noyau composé formé par capture d'un neutron ou par la réaction de substitution doivent être, sinon identiques, très proches. Si cela n'est pas le cas, il faut alors extraire de la réaction de substitution les rapports d'embranchement et ajuster les modèles sur ces quantités. Ceci suppose toutefois que la distribution de spin-parité dans la réaction de substitution soit bien connue et pas trop éloignée de celle obtenue par capture de neutron.

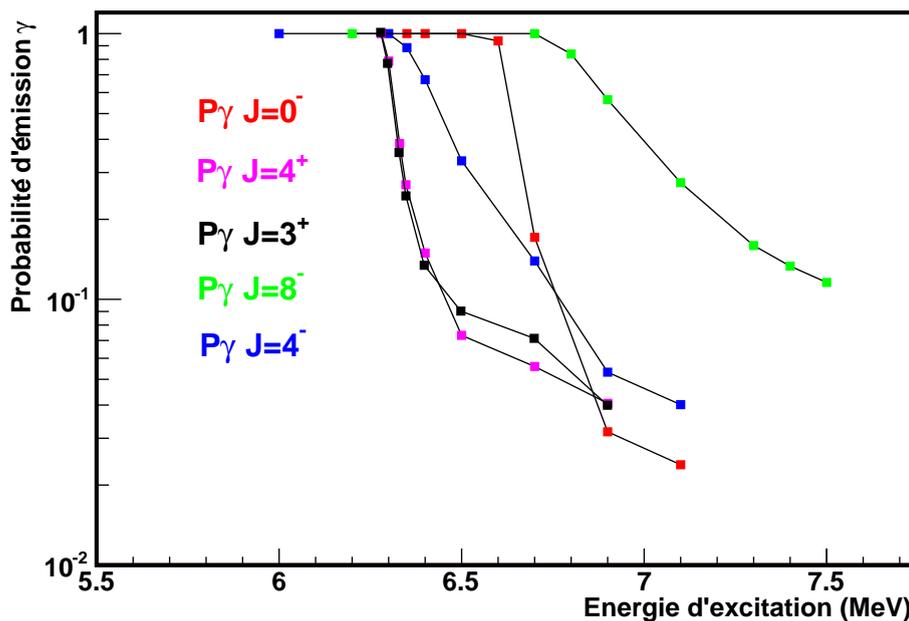


FIGURE 1.15 – Probabilités d'émission  $\gamma$  pour différents spin-parité du noyau composé  $^{176}\text{Lu}$ .

La forte sensibilité de la probabilité d'émission  $\gamma$  au spin est due à l'émission de neutrons. Dans une réaction de capture, les neutrons émis lors de la désexcitation du noyau composé sont très majoritairement des neutrons  $s$  ( $l = 0$ ). Les transitions neutroniques vont alors peupler des états du noyau résiduel possédant un spin  $J = J_c \pm 1/2$ , où  $J_c$  est le spin du noyau composé. Pour des énergies d'excitation du noyau résiduel inférieures à 2 MeV, la densité de ces niveaux est très faible et très peu d'états de spin  $J = J_c \pm 1/2$  sont accessibles. La forme de la probabilité d'émission  $\gamma$  va alors fortement dépendre de la présence de ces états. Cela est particulièrement visible dans la région proche du seuil d'émission de neutron où l'état fondamental du  $^{175}\text{Lu}$  domine la désexcitation du noyau composé formé par la capture d'un neutron (voie élastique appelée "compound elastic"). Pour des neutrons de faible énergie (neutrons  $s$ ), les états peuplés dans le noyau composé ont des spins,  $J = J_T \pm 1/2$ , avec  $J_T$  le spin de la cible. Dans une réaction de substitution, il est très improbable d'obtenir une distribution de spins aussi étroite au dessus du seuil d'émission de neutrons. Comme nous l'avons vu, à basse énergie, cette

différence est accrue par les fluctuations des largeurs de voie. Ces fluctuations ont pour effet d'augmenter la voie "compound elastic" au détriment des autres voies. Dans le cas de la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$ , cet effet est de 30% à 100 keV et devient négligeable pour des neutrons d'énergie supérieure à 500 keV. De façon très générale, l'extraction de la section efficace de capture à partir d'une réaction de substitution, ne sera faite qu'au prix d'une incertitude d'autant plus grande que l'énergie du neutron est faible.

Romain et al [47] ont proposé d'utiliser la dérivée de la probabilité d'émission  $\gamma$  pour accéder indirectement aux spins du noyau composé dans les réactions de substitution. Cette "Bohr-orgraphie" permettrait d'étudier les effets de la voie d'entrée dans ces réactions. Malheureusement, les résolutions en énergie des différentes expériences réalisées dans le cadre des réactions de substitution ne permettent pas l'extraction de ces informations.

Nous avons vu la forte dépendance de la probabilité d'émission  $\gamma$  au spin du noyau composé. La distribution en spin du noyau composé créé dans la réaction de substitution doit être très proche de celle de la réaction  $(n,\gamma)$ . Dans le chapitre 3 nous testerons les réactions  $(^3\text{He},p)$  et  $(^3\text{He},t)$  pour obtenir cette information.

# Bibliographie

- [1] N. Bohr, Nature 137 344 (1936).
- [2] E.P. Wigner, L. Eisenbud, Phys. Rev., 49 519 (1947).
- [3] P.L. Kapur, R.E. Peierls, Proc. Royal Society, A166 450 (1938).
- [4] A.M. Lane, R.G. Thomas, Rev. Mod. Phys., 30 257 (1958).
- [5] A.M. Lane, R.G. Thomas, Rev. Mod. Phys., 17 563 (1960).
- [6] E.P. Wigner, Phys. Rev., 70 606 (1946).
- [7] G. Breit, E.P. Wigner, Phys. Rev., 49 519 (1936).
- [8] C.W. Reich, M.S. Moore, Phys. Rev., 111 929 (1958).
- [9] N. M. Larson, SAMMY Workshop, Approximations to R-Matrix, Oak Ridge Laboratory (2005).
- [10] E.P. Wigner, Proc. Conf., report ORNL 2309 (1956).
- [11] H.A. Bethe, Phys. Rev. 50 332 (1936).
- [12] H.A. Bethe, Rev. Mod. Phys. 9 69 (1937).
- [13] T.D. Newton, Can. J. Phys. 34 804 (1956).
- [14] A.V. Ignatyuk *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. 21 255 (1975).
- [15] A. Gilbert et A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 1446 (1965).
- [16] S. Hilaire, thèse de doctorat, Université de Grenoble (1997).
- [17] C.E. Porter et R.G. Thomas, Phys. Rev., 104 483 (1956).
- [18] H. Feshbach, C.E Porter et V.F. Weisskopf, Phys. Rev., 96 448 (1954).
- [19] S. Hilaire *et al.*, Annals of Phys. 306 209 (2003).
- [20] H.M. Hofmann *et al.*, Phys. Lett. B 49 1 (1974).
- [21] H.M. Hofmann *et al.*, Z. Phys. A297 153 (1980).
- [22] P.A. Moldauer, Phys. Rev., 135 B642 (1975).
- [23] P.A. Moldauer, Phys. Rev. C 11 426 (1975).
- [24] P.A. Moldauer, Nucl. Phys. A 344 185 (1980).
- [25] J.J.M. Verbaarshot *et al.*, Phys Rep 129 367 (1985).
- [26] W. Hauser et H. Feshbach, Phys. Rev. 87 366 (1952).
- [27] H. Feshbach, Nuclear Spectroscopy, Part B, 625, New York (1960).

- [28] P. Romain et J.P. Delaroche, Proceedings of the Specialist's Meeting on the Nucleon Nucleus Optical Model up to 200 MeV. <http://www.oecd-nea.org/science/om200/> (1996).
- [29] P. Romain, communication privée.
- [30] T. Tamura, Rev. Mod. Phys., 37 679 (1965).
- [31] P.E. Hodgson, Nuclear reactions and nuclear structure, Oxford (1971).
- [32] A.J. Koning et J.P. Delaroche, Nucl. Phys. A 713 (2003).
- [33] J.M. Blatt et V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley and Sons, Inc., New York (1952).
- [34] M. Krticka, thèse de doctorat, Université Charles, Prague (2002).
- [35] A.B. Migdal, J. Phys., URSS, 8 331 (1944).
- [36] D.M. Brink, thèse de doctorat, Université d'Oxford (1955).
- [37] P. Axel, Phys. Rev. 126, 671 (1962).
- [38] V.I. Furman *et al.*, Phys. Lett. B44 465 (1973).
- [39] S. Raman, Nuclear Spectroscopy Problems Studied with Neutrons, Inst. Phys. Conf. Ser., Dubna (1982).
- [40] F. Becvar *et al.*, Yad. Fiz., 46 3 (1987).
- [41] F. Becvar *et al.*, in Proc. of the 6<sup>th</sup> Symposium on Capture Gamma-ray Spectroscopy and Related topics, Laufen (1988).
- [42] S.G. Kadmski, V.P Markushev et V.I Furman, Sov. J. Nucl. Phys., 37 165 (1983).
- [43] J. Kopecky, R.E. Chiren, Nucl. Phys. A 468 285 (1987).
- [44] J. Kopecky, M. Uhl and R.E. Chiren, Phys. Rev. C 47 312 (1993).
- [45] A. Koning, S. Hilaire et S. Goriely, doc. TALYS-1.4.
- [46] J. Raynal, Notes on ECIS94 CEA Saclay Report N0 CEA-N-2772 (1994).
- [47] P. Romain, H. Duarte et B. Morillon Phys. Rev. C 85 044603 (2012).

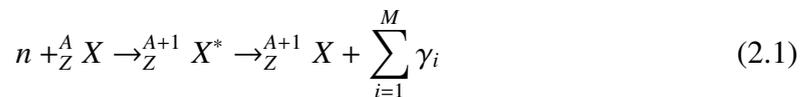
# Chapitre 2

## Etude de la réaction $(n,\gamma)$ sur le $^{173}\text{Lu}$

Cette partie détaille une étude complète sur la réaction  $(n,\gamma)$  sur le  $^{173}\text{Lu}$ . Dans un premier temps seront abordés : le principe de la mesure, la calibration des détecteurs et la caractérisation du bruit de fond . Après un point sur l'ajustement du flux de neutron ainsi que sur la détermination de l'efficacité de détection, le taux de capture ainsi que la section efficace seront présentés. Ce chapitre se clôturera sur l'interprétation des paramètres de résonances obtenus.

### 2.1 Principe de la mesure

Lors d'une réaction de capture neutronique radiative, un neutron  $n$  interagit avec un noyau cible  ${}^A_Z X$  . Ce type de réaction conduit à la formation d'un noyau composé  ${}^{A+1}_Z X^*$  avec une énergie d'excitation  $E^*$  . La voie de désexcitation étudiée ici est celle conduisant à l'émission  $\gamma$  . Cette émission est mieux connue sous le nom de cascade  $\gamma$  . La réaction de capture peut se résumer ainsi :



où :

- ${}^{A+1}_Z X$  est le noyau final dans son état fondamental.
- $\sum_{i=1}^M \gamma_i$  est la cascade  $\gamma$  émise par le noyau composé.

Cette cascade se caractérise par plusieurs observables : sa multiplicité  $M$ , c'est-à-dire le nombre de  $\gamma$  émis pour rejoindre l'état fondamental et par son énergie somme qui représente la somme des énergies des  $\gamma$  émis dans la cascade. La figure 2.1 montre une vision schématique de la cascade  $\gamma$ .

Dans une expérience de capture neutronique radiative, les quantités mesurées sont :

- Le flux de neutron juste avant le noyau cible pour connaître le nombre exact de neutrons incidents.

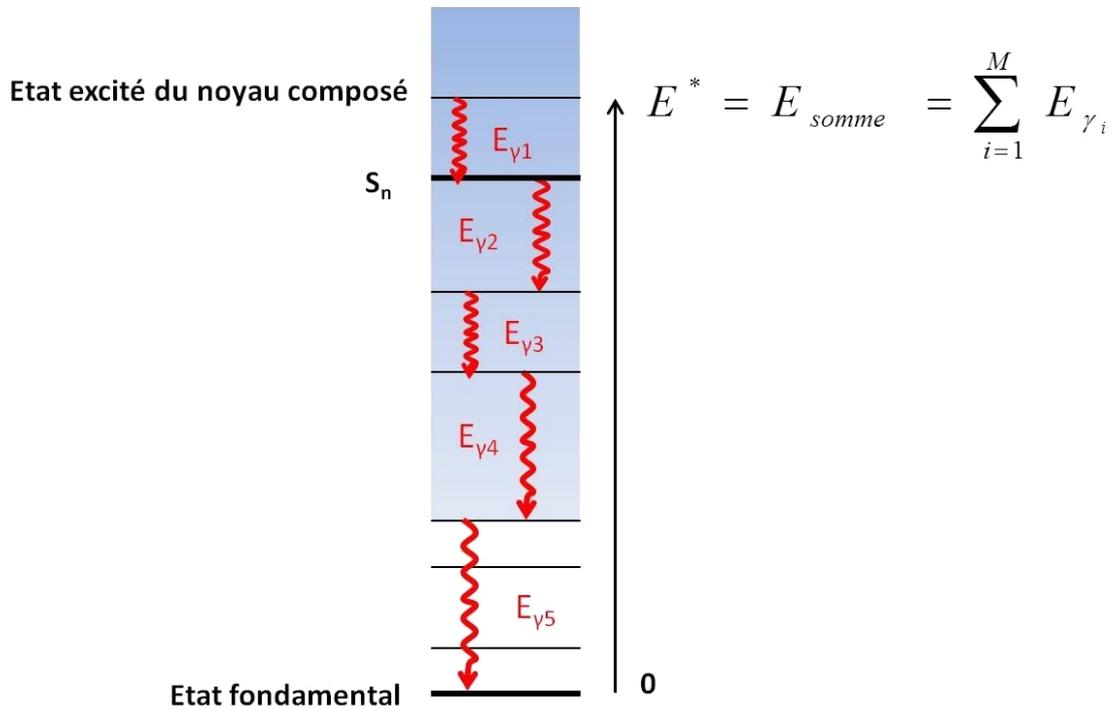


FIGURE 2.1 – Représentation d’une cascade  $\gamma$ . Dans cet exemple, la multiplicité de la cascade représentée est de 5.

- Le rayonnement  $\gamma$  émis par le noyau cible excité pour obtenir le nombre de cascades  $\gamma$  correspondant au nombre de réaction de capture radiative.
- Le nombre de noyaux dans la cible.

Grâce à la mesure de ces quantités, il est possible d’obtenir pour une énergie neutron  $E_n$  mesurée par temps de vol :

- Le taux de capture  $Y(E_n)$  : qui représente le nombre de capture radiative sur le nombre de neutrons total. Il s’exprime de la manière suivante :

$$Y(E_n) = B \times [1 - e^{-e \times \sigma_{\text{tot}}(E_n)}] \times \frac{\sigma(E_n)}{\sigma_{\text{tot}}(E_n)} \quad (2.2)$$

Où :

- $B$  est un facteur prenant en compte les diffusions multiples.
- $e$  est l’épaisseur de la cible en atome par barn.
- $\sigma_{\text{tot}}(E_n)$  est la section efficace totale.
- $\sigma(E_n)$  est la section efficace de capture neutronique.

Dans le cadre de cette expérience, la cible utilisée est très mince. Par conséquent, les diffusions multiples peuvent être négligées ( $B = 1$ ) et l’expression  $e^{-e \times \sigma_{\text{tot}}(E_n)}$

représentant le facteur correctif lié à l'auto-absorption par la cible peut être approximé par un développement limité au premier ordre. Finalement, l'expression 2.2 devient :

$$Y(E_n) = e \times \sigma(E_n) \quad (2.3)$$

– La section efficace pour une cible pure se définit de la manière suivante :

$$\sigma(E_n) = \frac{N \times M}{\phi(E_n) \times \epsilon_{det} \times N_a \times \rho_s \times S} \quad (2.4)$$

avec :

$$e = \frac{N_a \times \rho_s \times S}{M} \quad (2.5)$$

Où :

- $N$  est le nombre d'événements de capture par eV par seconde.
- $\epsilon_{det}$  est l'efficacité totale de détecter une cascade  $\gamma$ .
- $\phi(E_n)$  est le flux de neutrons ( $s^{-1}cm^{-2}$ ) arrivant sur la cible.
- $M$  est la masse molaire ( $g.mol^{-1}$ ) de l'élément.
- $N_a$  est le nombre d'Avogadro et vaut  $6,02214.10^{23} mol^{-1}$ .
- $\rho_s$  est la densité surfacique de la cible ( $g.cm^{-2}$ ).
- $S$  est la surface de la cible touchée par le faisceau ( $cm^2$ ).

Pour une détermination correcte du taux de capture ou de la section efficace, il est indispensable de connaître avec précision :

- Les événements de capture mesurés avec un détecteur. A partir de cela, le nombre de cascade  $\gamma$  pour le noyau cible sera déduit.
- Le flux de neutron : obtenu par un moniteur dédié. Ce flux sera ensuite ajusté pour obtenir la valeur du flux à la position de la cible. Ici, l'absorption du flux par une cible mince est considérée comme négligeable.

Pour la mesure de la section efficace, la connaissance précise d'autres quantités est aussi indispensable. A savoir :

- L'efficacité totale qui se décompose en une efficacité de détection liée entre autre à la collection du signal du détecteur, une efficacité géométrique dépendant de l'angle solide couvert et d'une efficacité liée à l'application de coupures pour la sélection des données. Ces coupures s'effectuent sur l'énergie somme, la multiplicité, le temps et par la discrimination des  $\alpha$  et des  $\gamma$ . La mise en place d'un seuil en énergie sera aussi à considérer.

- La masse de la cible : une spectrométrie de masse peut être utilisée sur les isotopes stables. Lorsque la cible est radioactive comme le  $^{173}\text{Lu}$ , la masse est déterminée de façon très précise après sa fabrication par spectroscopie  $\gamma$ .

## 2.2 Dispositif expérimental

### 2.2.1 Introduction

L'expérience de capture neutronique radiative sur le  $^{173}\text{Lu}$  a été effectuée au Los Alamos National Neutron Science Center (LANSCE) au sein du Los Alamos National Laboratory (LANL) au mois de décembre 2011. La méthode de temps de vol est utilisée sur la ligne de temps vol FP14 (Flight Path 14) du centre Manuel Lujan Jr pour mesurer l'énergie des neutrons.

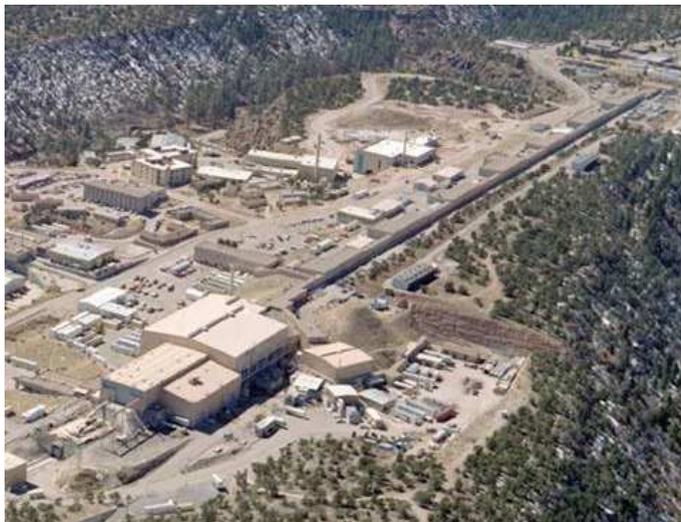


FIGURE 2.2 – Vue aérienne du Los Alamos Neutron Science Center (LANSCE).

Dans cette partie, seront décrits :

- L'accélérateur linéaire du centre Manuel Lujan Jr.
- La cible de spallation.
- La ligne de temps de vol : FP14 (Flight Path 14) ainsi que la méthode de temps de vol.
- Le détecteur DANCE.
- Le système d'acquisition.
- Le moniteur mesurant le flux de neutrons.
- La cible de  $^{173}\text{Lu}$ .
- La réponse du détecteur ainsi que son pouvoir de résolution.

### 2.2.2 L'accélérateur linéaire du LANSCE

Le Los Alamos Neutron Science Center (LANSCE) a été construit dans les années 60. Ce centre possède un accélérateur linéaire (LINAC) conçu pour pouvoir délivrer à la fois des protons et des ions H<sup>-</sup> dans plusieurs aires expérimentales simultanément. Une présentation détaillée du LANSCE est disponible à la référence [1]. Le LINAC mesure près de 800 m de long et délivre une énergie proton maximum de 800 MeV, pulsée à 120 Hz. Les protons se présentent sous forme de macropulsations de 450  $\mu$ s de large constituées de minis pulsations espacés de 5 ns. Le LINAC accélère ces protons à différentes énergies. Arrivés en bout de ligne, les protons de 800 MeV peuvent être compressés en paquets de 250-300 ns de large à un taux de 20 Hz dans un anneau de stockage appelé PSR (Proton Storage Ring) jusqu'à la fin de la macropulsation.

### 2.2.3 La cible de spallation

Après le PSR, le faisceau de protons pulsé a un courant variant entre 90 à 100  $\mu$ A. Celui-ci est ensuite dirigé sur une source de neutron de spallation (SNS) constituée en deux cylindres de tungstène naturel ( $W^{Nat}$ ) présenté aux figures 2.3 et 2.4 .

La réaction de spallation consiste en une interaction entre une particule de quelques centaines de MeV, ici un proton, et un noyau lourd (ici le  $W^{Nat}$ ). Cette réaction entraîne un grand nombre de réactions secondaires qui génèrent l'émission d'un grand nombre de nucléons dont des neutrons et un intense rayonnement  $\gamma$ .

La réaction de spallation sur le tungstène produit 17 neutrons pour un proton de 800 MeV. Le modérateur constitué d'eau est utilisé pour ralentir les neutrons créés. Afin de conserver le plus de neutrons possible, la cible de  $W^{Nat}$  est entourée de béryllium qui joue le rôle de réflecteur, de plomb pour l'absorption des  $\gamma$  et de fer pour l'absorption des neutrons comme l'illustre la figure 2.3.

### 2.2.4 La ligne de vol : FP14 (Flight Path 14)

Le faisceau de neutrons modérés venant de la cible de spallation est collimaté dans différentes lignes de vol comme le montre la figure 2.5. C'est plus particulièrement la base de temps de vol FP14 qui sera détaillée ici. Le détecteur DANCE est localisé à 20,28 m de la cible de spallation sur cette ligne.

Une série de 4 collimateurs en cuivre et en polyéthylène borée façonnent circulairement le faisceau de neutrons de manière à obtenir un diamètre de 1 cm. Après le détecteur DANCE, il y a 3 moniteurs faisceau permettant la mesure du flux neutron. La ligne FP14 se termine à l'arrêt du faisceau. Une vue schématique de la ligne de vol est visible sur la figure 2.6.

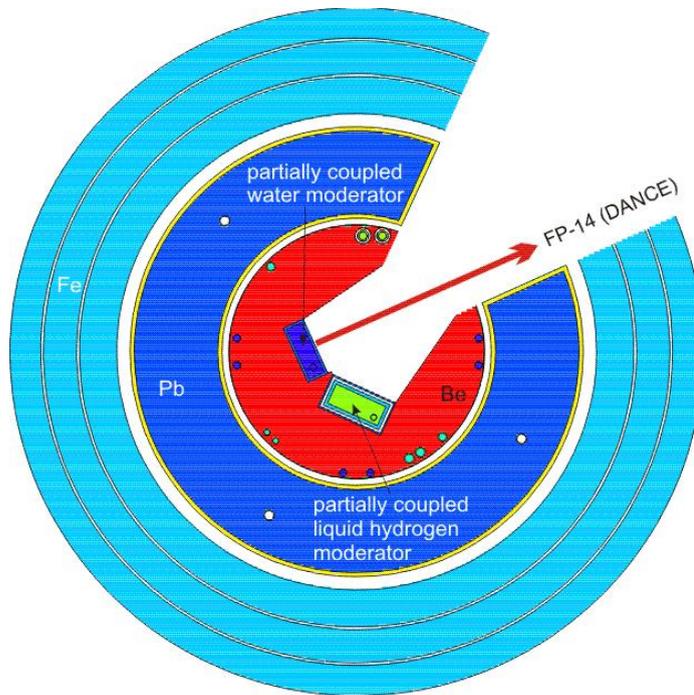


FIGURE 2.3 – Représentation de la source de neutron de spallation (SNS) vue du côté [9].

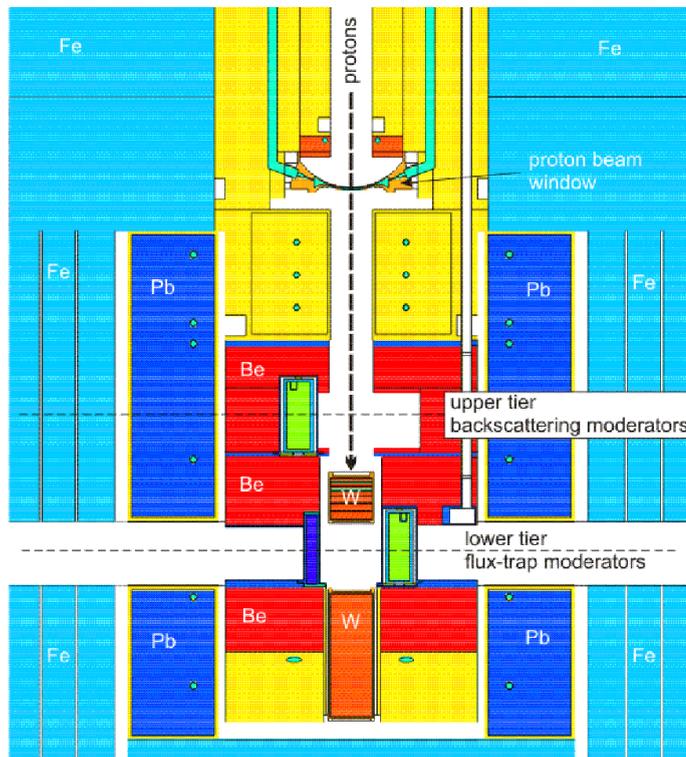


FIGURE 2.4 – Représentation de la source de neutron de spallation (SNS) vue du dessus [9].

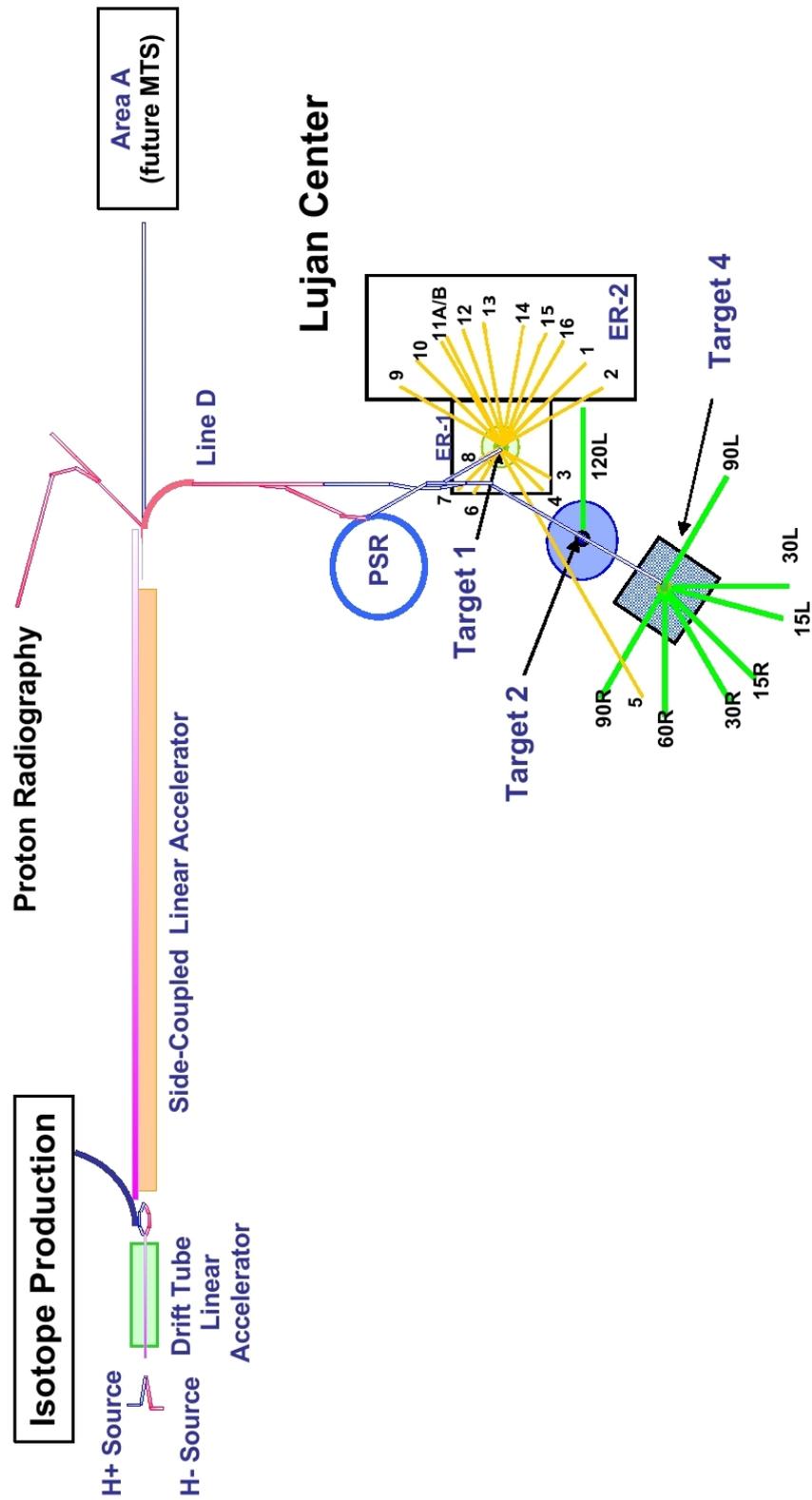


FIGURE 2.5 – Les différentes lignes de temps de vol du centre Lujan.

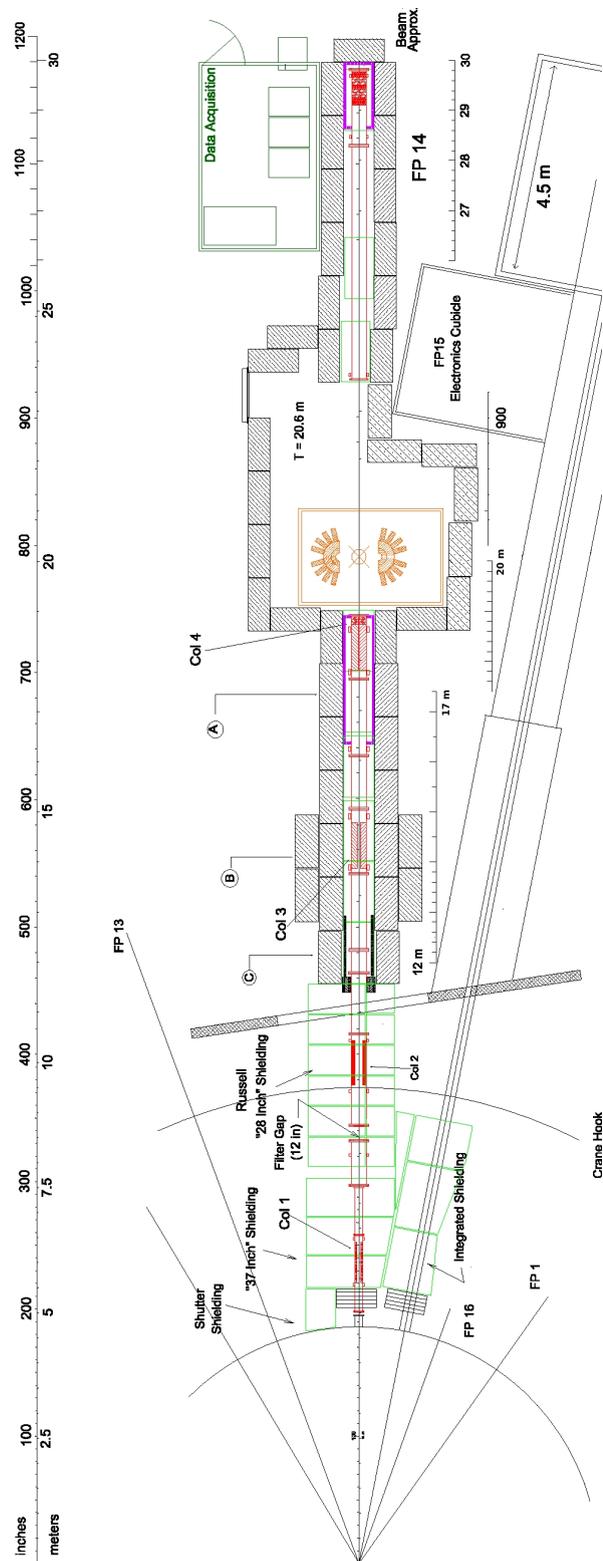


FIGURE 2.6 – La ligne de temps de vol FP14.

### 2.2.5 La méthode du temps de vol

Pour mesurer l'énergie des neutrons, la technique du temps de vol est utilisée. Cette méthode consiste à mesurer le temps mis par un neutron pour parcourir la distance entre le lieu de sa création et le lieu de sa détection pour remonter précisément à son énergie.

La relation entre le temps de vol d'un neutron  $T$  de masse  $m_n$ , à une distance de vol  $L$ , et son énergie cinétique  $E_n$  est :

$$E_n = m_n \times c^2 \times \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta}} - 1 \right) \text{ avec } \beta = \frac{V_n}{c} = \frac{L}{c \times T} \quad (2.6)$$

où :

- $V_n$  est la vitesse du neutron incident en m/ $\mu$ s.
- $m_n \times c^2$  est la masse du neutron égale à 939,565379 MeV.
- $L$  est la longueur de vol du neutron (ici 20,28 m).
- $T$  est le temps de vol du neutron incident mesuré en  $\mu$ s.
- $c$  est la vitesse de la lumière soit 299,792458 m/ $\mu$ s.

Dans le cadre de nos mesures, les neutrons ont une énergie cinétique maximale de 300 keV environ. Il n'est donc pas nécessaire de considérer une formule relativiste. L'équation 2.6 se simplifie alors de la manière suivante :

$$E_n = \frac{1}{2} m_n \left( \frac{L}{T} \right)^2 \quad (2.7)$$

Le rayonnement  $\gamma$  produit lors de l'interaction du faisceau de proton sur la cible de  $W^{Nat}$  est très intense. Ce phénomène est mieux connu sous le nom de flash  $\gamma$ . L'instant  $T_{spa}$  de production de ce flash  $\gamma$  correspond donc aussi au temps de création des neutrons. D'après la figure 2.7, la mesure de temps de vol  $T$  des neutrons est égale quant à lui, à la différence entre l'instant  $T_n$  d'arrivée des neutrons et le  $T_{spa}$  tel que :

$$T = T_n - T_{spa} \quad (2.8)$$

Ce flash se déplaçant par définition à la vitesse de la lumière  $c$ , est détecté avant les neutrons. Par conséquent, l'instant de détection  $T_\gamma$  du flash  $\gamma$  sera inférieur à  $T_n$ . Cependant  $T_{spa}$  n'est pas connu car seul l'instant de déclenchement de l'acquisition noté  $T_0$  correspondant à la fréquence du faisceau de proton est connu.

L'instant de détection du flash  $\gamma$   $T_\gamma$  va permettre d'obtenir  $T_{spa}$  pour une longueur de vol  $L$  :

$$T_{spa} = T_\gamma - \frac{L}{c} \quad (2.9)$$

En insérant 2.9 dans l'équation 2.8, le temps de vol des neutrons devient alors accessible tel que :

$$T = T_n - T_\gamma + \frac{L}{c} \quad (2.10)$$

L'ensemble des signaux intervenant dans la mesure de temps de vol sont représentés à la figure 2.7.

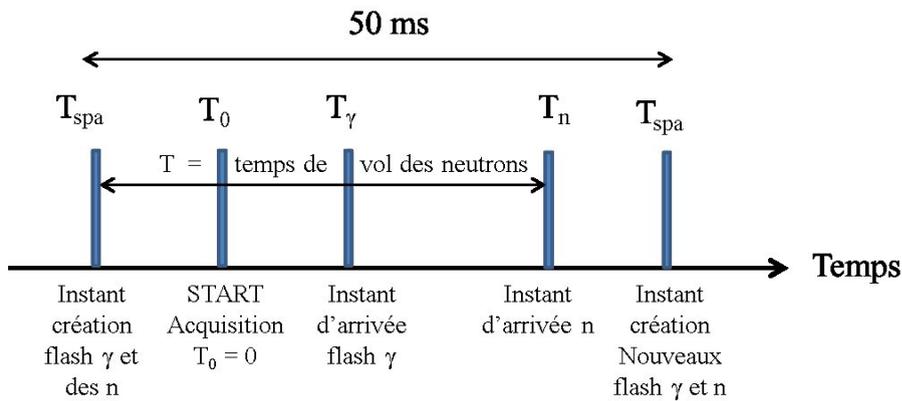


FIGURE 2.7 – Ensemble des instants intervenant dans la mesure du temps de vol  $T$  des neutrons.

Le tableau 2.1 présente différents temps de vol et énergies neutrons associées.

TABLE 2.1 – Exemple d'équivalence énergie neutron / temps de vol dans le cadre de cette expérience.

Temps de vol ( $\mu\text{s}$ )	Energie (eV)
250	34,29
500	8,57
750	3,81
1464	1,00
9204	$25,3 \cdot 10^{-3}$

### 2.2.6 Le détecteur DANCE

Le détecteur DANCE, visible à la figure 2.8, est localisé sur la ligne de temps de vol FP14 à une distance de 20,25 m de la cible de spallation. Il est constitué de 162 cristaux de  $\text{BaF}_2$ . Quatre formes de cristaux ont été utilisées pour obtenir une géométrie sphérique. Chaque cristal a une longueur de 15 cm et un volume de  $734 \text{ cm}^3$ . L'angle solide couvert par DANCE est de  $3,52\pi$  (2 détecteurs ont été enlevés pour laisser passer

le faisceau à travers DANCE).

Sa grande segmentation permet d'effectuer des mesures de multiplicité  $\gamma$ . Le temps des cristaux scintillants  $\text{BaF}_2$  permet d'effectuer des coïncidences rapides  $\gamma$ - $\gamma$  et la mesure du temps de vol des neutrons. Le choix des cristaux de  $\text{BaF}_2$  est détaillé dans la référence [3]. Pour DANCE, l'efficacité de détection d'un  $\gamma$  de 1 MeV s'élève à 86%. L'efficacité de détecter au moins un  $\gamma$  appartenant à une cascade s'élève environ à 95%. La résolution en énergie du détecteur est de l'ordre de 10%.

Grâce à sa grande efficacité de détection, à sa grande segmentation et à sa large couverture angulaire, le détecteur DANCE est adapté pour la mesure des  $\gamma$  prompts suivant la capture neutronique sur des cibles de petites tailles et/ou radioactives. Ces cibles peuvent être de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

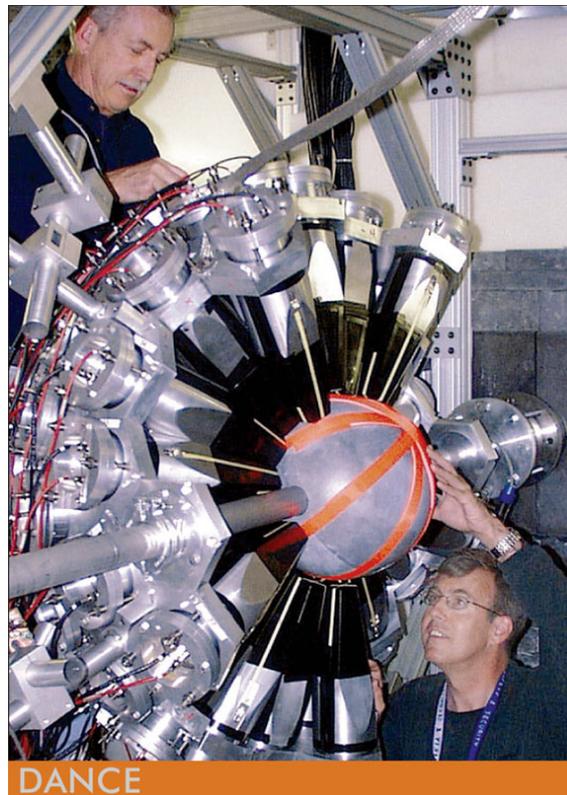


FIGURE 2.8 – Le détecteur DANCE ouvert et la sphère de  ${}^6\text{LiH}$ . La cible est placée à l'intérieur de cette sphère.

A l'intérieur du détecteur DANCE, une sphère de  ${}^6\text{LiH}$  entoure la cible afin de réduire la quantité de neutrons diffusés pouvant induire des événements de capture parasite sur les  $\text{BaF}_2$ . Ce point est détaillé à la référence [4]. La figure 2.8 montre le détecteur DANCE ouvert ainsi que la sphère de  ${}^6\text{LiH}$ .

La sphère de  ${}^6\text{LiH}$  a une épaisseur de 6 cm et un rayon interne de 10,5 cm. Elle est

constituée à de 86%  $^6\text{Li}$  et à 14% de  $^7\text{Li}$  pour une densité de  $0,72\text{ g/cm}^3$ . Les neutrons diffusés sont en partie arrêtés grâce à la réaction  $^6\text{Li}(n,\gamma)$ . Un facteur 10 à 100 de réduction des neutrons de 0.1 à 100 keV est atteint avec cette sphère de  $^6\text{LiH}$  [3], [4].

Dans le détecteur DANCE, un bruit de fond inhérent aux cristaux  $\text{BaF}_2$  est à considérer : celui venant de la décroissance  $\alpha$  du radon. Cet élément étant un homologue chimique se retrouve dans les cristaux de  $\text{BaF}_2$ . Le signal provenant de cette décroissance, essentiellement en électrons et en  $\alpha$  peut être séparé en utilisant les deux composantes produites par la scintillation. La première dite rapide avec une longueur d'onde à 220 nm et une constante de décroissance en temps de 0,6 ns correspond à l'émission de  $\gamma$ . La seconde dite lente avec une longueur d'onde 310 nm et une constante de décroissance en temps à 600 ns correspond aux  $\alpha$ . Lorsque l'on trace l'amplitude de ces deux composantes, il est alors possible de discriminer les particules  $\alpha$  du rayonnement  $\gamma$  comme on peut le voir sur la figure 2.9.

Davantage de détails sont disponibles à la référence [5].

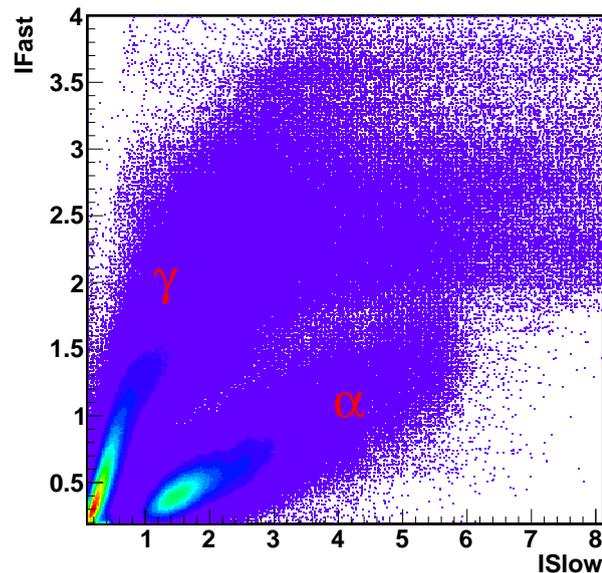


FIGURE 2.9 – L'identification des particules  $\alpha$  et  $\gamma$  est faite en traçant l'intégrale sur la composante rapide (IFast) du signal en fonction de l'intégrale sur la composante lente (ISlow) du signal.

### 2.2.7 Le système d'acquisition

Avec DANCE, il est possible de cumuler une quantité très importante de données qu'il faut savoir gérer (jusqu'à 1 TeraOctet par jour selon les expériences). Pour cela,

l'utilisation d'un système d'acquisition de données (ou encore DAQ = Data Acquisition) est indispensable. Le système d'acquisition MIDAS (Maximum Integrated Data Acquisition System) [14] est responsable de la synchronisation. Il reçoit les signaux des photomultiplicateurs (PM) provenant de DANCE qui sont numérisés. Tout le signal numérisé des PM n'est pas conservé, seules les informations (intégrales, temps, numéro de détecteurs touchés) sur les pics correspondant aux signaux BaF<sub>2</sub> sont conservées afin de gagner de l'espace mémoire.

Les signaux provenant de chaque PM sont partagés sur deux cartes d'acquisition Acqiris ayant 4 voies chacune. Ces cartes digitalisent chaque signal à un taux de 2 ns/point et chaque point est enregistré sur 8 bits. Elles disposent chacune de 128 Kbytes de mémoire vive par voie.

Le système d'acquisition permet deux modes d'acquisition pour recueillir des données [15] :

- Le premier est le mode continu : les cartes d'acquisition se déclenchent au  $T_0$  lorsque qu'elles reçoivent un signal venant du faisceau de proton. Des données sont collectées pendant 250  $\mu$ s. Comme deux cartes sont à disposition, elles permettent d'avoir deux fenêtres en temps de 250  $\mu$ s de largeur pour couvrir une gamme en énergie neutron plus importante. Cette configuration se nomme plus précisément mode double continu. Ce mode d'acquisition n'a pas de temps mort. Cependant, la plage en énergie neutron étudiée est limitée.
- Le deuxième mode est appelé mode segmenté. Il consiste à considérer que si 2 détecteurs ou plus sont touchés au dessus d'un seuil mis à 30 mV et dans une fenêtre de coïncidence en temps de 200 ns. Dans ce mode, la présence du temps mort est inhérente à la manière dont les signaux sont acquis. Il doit être pris en compte et par la suite corrigé. Ici, toute la plage en énergie neutron est couverte.

La radioactivité de la cible n'a pas permis l'utilisation du mode segmenté. Son activité génère un temps mort trop important pour obtenir des données. Le mode double continu illustré figure 2.10 a donc été utilisé pour accumuler le maximum de statistique à partir du keV pour les raisons suivantes :

- Le flux de neutron est faible dans cette région.
- La section efficace aussi.

Ceci implique que le rapport signal sur bruit devient de plus en plus petit lorsque l'énergie augmente.

Pour ces raisons, une des deux fenêtres en temps a été entièrement dédiée pour cette zone. La deuxième fenêtre a été déplacée au cours de l'expérience pour recueillir des données jusqu'aux énergies thermiques.

Une description détaillée du système d'acquisition est donnée dans [15].

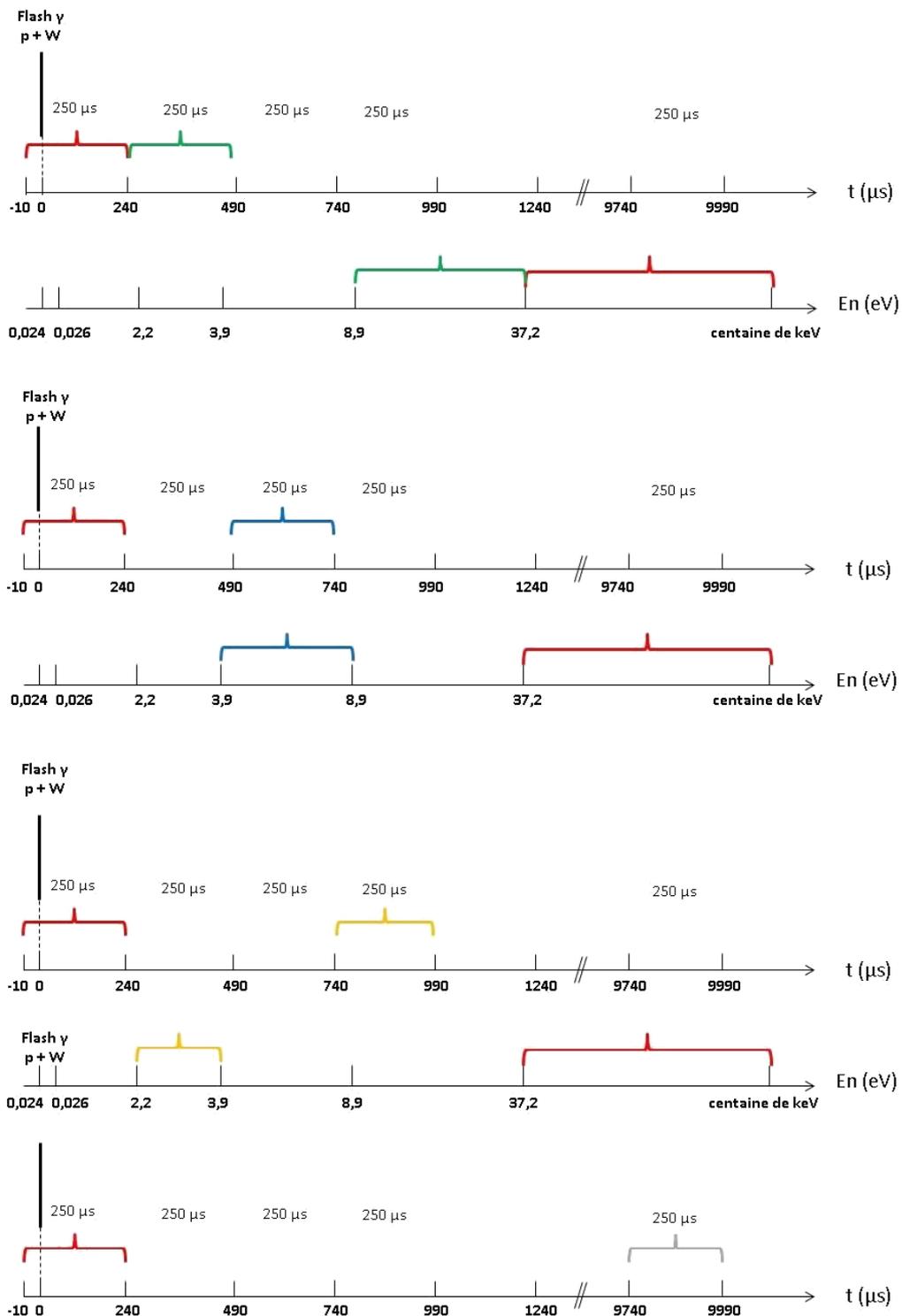


FIGURE 2.10 – Représentation du mode double continu avec les fenêtres en temps prises pour l'acquisition des données ainsi que les énergies neutron correspondantes.

### 2.2.8 Mesure du flux de neutron

La détermination du flux est un élément indispensable pour la mesure de la section efficace de capture neutronique radiative. Sur la ligne de temps de vol FP14, le flux de neutron peut être mesuré par 3 moniteurs différents : le premier est un détecteur Si, le deuxième est une chambre à ionisation remplie avec un gaz  $\text{BF}_3 + \text{Ar}$  et le dernier est une chambre à fission. Dans le cas de cette expérience, il a été choisi de travailler avec le détecteur Si couplé à une cible de  ${}^6\text{Li}$  car le flux mesuré avec ce moniteur a pu être entièrement caractérisé.

A noter ici que l'efficacité de détection de ce moniteur est considéré ici comme étant égale à 1. Elle sera prise en compte ultérieurement lors de la détermination d'un facteur correctif sur le flux qui sera détaillé au paragraphe 2.4.1.

Ce moniteur consiste en un détecteur silicium de type n à barrière de surface placé perpendiculairement au faisceau couplé à une cible de  ${}^6\text{LiF}$  ayant une épaisseur de  $2 \mu\text{m}$  et une dimension de  $3 \times 4 \text{ cm}^2$  déposée sur une feuille de Kapton de  $8 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Le détecteur Si se situe à 3 cm de la feuille de  ${}^6\text{LiF}$ . Ce moniteur est situé à 22.60 mètres du modérateur après la cible de spallation (soit à 2 mètres environ de la cible placée au centre du détecteur DANCE).

Le détecteur Si permet de mesurer les tritons et les alphas produit par la réaction de référence  ${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$ . La figure 2.11 représente deux intégrales sur le signal Si, une courte et une longue, afin de distinguer à la fois le signal et l'empilement de signal. Le pic principal observé à  $I_{Slow} = 1300$  sur cette figure représente l'énergie recueillie pour des tritons. La bande située entre  $I_{Slow} = 500$  à 1100 est attribuée aux  $\alpha$ . Il a été choisi d'appliquer une coupure graphique sur les tritons pour obtenir le flux tel que :

$$\phi(E_n)_{Sili} = \frac{N_t}{\sigma(E_n)_{{}^6\text{Li}(n,t)\alpha} \times e_{{}^6\text{Li}}} \quad (2.11)$$

Il est important de noter aussi que le flux qui est mesuré ici dépend aussi :

- de l'efficacité des moniteurs à recueillir les charges.
- des sections efficaces préalablement mesurées (ENDF).
- de l'angle solide de détection.

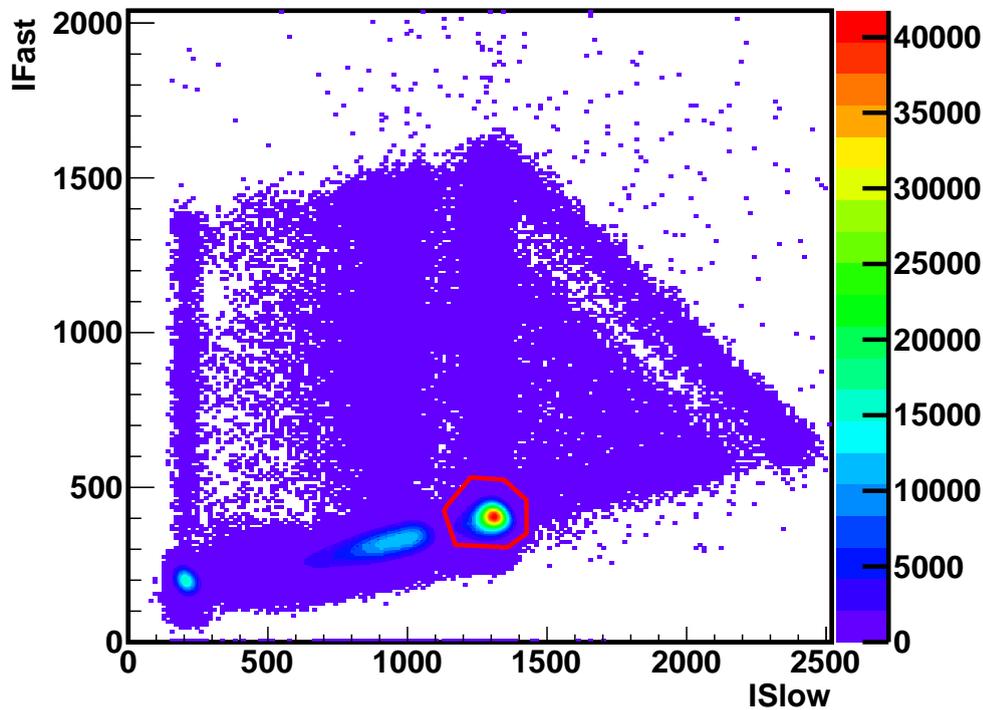


FIGURE 2.11 – Spectre  $I_{fast}$  vs  $I_{slow}$  pour le moniteur Si +  $^6\text{LiF}$ . Pour l'obtention du flux, une coupure graphique (en rouge) sélectionnant les tritons a été appliquée.

### 2.2.9 La cible de $^{173}\text{Lu}$

Le lutécium 173 est un isotope de la famille des lutéciums ayant pour numéro atomique 71. C'est une terre rare de la série des lanthanides. Les isotopes d'intérêt du lutécium pour cette étude sont décrits dans la table 2.2.

TABLE 2.2 – Les isotopes du lutécium concernés par cette étude.

Isotope	Abondance naturelle (%)	Période	Désintégration	Produit de désintégration
$^{173}\text{Lu}$	-	1,37(1) ans	capture électronique	$^{173}\text{Yb}$
$^{174}\text{Lu}$	-	3,31(5) ans	capture électronique	$^{174}\text{Yb}$
$^{175}\text{Lu}$	97,401 (13)	stable	—	—
$^{176}\text{Lu}$	2,599 (13)	$3,85(7).10^{10}$ ans	$\beta^-$	$^{176}\text{Hf}$

Le  $^{173}\text{Lu}$  est un isotope radioactif ayant une période de 1,37 années. La figure 2.12 présente le schéma de décroissance pour cet isotope. L'état fondamental du  $^{173}\text{Lu}$  a pour spin/parité :  $7/2^+$ .

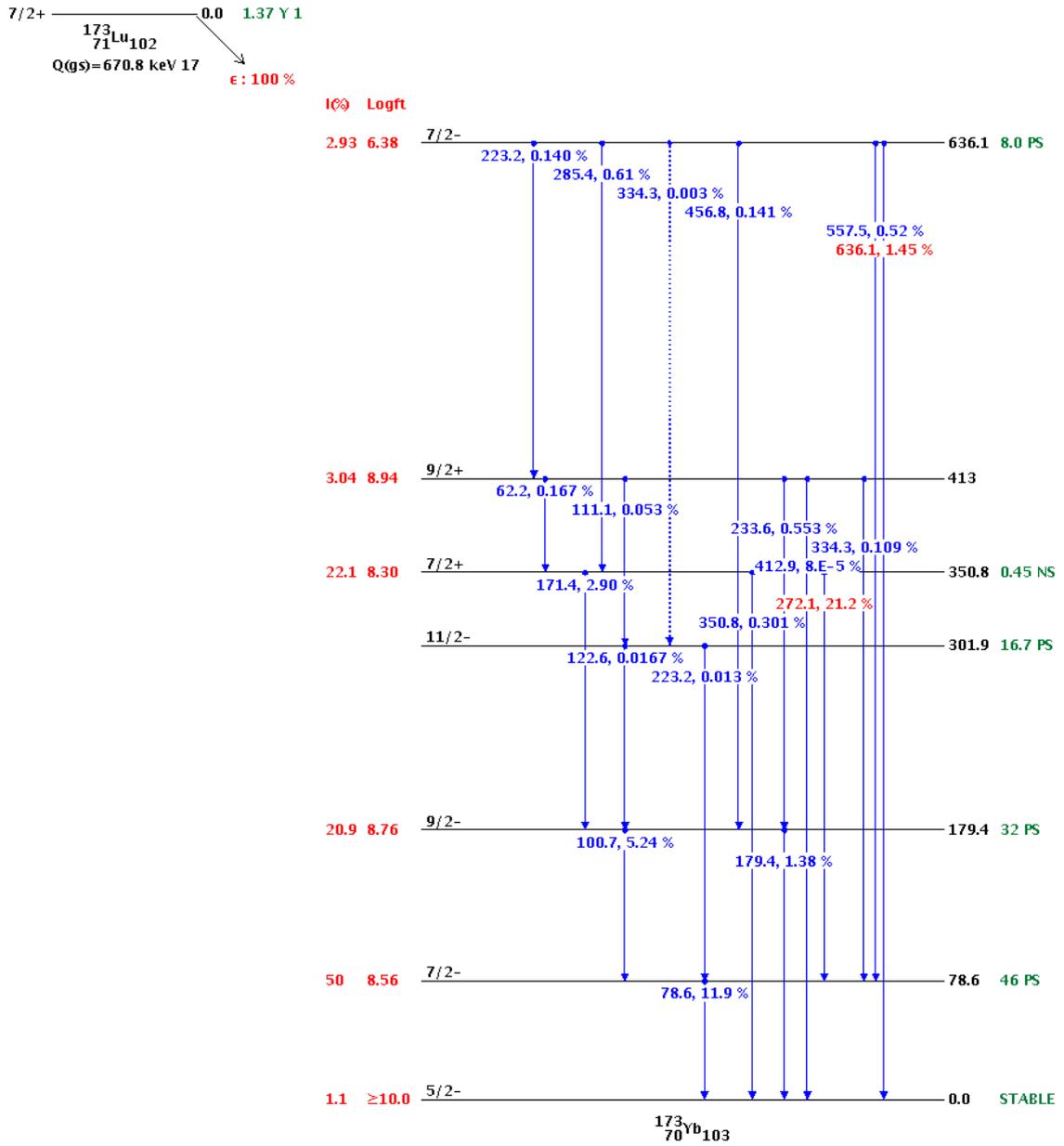


FIGURE 2.12 – Schéma de décroissance de  $^{173}\text{Lu}$  provenant de la bibliothèque NNDC [6].

Dans le cas de noyaux instable, une expérience de physique nucléaire est complexe à réaliser. Le premier challenge a été ici la production de la cible de  $^{173}\text{Lu}$ . Outre l'aspect lié à la radioprotection, la difficulté a été d'obtenir une cible la plus pure possible pour effectuer l'expérience de capture neutronique radiative.

Pour cela, une cible d'hafnium naturel a été irradiée au Los Alamos Isotope Production Facility (IPF) (voir figure 2.13) du LANSCE durant 14 jours par réaction  $(p,xn)$  à une énergie proton comprise entre 70 et 90 MeV. La masse de l'échantillon irradié de  $^{173}\text{Lu}$  était de 50 g.



FIGURE 2.13 – Représentation de L'IPF (Isotope Production Facility) du LANSCE. En bas, le faisceau de proton arrive dans la chambre où se localise la cible d'hafnium. Après irradiation cette cible est récupérée par des moyens mécaniques pour être transportée dans une cellule chaude. Les opérateurs ayant travaillé sur cette cible ont utilisé des bras télémanipulés.

La réaction  $(p,xn)$  sur les isotopes de l'hafnium forme des isotopes du tantale (cf. figure 2.14). Hormis les  $^{173}\text{Ta}$  et le  $^{175}\text{Ta}$ , les isotopes du tantale produits décroissent par émission  $\beta$  sur des isotopes de l'hafnium stable ou de longue période ( $^{172}\text{Hf}$ ). Le  $^{173}\text{Ta}$  avec sa période de 3,14 h émet rapidement un  $\beta$  pour tomber sur le  $^{173}\text{Hf}$ . Cet isotope de l'hafnium a une demie vie de 23,6 h et, est un émetteur  $\beta$ . Il décroît sur le  $^{173}\text{Lu}$  ainsi formé. Par conséquent, pour avoir une cible avec suffisamment de  $^{173}\text{Lu}$ , il faut attendre environ 10 périodes de  $^{173}\text{Hf}$  soit 9 jours environ, tandis que pour avoir le moins d'isotopes polluants de la cible, il faut limiter au plus la décroissance du  $^{175}\text{Hf}$  d'une période de 70 jours (produit de décroissance du  $^{175}\text{Ta}$ ).

Néanmoins, d'autres réactions telles que  $(p,\alpha)$  contribuent aussi à former d'autres isotopes du lutécium, notamment le  $^{174}\text{Lu}$  et le  $^{176}\text{Lu}$ , que nous ne pourrions pas retirer car aucune séparation isotopique à chaud n'a été effectuée.

173 Ta 3.14 h ε : 100%	174 Ta 1.14 h ε : 100%	175 Ta 10.5 h ε : 100%	176 Ta 8.09 h ε : 100%	177 Ta 56.56 h ε : 100%	178 Ta 9.31 m ε : 100%	179 Ta 1.82 y ε : 100%	180 Ta 8.154 h ε : 86% β- : 14%	181 Ta STABLE 99.988%
172 Hf 1.87 y ε : 100%	173 Hf 23.6 h ε : 100%	174 Hf 2.010 <sup>15</sup> y ε : 100%	175 Hf 70 D ε : 100%	176 Hf STABLE 5.26%	177 Hf STABLE 18.60%	178 Hf STABLE 27.28%	179 Hf STABLE 13.62%	180 Hf STABLE 35.08%
171 Lu 8.24 D ε : 100%	172 Lu 6.70 D ε : 100%	173 Lu 1.37 y ε : 100%	174 Lu 3.31 y ε : 100%	175 Lu STABLE 97.40%	176 Lu 3.810 <sup>10</sup> y β- : 100%	177 Lu 6.65 D β- : 100%	178 Lu 28.4 M β- : 100%	179 Lu 4.59 h β- : 100%
170 Yb STABLE 2.98 %	171 Yb STABLE 14.09 %	172 Yb STABLE 21.68 %	173 Yb STABLE 16.10 %	174 Yb STABLE 32.03%	175 Yb 4.19 D β- : 100%	176 Yb STABLE 12.99%	177 Yb 1.911 h β- : 100%	178 Yb 24 M β- : 100%
169 Tm STABLE 100%	170 Tm 128.6 D ε : 0.1% β- : 99.9%	171 Tm 1.92 y β- : 100%	172 Tm 63.6 h β- : 100%	173 Tm 8.24 h β- : 100%	174 Tm 5.4 M β- : 100%	175 Tm 15.2 M β- : 100%	176 Tm 1.9 M β- : 100%	177 Tm 90 s β- : 100%

FIGURE 2.14 – Vue d'ensemble des différents isotopes produits par réactions (p,xn).

L'ensemble des isotopes présents juste après l'irradiation de la cible d'hafnium sont listés à la table 2.3. Après 90 jours, la cible a été transférée au Radiochemistry Hot Cell Facility (RHCF) de Los Alamos pour y subir une première séparation chimique. Cette séparation chimique a consisté à extraire les isotopes du lutécium de l'échantillon d'Hf irradié. Le <sup>173</sup>Lu décroît en ytterbium. Pour éviter d'avoir des isotopes de l'ytterbium (essentiellement <sup>172,173,174</sup>Yb), une deuxième séparation chimique à chaud a consisté à retirer les isotopes de l'Ytterbium de la cible juste avant l'expérience.

TABLE 2.3 – Isotopes présents juste après irradiation de la cible d'hafnium naturel.

Isotope (μs)	t <sub>1/2</sub>	Production	Séparation
<sup>172</sup> Hf	185 ans	(p,xn)	chimique
<sup>175</sup> Hf	70 jours	(p,xn)	chimique
<sup>173</sup> Lu	1.4 ans	(p,xn)	—
<sup>175</sup> Lu	stable	(p,xn)	—
<sup>174</sup> Lu	3.3 ans	autre réaction que (p,xn)	—

Pour avoir davantage de détails sur les procédés chimiques utilisés se référer à [7] et [8].

Une partie de la solution de lutécium obtenue a été ensuite électrodéposée en cellule chaude sur une fine feuille de titane de 2.5 μm. Le diamètre du dépôt est de 6.35 mm (figure 2.15). Une deuxième feuille de titane vient recouvrir le dépôt pour limiter la contamination (figure 2.16). La quantité de lutécium a été choisie de manière à ne pas dépasser la limite de radioprotection de 1 mSv/h à 30 cm pour son installation au centre du détecteur DANCE.

La cible obtenue est visible sur la figure 2.17.



FIGURE 2.15 – Cible électrodéposée.

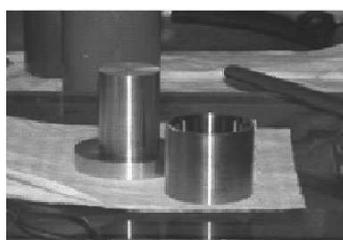


FIGURE 2.16 – Support de la cible en titane.

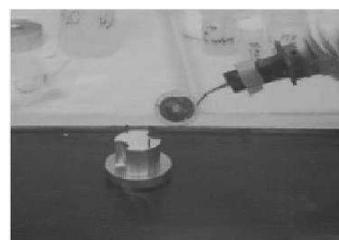


FIGURE 2.17 – La cible finie de  $^{173}\text{Lu}$ .

Finalement, les isotopes présents dans la cible après les différentes séparations chimiques sont :

- Le  $^{173}\text{Lu}$  avec une masse de  $54.10\ \mu\text{g}$  déterminée par spectroscopie  $\gamma$ .
- Le  $^{175}\text{Lu}$  avec une masse de  $166.05\ \mu\text{g}$  déterminée par spectrométrie de masse.
- Le  $^{174}\text{Lu}$  avec une masse de  $3.06\ \mu\text{g}$  déterminée par spectroscopie  $\gamma$ .

### 2.2.10 Réponse du détecteur

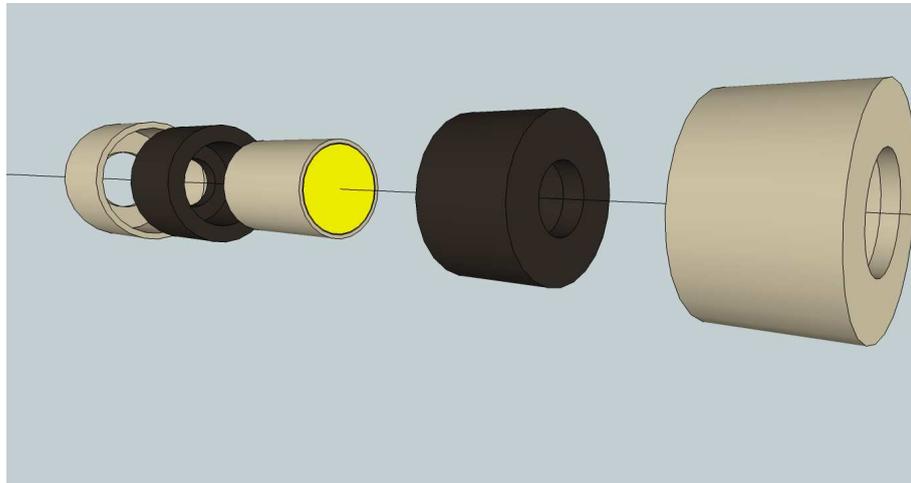
La radioactivité venant de la cible de  $^{173}\text{Lu}$  est élevée. Afin de connaître la réponse du détecteur DANCE face à cette radioactivité, différentes simulations ont été mises au point. En effet, une quantité trop importante de radiation aurait pour effet de saturer le matériel de détection provoquant une chute brutale des gains des photomultiplicateurs (PM) des détecteurs  $\text{BaF}_2$ .

Les simulations ont été effectuées en utilisant :

- Le code EVITA [10] conçu pour modéliser des cascades  $\gamma$ . Ce code est basé sur un formalisme statistique de type Hauser-Feshbach décrit au chapitre précédent. Les résultats obtenus avec ce code ont été comparés avec le code de référence DICEBOX [11] pour validation. Cette étude est disponible à l'annexe D.
- Une simulation GEANT4 de DANCE [12] où la cascade créée a été utilisée pour obtenir la réponse du détecteur.

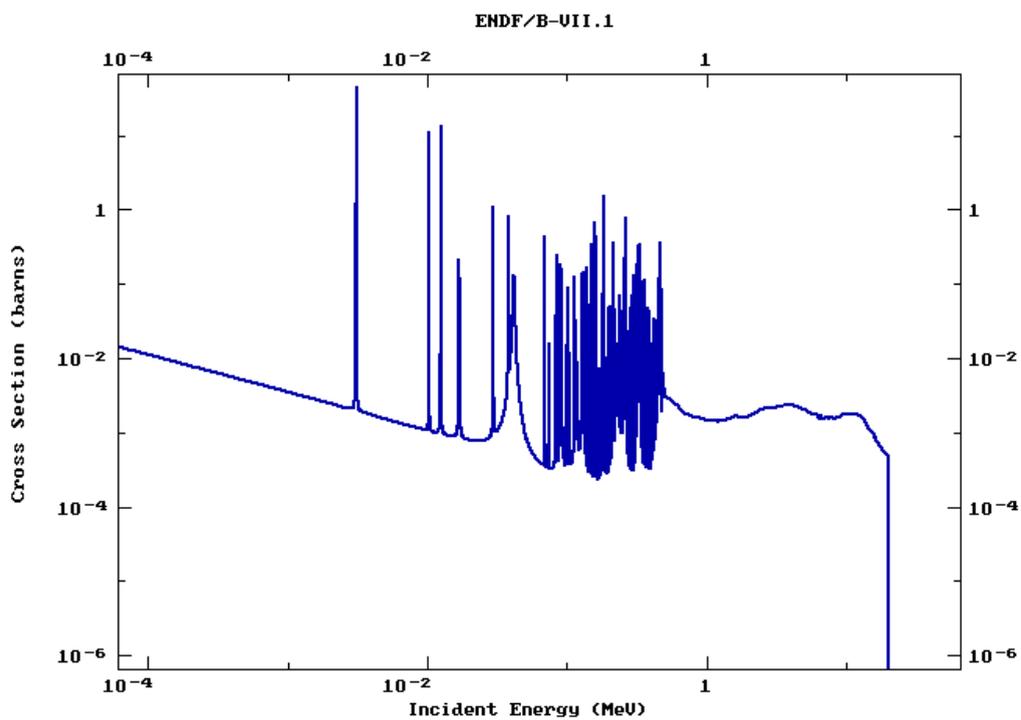
Le fonctionnement optimal des PM a pu être déterminé dans le cadre d'autres expériences pour une valeur limite estimée à quelques  $10^5\ \gamma/\text{s}/\text{détecteur}$  [13]. Ici, le taux de comptage est très important (de l'ordre de  $3,7 \cdot 10^9\ \gamma/\text{s}$ ). Afin de ne pas éblouir les détecteurs, il a donc fallu mettre en place un blindage pour réduire cette activité.

Ce blindage a été conçu au CEA. Il a fallu choisir des matériaux appropriés. Ce blindage a été modélisé avec le code de simulation GEANT4 (cf. 2.18). Il s'agissait de trouver le meilleur compromis pour avoir un fonctionnement optimal des PM sans trop

FIGURE 2.18 – Vue schématique du blindage en Pb de la cible de  $^{173}\text{Lu}$ .

dégrader le signal pour analyser les données.

Le choix des matériaux a été arrêté sur le plomb. Cet élément a une section efficace de capture neutronique radiative sans résonance dans la zone d'intérêt allant de l'électron-volt au keV (voir figure 2.19).

FIGURE 2.19 – Section efficace de capture neutronique radiative pour le  $^{207}\text{Pb}$  (ENDF/B-VII.1).

Cependant, la malléabilité du plomb n'a pas permis de fabriquer un blindage avec un profil exact, c'est-à-dire avec une épaisseur variable, de manière à ce que chaque  $\text{BaF}_2$  puisse voir la même atténuation d'activité du  $^{173}\text{Lu}$ .

Des tests sous faisceau ont été effectués pour vérifier si la présence d'un tel blindage à l'intérieur du détecteur DANCE n'augmentait pas le bruit dû aux neutrons diffusés. 3 épaisseurs de plomb ont été testées (8, 9 et 10 cm). Cela a permis de valider une ouverture de 2.1 cm pour le blindage et de choisir une épaisseur de 9 mm. Cette épaisseur permet de laisser aller le faisceau de neutron à l'intérieur du blindage en minimisant le nombre de neutrons diffusés tout en gardant une bonne atténuation de l'activité de la cible. La figure 2.20 montre le résultat d'une simulation EVITA-GEANT4 montrant le spectre en énergie  $\gamma$  provenant de la décroissance du  $^{173}\text{Lu}$  avec et sans blindage.

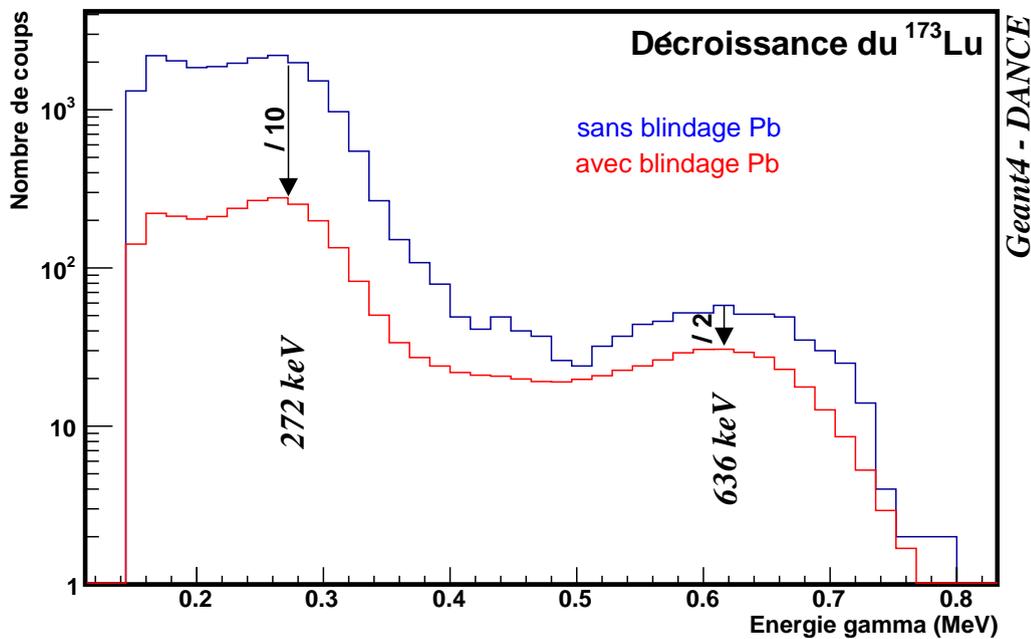


FIGURE 2.20 – Spectre d'énergie  $\gamma$  obtenu par simulation EVITA + GEANT4 sans blindage (en bleu) et avec le blindage en plomb de 9 mm (en rouge). Des facteurs 2 et 10 d'atténuation sont constatés respectivement à 636 keV et 272 keV.

Ce blindage est efficace pour atténuer l'effet de l'activité de la cible. Le spectre d'énergie somme et la distribution de multiplicité pour les cascades  $\gamma$  ont été quant à eux bien modifiés. Ces deux observables qui ont servi à sélectionner le signal du bruit de fond resteront néanmoins encore assez sélectives comme nous le verrons dans la suite. Les figures 2.21 et 2.22 représentent le spectre en énergie somme et la multiplicité pour la cascade  $\gamma$  du  $^{173}\text{Lu}$  simulé avec le code EVITA, ensuite avec la réponse de DANCE simulé avec le code GEANT4 avec et sans blindage de Pb.

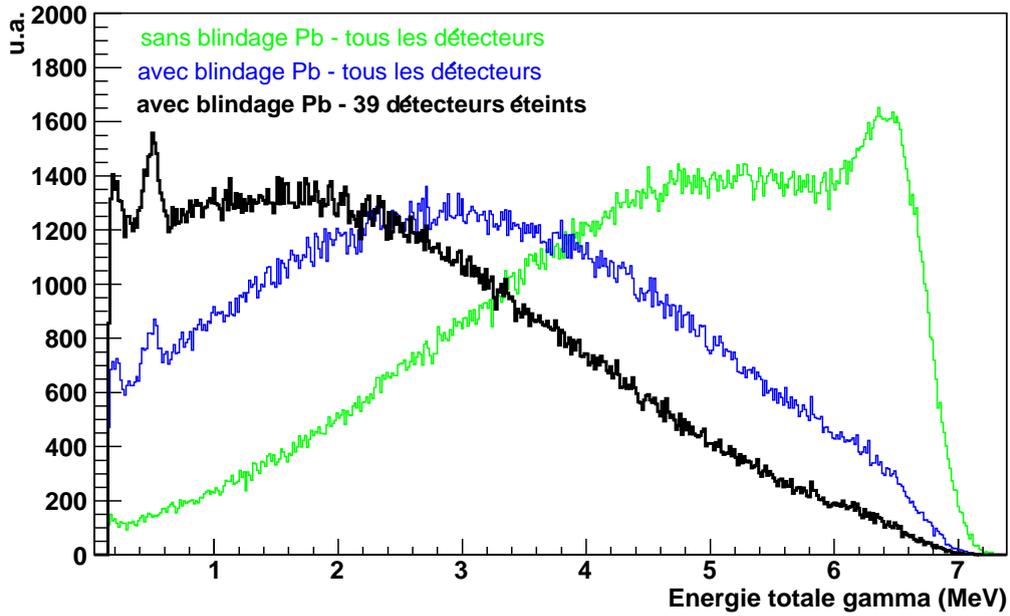
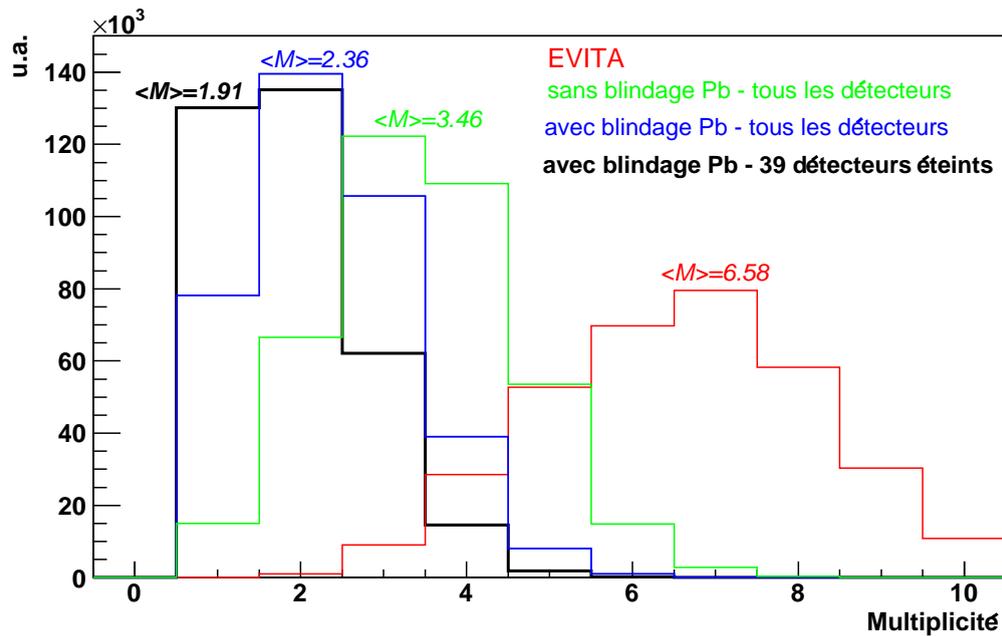
FIGURE 2.21 – Spectre d'énergie somme  $\gamma$  obtenu par simulation EVITA + GEANT4.

FIGURE 2.22 – Distribution de multiplicité obtenue par simulation EVITA + GEANT4.

Néanmoins, le fait d'avoir un blindage uniforme et non idéal a posé le problème suivant : l'activité de la cible n'était pas atténuée de la même manière sur tous les détecteurs. Pour certains d'entre eux, ils ne voyaient même pas l'effet du blindage ou alors de manière négligeable comme le montre la figure 2.23.

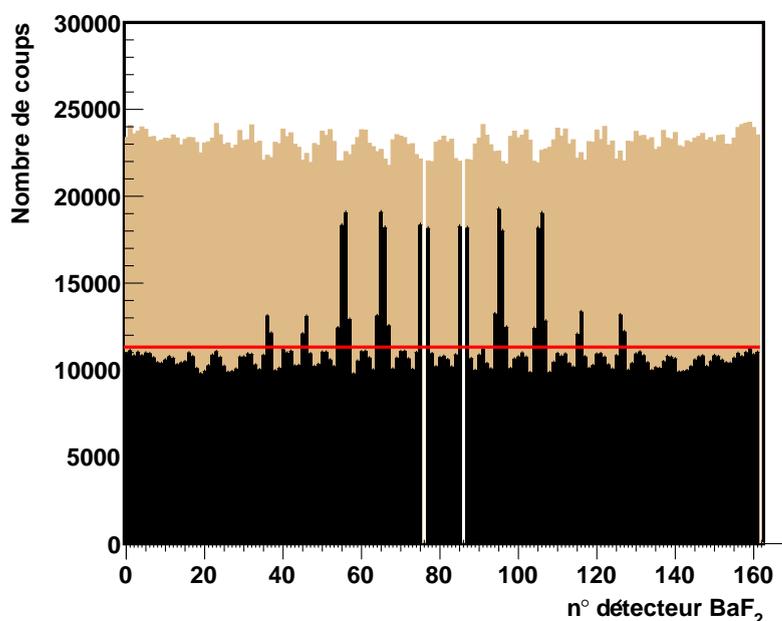


FIGURE 2.23 – Graphe représentant le nombre de coups provenant de la cible de  $^{173}\text{Lu}$  simulé en fonction du numéro identifiant un  $\text{BaF}_2$ . En marron, il s'agit de la réponse du détecteur en présence de la cible sans blindage. La ligne rouge représente la limite de fonctionnement des PM des  $\text{BaF}_2$ . En noir, il s'agit de la réponse du détecteur en présence du blindage choisi. Les détecteurs dépassant la limite de fonctionnement ont été éteints.

Pour contourner ce problème, le gain de chaque détecteur a été réglé tour à tour en abaissant le courant à une valeur nominale. Cependant, même si cet ajustement a permis de récupérer des  $\text{BaF}_2$  supplémentaires cela n'a pas été suffisant pour conserver l'ensemble des détecteurs. Il a donc été décidé d'éteindre ceux dont la valeur limite d'activité vue par les PM a été dépassée.

Par conséquent, 39 détecteurs ont été éteints. Soit parce qu'ils dépassaient cette limite comme l'illustre la figure 2.23 ou soient parce qu'ils ne fonctionnaient pas correctement.

Le nombre total de détecteurs  $\text{BaF}_2$  utilisables a donc été ramené à 121. La diminution du nombre de détecteurs plus la contribution du blindage ont eu pour conséquence de diminuer l'efficacité de détection de la cascade  $\gamma$  de 10% la ramenant environ à 85%.

Le blindage choisi est constitué de trois parties (voir la figure 2.24) :

- La première partie est un container en aluminium.
- La deuxième partie est une enveloppe en plomb.
- La troisième est un support cible avec des fenêtres en Kapton pour éviter toute contamination par la cible. Ce support est appelé mini-RTH (Radioactive Target Holder).



FIGURE 2.24 – Modélisation du blindage pour la cible  $^{173}\text{Lu}$  et photos des différentes parties constituant le blindage.

## 2.3 Traitements des données

### 2.3.1 Résumé sur l'acquisition des données

L'expérience ( $n, \gamma$ ) sur le  $^{173}\text{Lu}$  a débuté le 1<sup>er</sup> décembre 2011 et s'est terminée le 22 décembre. Au préalable, une cible de  $^{197}\text{Au}$  a été placée au centre du détecteur DANCE. Les données sur cette cible ont permis la détermination exacte du flux de neutron à la position de la cible. La première semaine de l'expérience a été dédiée aux différents réglages des gains des détecteurs et à des tests sur l'acquisition digitalisée des données. Les deux semaines suivantes ont servi exclusivement à l'acquisition de données sur le  $^{173}\text{Lu}$ . Un maximum de données a été accumulé pour traiter correctement la zone du keV en énergie neutron.

Les données prises dans la zone située entre le thermique et l'électron-volt ont servi à la vérification de la présence d'une grande résonance ou d'une loi en  $1/v$  pour la section

efficace.

En tout, 4184 runs ont été créés lors de cette expérience. Chaque run représente 4 minutes de prise de données soit environ 0.9 Go d'espace mémoire. Au total, environ 4 To d'informations ont été collectées. Les parties suivantes présenteront les différentes étapes de l'analyse de ces données.

### 2.3.2 Le PSD : Pulse Shape Discrimination

Afin de gagner un espace non négligeable sur les disques où sont stockées ces données, une première analyse en ligne est effectuée en utilisant la technique du PSD. Cette méthode permet de conserver les données les plus utiles. Le PSD s'applique sur les signaux des photomultiplicateurs pour analyser les composantes en temps lente et en temps rapide déjà présentées au paragraphe 2.2.6.

La première étape va consister à déterminer le pic du signal reçu comme l'illustre la figure 2.25. Toutes les 10 ns, l'amplitude de deux points est soustraite l'une de l'autre et divisée par un bin en temps de 2 ns. La pente du signal est donc déterminée avec 5 points. Lorsque cette pente dépasse une valeur seuil, le pic du signal est considéré comme trouvé. Ensuite 32 points sont pris toutes les 2 ns avant et après le sommet du pic, définissant ainsi la composante rapide du signal. Puis après, 5 sections à 200 ns d'intervalle sont prises pour définir la composante lente.

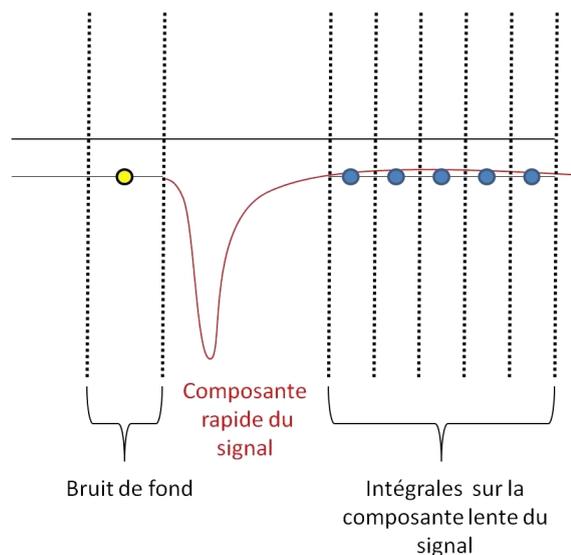


FIGURE 2.25 – Signal provenant d'un PM, intégrale rapide (fast) et lente (slow).

Pour résumer, une première intégrale  $I_{fast}$  est déterminée par la somme des 32 premiers points représentant le pic du signal. Une deuxième  $I_{slow}$  est l'intégrale de la queue du signal juste après  $I_{fast}$ . Une description détaillée de la technique du PSD est

disponible dans [15].

Cette méthode sera aussi utilisée pour les moniteurs de flux neutrons mais avec des temps d'incrémentations différents (50 ns pour les moniteurs contre 2 ns pour DANCE).

### 2.3.3 FARE : code pour l'analyse des données

Un code a été écrit en langage de programmation C/C++ pour relire et traiter simultanément les données DANCE enregistrées lors d'expériences où des cibles radioactives ayant une activité jusqu'à 1 GBq peuvent être utilisées. L'expérience sur le  $^{173}\text{Lu}$  a servi de cas test pour ce code. FARE (pour FAsT REader) a été spécialement développé pour analyser rapidement une quantité importante de données.

FARE est capable de traiter en parallèle les signaux provenant des différents moniteurs neutrons avec ceux provenant du détecteur DANCE. A la fin de son exécution, ce code permet d'obtenir soit des histogrammes directement utilisables sous l'environnement d'analyse ROOT [17] ou soit des fichiers binaires.

Voici une vue d'ensemble sur le fonctionnement de ce code :

Après l'acquisition des données par le système MIDAS décrit au paragraphe 2.2.7, FARE lit ces données brutes en utilisant les mêmes structures de données codées en langage C.

Pour les 160 cristaux de DANCE, des décalages en énergie sont observés au cours du temps. En utilisant les pics  $\alpha$  du radon et une équivalence  $E_\alpha$ - $E_\gamma$ , une procédure de recherche de pics et de calibration automatique intégrée dans le code FARE permet d'appliquer des corrections nécessaires pour supprimer ces décalages en énergie.

FARE recale aussi en temps l'ensemble des détecteurs  $\text{BaF}_2$  en alignant les temps des cristaux pour chaque run de données. Pour cela, il considère la moyenne sur la différence en temps entre les événements provenant d'un cristal et ceux venant d'un cristal de référence. Le cristal de référence est choisi au début de l'analyse des données.

L'analyse des données par FARE peut se résumer ainsi :

- La première étape de l'analyse est le traitement des signaux. Chaque détecteur de DANCE touché transmet un signal qui est analysé. Seules les informations pertinentes sont conservées : le temps de vol associé à chaque événement pour plusieurs détecteurs touchés, les intégrales des composantes lente et rapide ainsi que l'énergie calibrée et les détecteurs touchés.
- La deuxième étape est la fabrication d'un événement DANCE avec la prise en compte d'une fenêtre de coïncidence en temps, prise ici à  $\pm 5$  ns (voir la figure 2.26). Cela veut dire que les isomères du  $^{174}\text{Lu}$  formés dans la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  ayant un temps de vie supérieure à 5 ns ne seront pas forcément visibles.

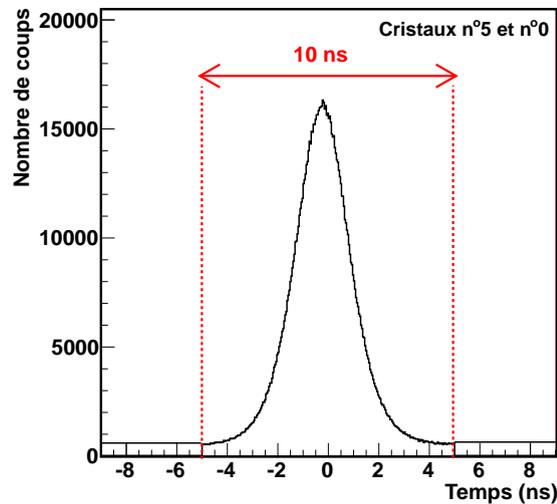


FIGURE 2.26 – Graphe représentant la fenêtre de coïncidence en temps prise à  $\pm 5$  ns entre le cristal  $\text{BaF}_2$  n°5 et le cristal  $\text{BaF}_2$  n°0.

- Un événement DANCE se caractérise par :
  - La multiplicité cristal correspondant au nombre de détecteurs  $\text{BaF}_2$  touchés.
  - La multiplicité cluster correspondant au nombre de groupes de détecteurs  $\text{BaF}_2$  voisins touchés. Il a été montré dans [12] que la multiplicité cluster reflète mieux la multiplicité de la cascade  $\gamma$  que la multiplicité cristal. En effet pour chaque cristal, il y a la possibilité de faire de la diffusion Compton. Cela entraîne des modifications sur la forme de la distribution en multiplicité cristal. C'est pourquoi dans cette analyse, il a été décidé de travailler avec la multiplicité cluster.

La figure 2.27 montre un exemple de multiplicité cristal et de multiplicité cluster.

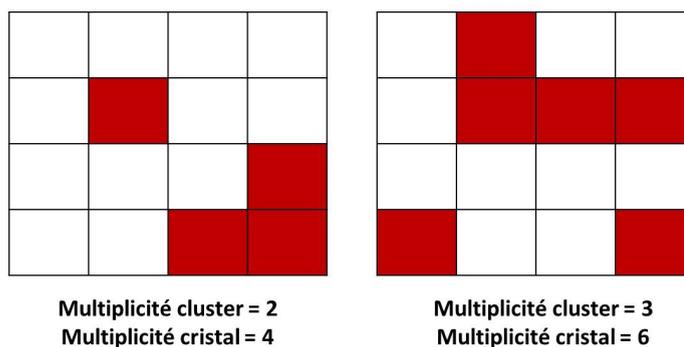


FIGURE 2.27 – Exemple représentant dans deux cas différents la multiplicité cristal et la multiplicité cluster.

- L'énergie déposée dans les détecteurs. Il est rappelé qu'un seuil à 150 keV sur l'énergie cristal a été utilisé pour s'affranchir des événements parasite de basse énergie.
- L'énergie somme.
- Le temps de vol.
- La dernière étape est le remplissage des histogrammes ou l'écriture des fichiers binaires pour chaque événement DANCE identifié à l'étape précédente.

Davantage de détails sur le code FARE se trouvent à la référence [18].

### 2.3.4 La calibration en énergie $\gamma$

La procédure de calibration est incluse dans le code FARE.

Habituellement, les cristaux de BaF<sub>2</sub> sont calibrés avec une combinaison de standards pour l'émission  $\gamma$  permettant de couvrir une gamme en énergie plus large. Les sources utilisées le plus souvent sont :

- Le <sup>137</sup>Cs avec une raie à 662 keV.
- Le <sup>88</sup>Y avec une raie à 898 keV et 1836 keV.
- Le <sup>22</sup>Na avec une raie à 1275 keV.

Il existe aussi une méthode pour le suivi de la calibration dans le temps en considérant la radioactivité intrinsèque des détecteurs BaF<sub>2</sub> provenant de l'émission d'alphas du <sup>226</sup>Ra décrit au paragraphe 2.2.6. Les énergies de ces  $\alpha$  sont bien connues. Les différents pics  $\alpha$  se situent à 4.784 MeV, 5.304 MeV, 5.489 MeV, 6.002 MeV et 7.686 MeV. En appliquant un ajustement sur chacun de ces pics, tous les cristaux vont pouvoir être réalignés en énergie, run par run, assurant ainsi un suivi temporel de la calibration.

Cependant ici, ces méthodes usuelles sur DANCE n'ont pas été utilisées pour la calibration compte-tenu de l'activité importante de la cible de <sup>173</sup>Lu. Une autre technique a été appliquée. Elle consiste à tirer profit de l'importante radioactivité émanant de la cible de <sup>173</sup>Lu pour calibrer les détecteurs BaF<sub>2</sub>. Pour cela, un ajustement des spectres  $\gamma$  a été effectué sur les raies à 636 keV du <sup>173</sup>Lu et à 1242 keV du <sup>174</sup>Lu. La figure 2.28 présente un exemple de cristal calibré.

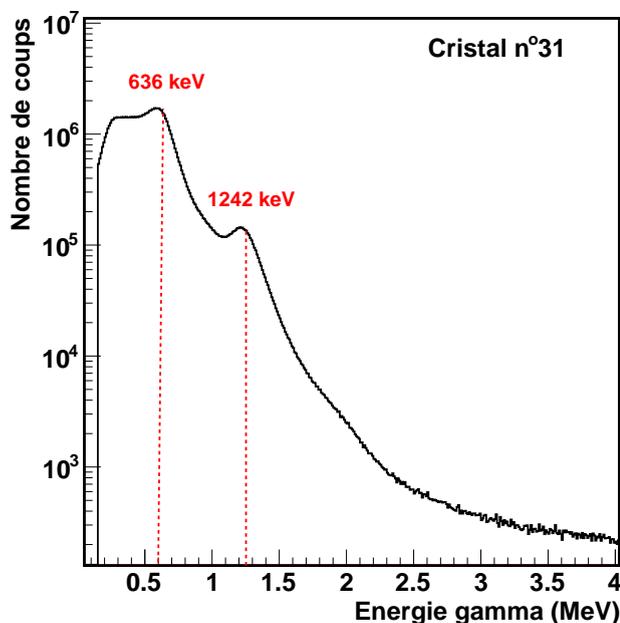


FIGURE 2.28 – Spectre d'énergie  $\gamma$  calibré sur les raies à 636 keV du  $^{173}\text{Lu}$  et à 1242 keV du  $^{174}\text{Lu}$  pour le cristal n°31.

### 2.3.5 Caractérisation du bruit de fond

Les données relues et traitées par FARE ont été ensuite analysées afin de pouvoir extraire la section efficace. La première étape a consisté à identifier les différentes sources de bruit puis à appliquer des coupures en énergie somme et en multiplicité cluster pour avoir le meilleur rapport signal sur bruit possible.

#### 2.3.5.1 Identifications des différentes sources de bruit

Il y a différentes sources de bruit de fond :

- Tout d'abord, il y a la radioactivité naturelle. Celle-ci est peu importante.
- Il y a aussi la radioactivité  $\alpha$  intrinsèque des détecteurs  $\text{BaF}_2$ . Il a été expliqué dans le paragraphe 2.2.6 que ces événements sont supprimés en effectuant une coupure graphique sur un spectre représentant la composante en temps lente contre la composante rapide.
- Cependant, ces cristaux ont aussi une activité  $\beta$  provenant de la chaîne de décroissance du radon avec le  $^{214}\text{Bi}$  et  $^{210}\text{Bi}$  par exemple. La contribution de ce type d'événement se localise à basse énergie et à une faible multiplicité.
- La cible de  $^{173}\text{Lu}$  est la plus grande source de bruit en regard de son importante

radioactivité.

- Du bruit corrélé au faisceau est aussi présent. En effet, lors d'une impulsion de faisceau, il y a des  $\gamma$  venant du flash produit à la source de spallation.
- Une autre source de bruit vient des neutrons diffusés par la cible elle-même. Ces derniers peuvent être capturés dans les cristaux de  $\text{BaF}_2$  et ainsi créer des événements de capture similaires à ceux de la cible. Afin de réduire ce bruit, une sphère de  $^6\text{LiH}$  a été placée autour de la cible [4].

La figure 2.29 représente un spectre bidimensionnel d'énergie neutron en fonction de l'énergie somme. Ici aucune résonance est visible car elles sont noyées dans le bruit de fond.

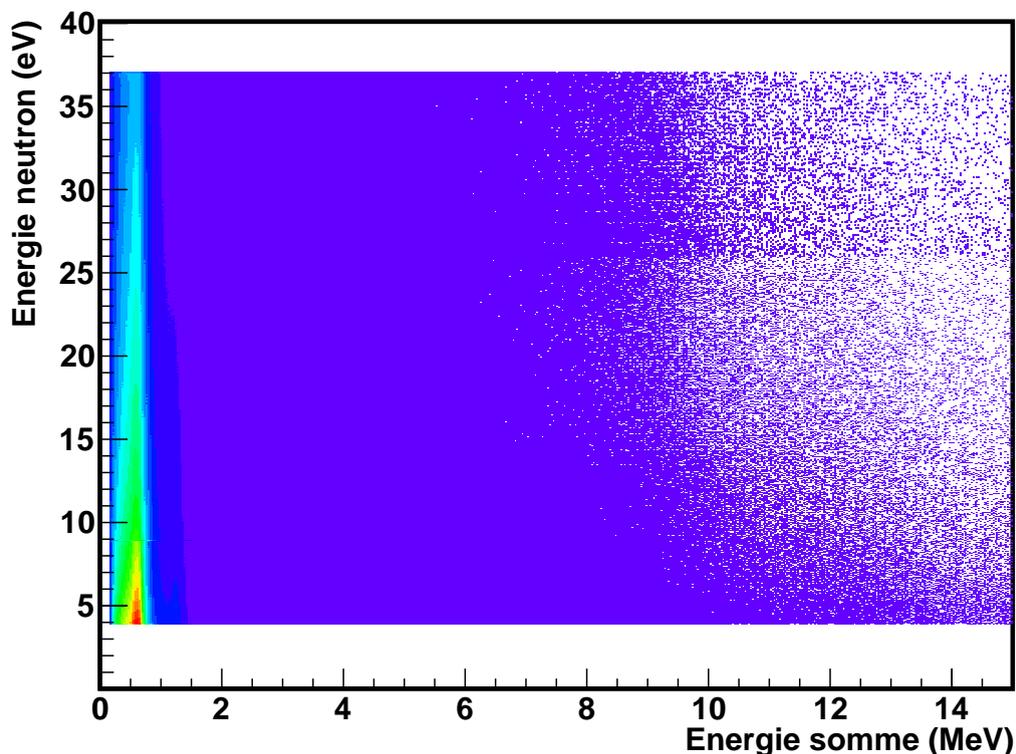


FIGURE 2.29 – Spectre représentant énergie neutron en fonction de l'énergie somme pour une multiplicité cluster comprise entre 1 et 8. Les résonances sont noyées dans le bruit de fond. Ce bruit est surtout important à basse énergie somme.

### 2.3.5.2 Rapport signal sur bruit

Pour améliorer le rapport signal sur bruit dans le cadre de la réaction  $^{173}\text{Lu} + n$ , des coupures vont être effectuées en énergie somme et sur les multiplicités cluster. L'objectif

est de trouver un compromis pour atténuer le plus possible le bruit de fond tout en gardant assez de statistique pour étudier les résonances. Le critère de sélection des coupures est d'avoir un rapport signal/bruit le plus grand possible.

La figure 2.30, montre l'influence de la coupure en multiplicité cluster sur l'énergie somme. Sur cette illustration, il est possible de voir que les multiplicités 1 et 2 contiennent la fraction de bruit de fond la plus importante c'est-à-dire celle à basse énergie somme et provenant de la radioactivité de la cible.

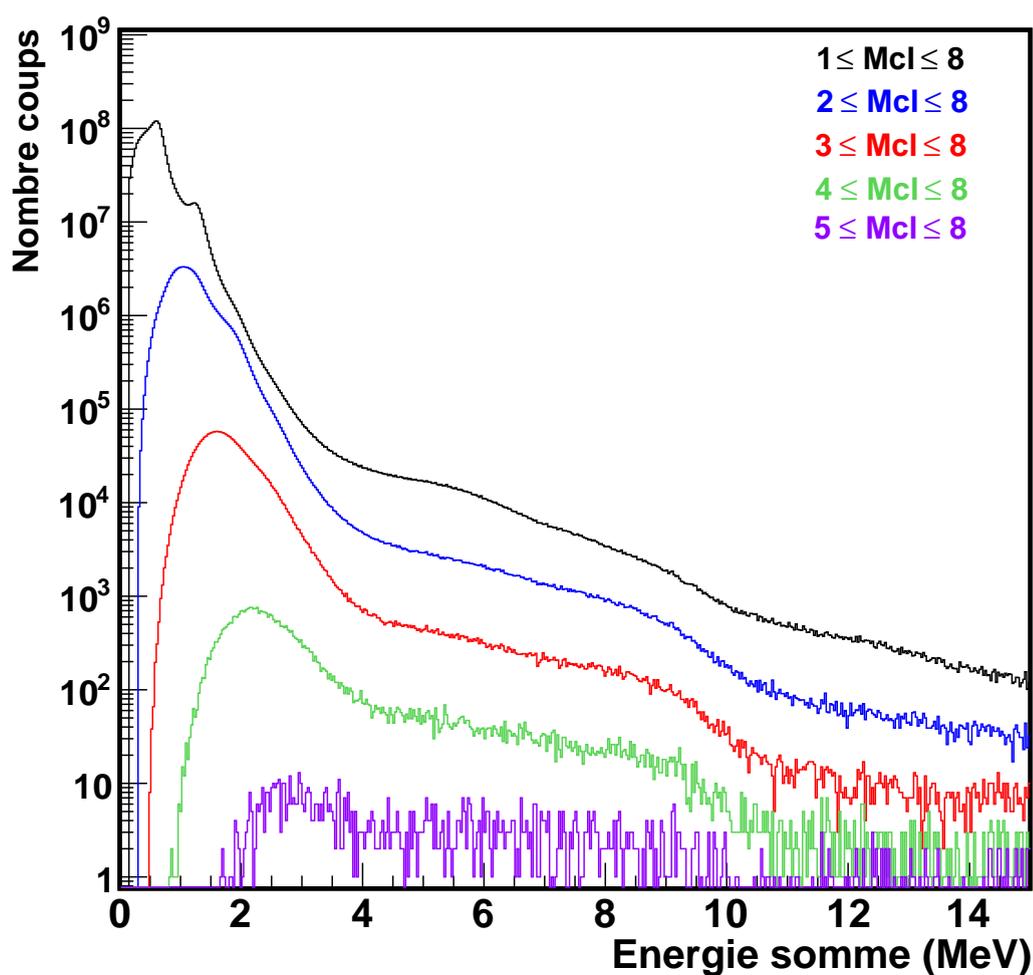


FIGURE 2.30 – Cette figure représente un spectre d'énergie somme pour différentes coupures en multiplicités cluster. La plus grande partie du bruit de fond se trouve à basse énergie et possède une petite multiplicité comprise entre 1 et 2.

La figure 2.31 montre l'influence d'une coupure en multiplicité cluster sur un spectre temps de vol. Il est clairement visible que le bruit dû à la radioactivité de la cible est fortement diminuée.

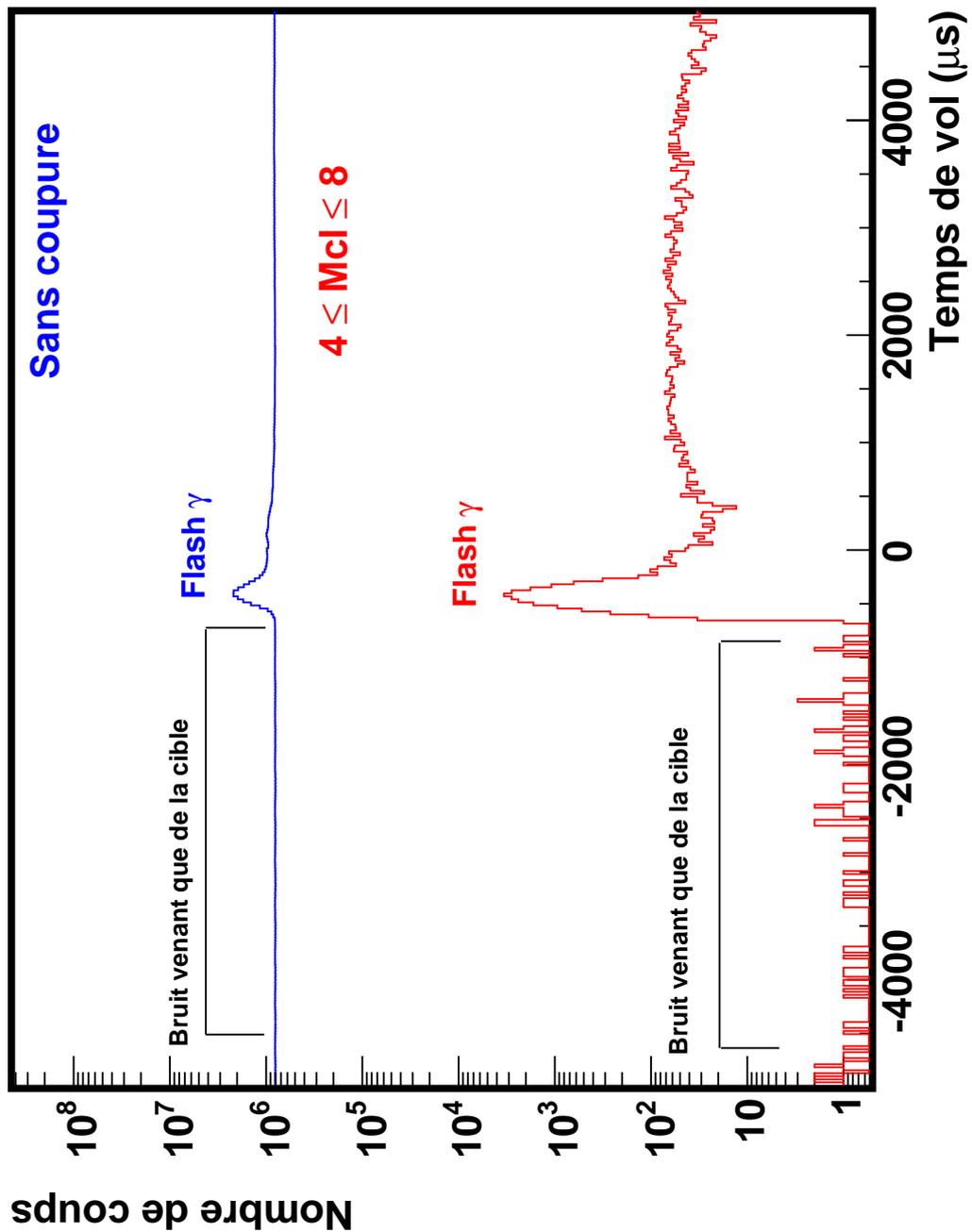


FIGURE 2.31 – Cette figure représente un spectre temps de vol sans coupure (en bleu) et une coupure en multiplicité cluster comprise entre 4 et 8 (en rouge).

La figure 2.32 montre de quelle manière le spectre d'énergie neutron évolue avec différentes coupures en multiplicité. Sur ce spectre, l'application d'une telle coupure permet de faire ressortir les résonances.

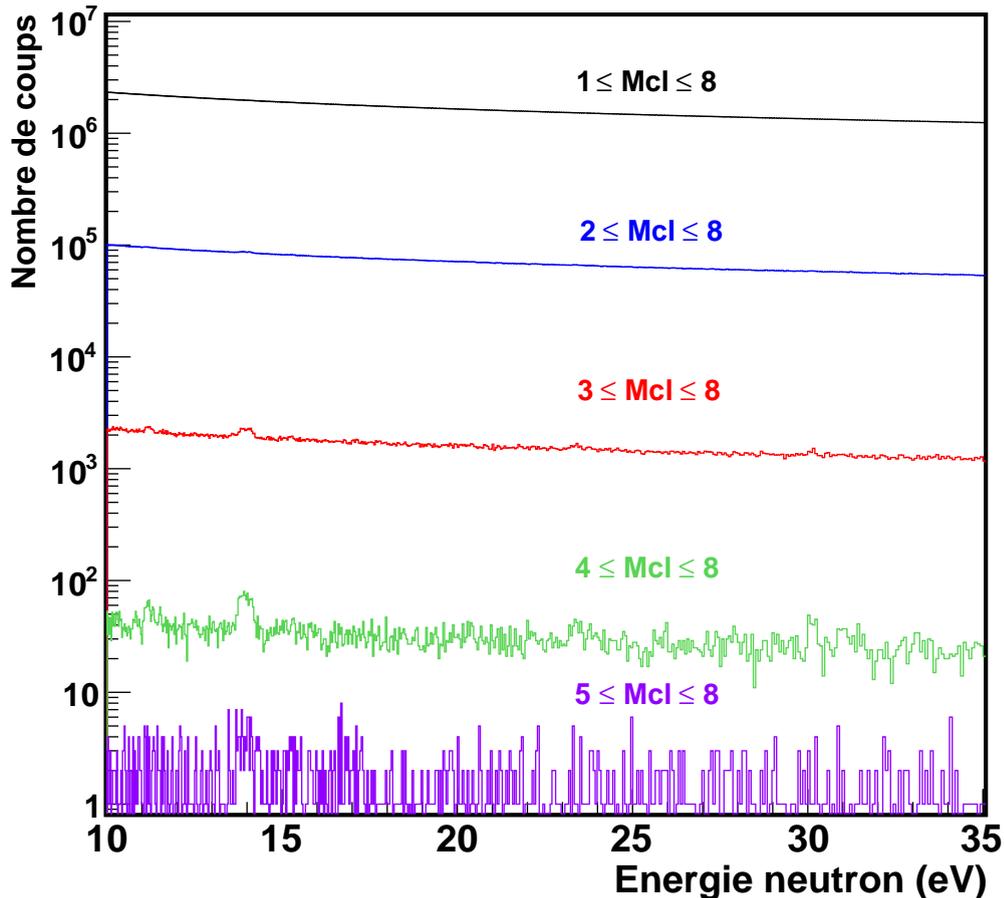


FIGURE 2.32 – Cette figure représente un spectre en énergie neutron selon différentes coupures en multiplicité cluster.

Toujours dans l'optique d'améliorer le rapport signal sur bruit, l'ajout d'une coupure sur l'énergie somme doit être faite. D'après les remarques précédentes sur l'identification des différentes sources de bruit de fond, il semble judicieux de choisir une coupure en énergie somme qui puisse éliminer la contribution de bruit de basse énergie provenant des différents  $\gamma$  parasites émis. De plus, sachant que le détecteur DANCE est un calorimètre, l'énergie  $\gamma$  totale déposée sur DANCE est à une valeur très proche du  $Q$  de réaction. Dans le cas du  $^{173}\text{Lu}$ , le  $Q$  de réaction est égale à 6,760 MeV. Cependant, il ne faut pas oublier la contribution des différents isotopes du Baryum pour le bruit. Le  $Q$  de réaction associé à ces isotopes est :

- Pour le  $^{135}\text{Ba}$ ,  $Q = 9,108$  MeV.
- Pour le  $^{136}\text{Ba}$ ,  $Q = 6,906$  MeV.
- Pour le  $^{137}\text{Ba}$ ,  $Q = 8,612$  MeV.
- Pour le  $^{138}\text{Ba}$ ,  $Q = 4,723$  MeV.

La figure 2.33 montre l'influence de différentes coupures en énergie somme sur un spectre en énergie neutron.

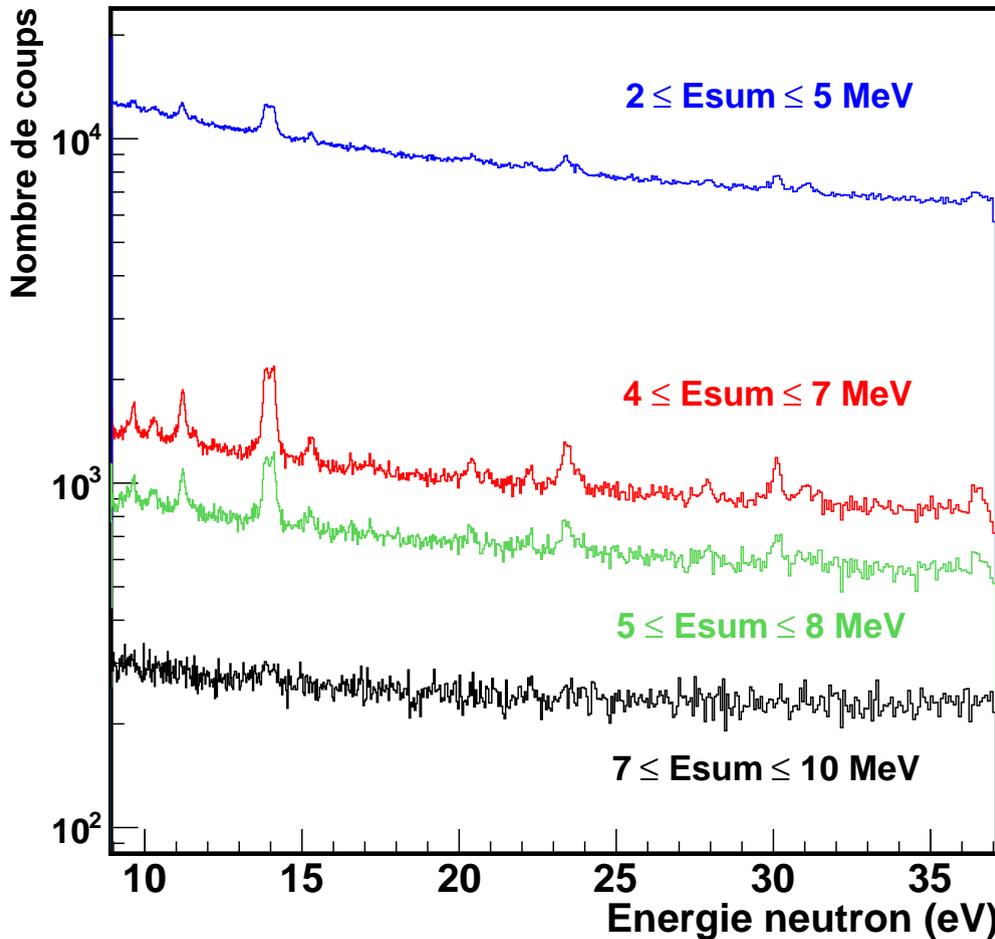


FIGURE 2.33 – Cette figure représente un spectre en énergie neutron pour différentes coupures en énergie somme.

Pour déterminer l'influence de ces deux types de coupures sur le rapport signal sur bruit, on va directement regarder l'évolution de ce rapport sur une résonance située à 17.1 eV pour différentes coupures en multiplicité cluster et énergie somme. Pour cela, l'intégrale de cette résonance a été déterminée. De la même façon, le bruit associé à cette résonance a été défini juste à côté de celle-ci pour un nombre de bin identiques.

La tableau 2.4 récapitule les rapports signal/bruit obtenus pour différentes coupures en multiplicité et en énergie somme.

TABLE 2.4 – Récapitulatif des rapports signal/bruit obtenus pour différentes coupures en multiplicité et en énergie somme pour la résonance à 17.1 eV.

Multiplicité min	Multiplicité max	$E_{sum}$ min	$E_{sum}$ max	Rapport signal/bruit
3	8	4	6	1.48
3	8	4	7	1.50
4	8	4	7	1.48
4	8	3	10	1.21
3	8	5	8	1.28
4	8	4	8	1.38
3	8	5	7	1.44

En regard des résultats obtenus ici, ce sont les coupures suivantes qui donnent le meilleur rapport signal sur bruit :

- Une multiplicité cluster comprise entre 3 et 8.
- Une énergie somme comprise entre 4 et 7 MeV.

La figure 2.34 montre un spectre en énergie neutron cumulant ces deux coupures. Ici, des résonances se distinguent clairement.

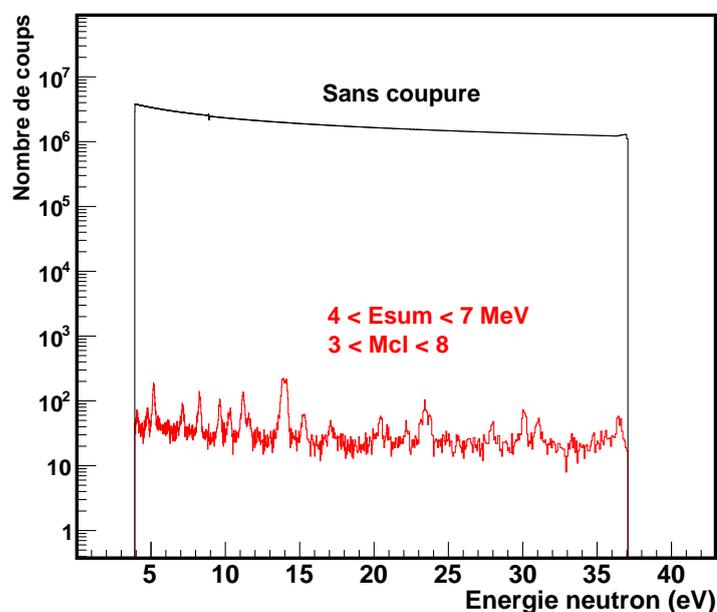


FIGURE 2.34 – Cette figure représente un spectre en énergie neutron sans coupure (en noir) et avec les coupures choisies en multiplicité cluster et énergie somme (en rouge).

La suite de l'analyse s'effectue en considérant ces coupures.

## 2.4 Mesure du taux de capture et de la section efficace (n,γ)

Dans la partie 2.1 consacrée au principe de la mesure de cette expérience, il a été défini de quelle manière obtenir un taux de capture ainsi que la section efficace (n,γ). Cette partie s'intéressera à définir précisément chaque élément nécessaire à l'obtention de ces quantités, à savoir : le flux ajusté à la position de la cible ainsi que l'efficacité de détection.

### 2.4.1 Ajustement du flux de neutron

Sur le FP14, il y a une série de quatre collimateurs. Les trois premiers possèdent une large ouverture pour réduire le flux incident de neutron sur le quatrième collimateur. Ce dernier collimateur définit la taille du spot du faisceau de manière à avoir le minimum de pénombre. Ensuite le faisceau se dirige droit sur la cible placée au centre du détecteur DANCE. Dans la partie 2.2.8, il a été vu que le flux de neutron est mesuré par un détecteur silicium couplé à une cible de  ${}^6\text{Li}$ . Cependant, il ne faut pas omettre que ce faisceau diverge avec la distance. Cela a pour conséquence que le flux mesuré par ce moniteur ne sera pas le même qu'à la position de la cible.

Or c'est à cette position qu'il faut connaître le flux pour la mesure de la section efficace. Pour le déterminer, il faut utiliser la relation de proportionnalité suivante entre le flux au centre de la cible et le flux vu par le moniteur :

$$\phi = A \times \phi_{\text{moniteur}} \quad (2.12)$$

Où :

- $\phi$  est le flux de neutron à la position cible qu'il faut déterminer.
- $\phi_{\text{moniteur}}$  est le flux de neutron mesuré à la position du moniteur.
- $A$  est un coefficient de normalisation.

L'objectif est donc de déterminer la valeur du coefficient de normalisation  $A$  afin d'extraire la véritable valeur du flux  $\phi$  à la position de la cible.

Pour cela, une cible d' ${}^{197}\text{Au}$  dont la section efficace (n,γ) est connue, de 7 mm de diamètre et de 0.5 μm d'épaisseur a été utilisée. Le principe de la mesure consiste à normaliser le flux du moniteur sur la résonance de l' ${}^{197}\text{Au}$  située à 4.9 eV. Cette mesure est faite avant la mesure avec la cible radioactive de  ${}^{173}\text{Lu}$ , c'est-à-dire, sans la présence du blindage en plomb.

Cette analyse consiste dans un premier temps à soustraire le bruit de fond sur cette résonance à l'aide de coupure en multiplicité cluster comme le montre la figure 2.35. Une coupure en multiplicité comprise entre 4 et 8 permet de supprimer la quasi totalité du bruit de fond tout en conservant assez de statistique dans la résonance.

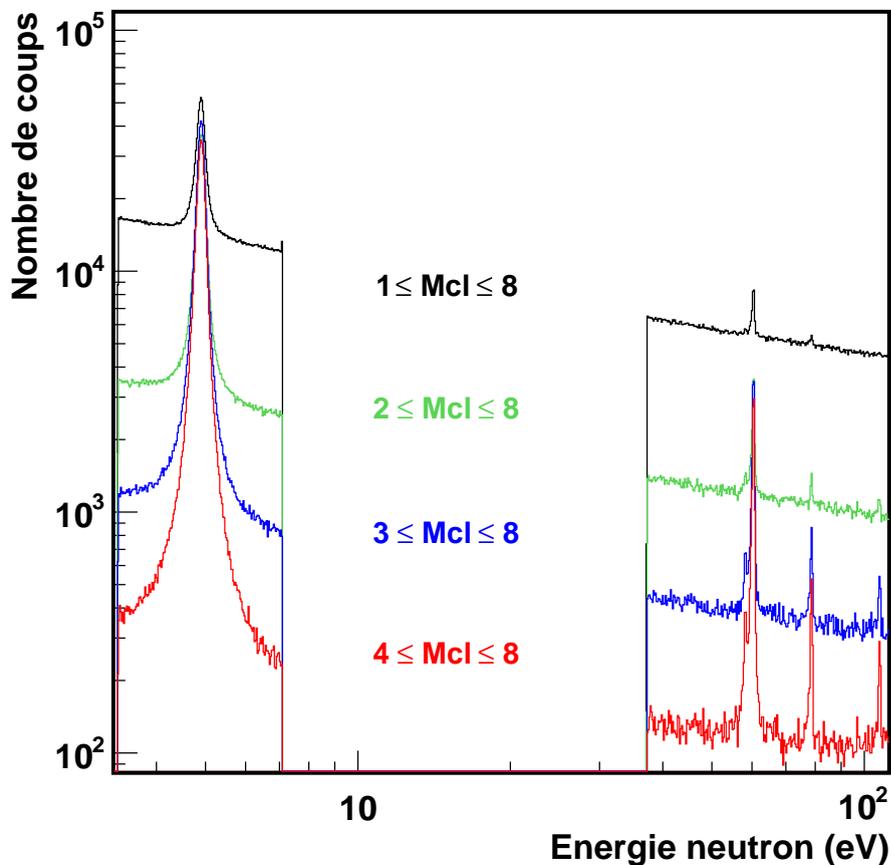


FIGURE 2.35 – Spectre énergie neutron pour l' $^{197}\text{Au}$  pour différentes multiplicités cluster.

L'étape suivante est la détermination de l'efficacité de cette coupure. Pour cela, une cascade  $\gamma$  a été simulée par le code EVITA pour l' $^{198}\text{Au}^*$ . Puis cette cascade a été introduite dans une simulation GEANT4 pour obtenir la réponse du détecteur DANCE pour ce noyau. L'efficacité a été obtenue en considérant les intégrales des spectres en énergie somme pour chaque multiplicité et pour l'ensemble des multiplicités telle que :

$$\epsilon_{Mcl=i} = \frac{I_{Esum}(Mcl = i)}{I_{Esum}(All\_Mcl)} \quad (2.13)$$

L'efficacité simulée a été comparée à celle obtenue expérimentalement de la manière suivante : Sachant qu'aucun bruit n'est présent à partir de la multiplicité  $M = 4$ , les efficacités expérimentales ont été normalisées sur les efficacités simulées sur cette multiplicité. Les résultats obtenus sont résumés à la table 2.5. Le calcul GEANT4 est en très bon accord avec les valeurs expérimentales.

TABLE 2.5 – Comparaison entre efficacité expérimentale et celle obtenue par simulation GEANT4 utilisant une cascade  $\gamma$  EVITA pour l' $^{198}\text{Au}^*$  pour les multiplicités cluster.

Multiplicité	$\epsilon_{GEANT4}$ (%)	$\epsilon_{Exp}$ (%)	Bruit
0	1.81	—	—
1	11.93	—	oui
2	28.91	—	oui
3	32.32	—	oui
4	18.59	18.59	non (normalisation)
5	5.97	5.90	non
6	1.20	1.22	non
7	0.15	0.15	non
8	0.02	0.015	non

L'efficacité à considérer pour l'extraction de la section efficace de  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$  est la somme de la contribution de chacune des multiplicités de 4 à 8 soit :  $25.88 \pm 0.23 \%$ .

Maintenant, il va être possible d'extraire la section efficace ( $n,\gamma$ ) pour la résonance à 4.9 eV selon la formule 2.4. Le flux obtenu avec le moniteur silicium est présenté à la figure 2.36.

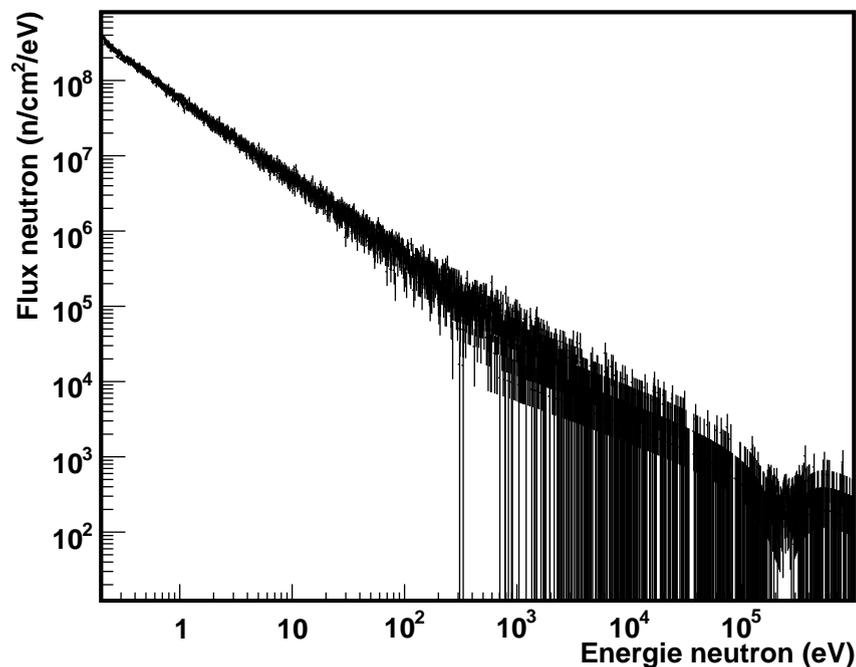


FIGURE 2.36 – Spectre représentant le flux de neutron total mesuré par le détecteur silicium pour les données prises sur l' $^{197}\text{Au}$ .

La figure 2.37 montre la section efficace obtenue de  $^{197}\text{Au}$  pour cette résonance.

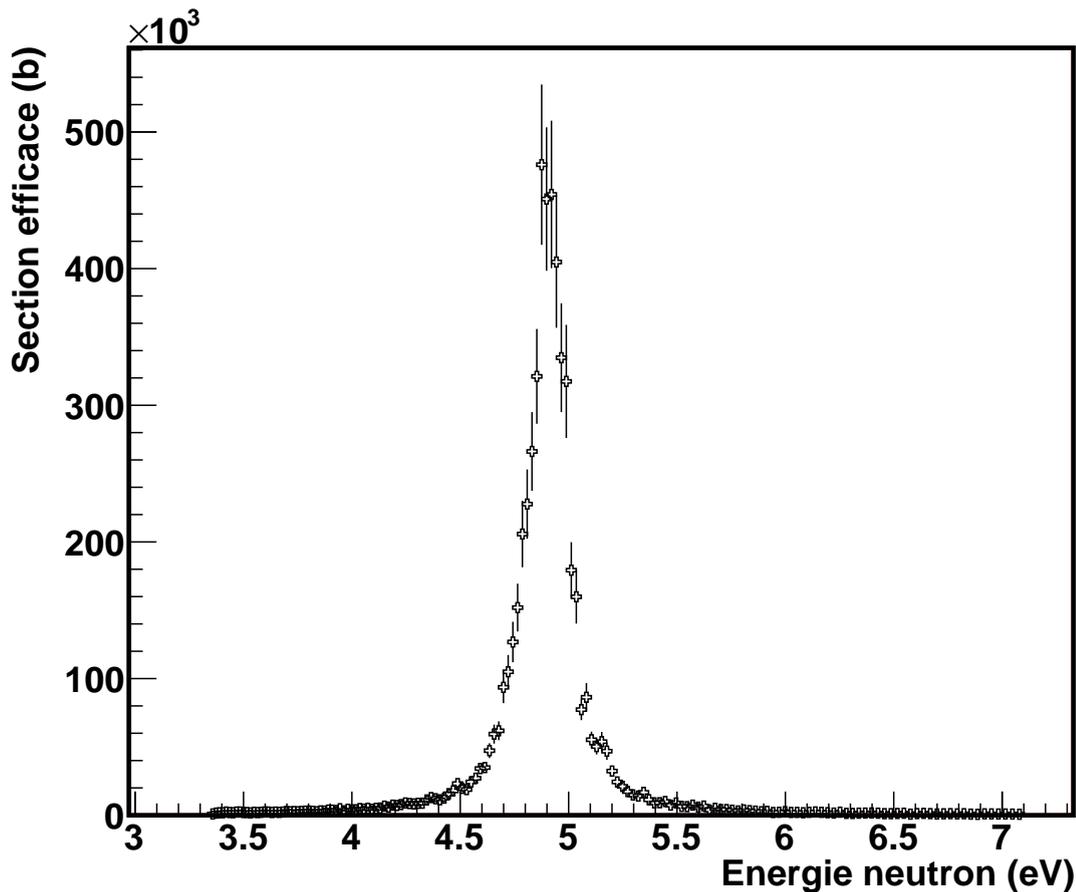


FIGURE 2.37 – Spectre représentant la section efficace de l' $^{197}\text{Au}$  pour la réaction  $(n,\gamma)$  sans correction du flux de neutron.

Or cette valeur n'est pas tout à fait correcte car le flux n'est pas celui à la position de la cible. Pour obtenir le bon flux, la section efficace mesurée est introduite dans le code SAMMY. Ce code ajuste directement cette section efficace avec l'aide de paramètres provenant de la bibliothèque ENDF(B-VII.0) où la section  $(n,\gamma)$  de  $^{197}\text{Au}$  est bien définie.

Enfin par cet ajustement illustré à la figure 2.38, SAMMY fournit le coefficient de normalisation A. Ce coefficient est ensuite utilisé pour avoir la véritable valeur du flux de neutron. Le résultat du coefficient A a été évalué comme étant égale  $3.12 \pm 0.03$ . Il est à remarquer que le coefficient A ne prend pas en compte seulement la divergence du faisceau avec la distance mais aussi avec l'efficacité de détection du moniteur.

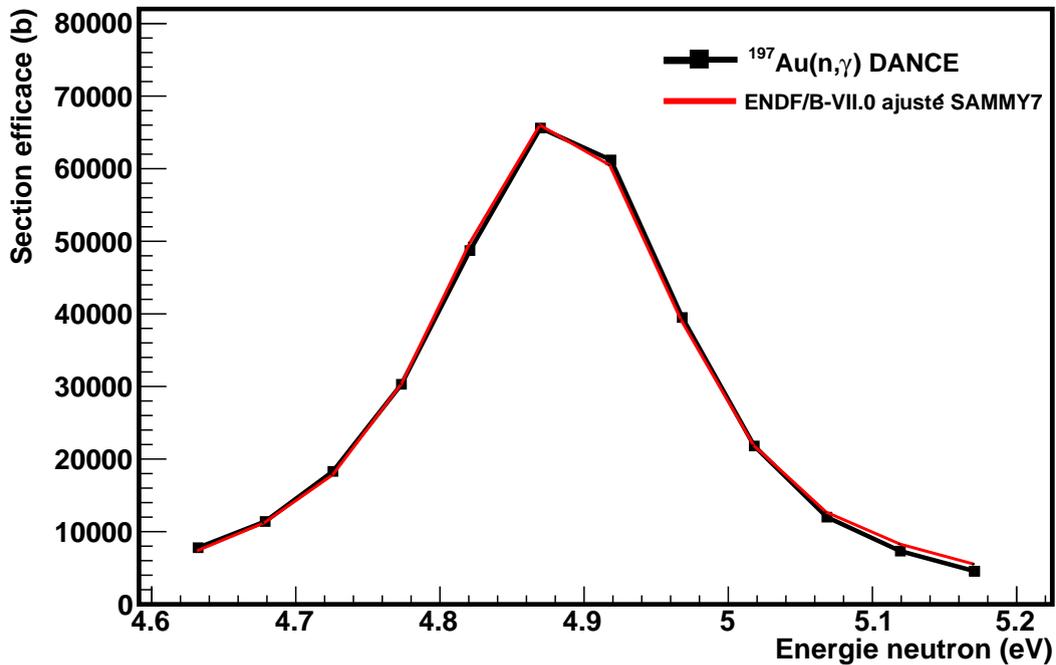


FIGURE 2.38 – Spectre représentant la section efficace de l' $^{197}\text{Au}$  pour la réaction ( $n,\gamma$ ) ajustée avec SAMMY pour la résonance à 4.9 eV.

## 2.4.2 Détermination de l'efficacité de détection

Après l'obtention du coefficient de normalisation  $A$ , une autre étape est la détermination de l'efficacité de détection pour la cible de  $^{173}\text{Lu}$ . Or cette cible contient une fraction importante de  $^{175}\text{Lu}$ . Par conséquent, il faudra aussi déterminer l'efficacité pour cet isotope. Cependant la présence du  $^{175}\text{Lu}$  va s'avérer être un avantage. En effet, ce noyau est bien connu. Si son efficacité est bien déterminé, cela apportera une confiance supplémentaire pour le résultat sur le  $^{173}\text{Lu}$ .

Tout comme pour le cas de l' $^{197}\text{Au}$ , des cascades  $\gamma$  ont été simulées par le code EVITA mais pour les noyaux composés du  $^{174}\text{Lu}^*$  et du  $^{176}\text{Lu}^*$  pour des spins  $J = 3$  et  $J = 4$ . Chacune de ces cascades a été ensuite utilisée dans une simulation GEANT4 pour reproduire la réponse du détecteur DANCE. Les efficacités sont aussi déduites des spectres simulés en énergie somme entre 4 et 7 MeV ( $Q_{gate}$ ) pour chaque multiplicité comprise entre 3 et 8 telles que :

$$\epsilon = \frac{(Mcl \geq 3)_{Q_{gate}}}{(Mcl \geq 0)_{all}} = \frac{(Mcl \geq 3)_{Q_{gate}}}{(Mcl \geq 1)_{all}} \times \frac{(Mcl \geq 1)_{all}}{(Mcl \geq 0)_{all}} = \epsilon_{det} \times \epsilon_0 \quad (2.14)$$

Où :

- La quantité  $\frac{(Mcl \geq 3)_{Q_{gate}}}{(Mcl \geq 1)_{all}}$  est égale à  $\epsilon_{det}$  correspondant à l'efficacité de détection et des

différentes coupures appliquées.

- La quantité  $\frac{(Mcl \geq 1)_{all}}{(Mcl \geq 0)_{all}}$  est égale à  $\epsilon_0$  comprend l'efficacité géométrique.

La figure 2.39 montre les résultats obtenus pour les deux isotopes du Lutécium.

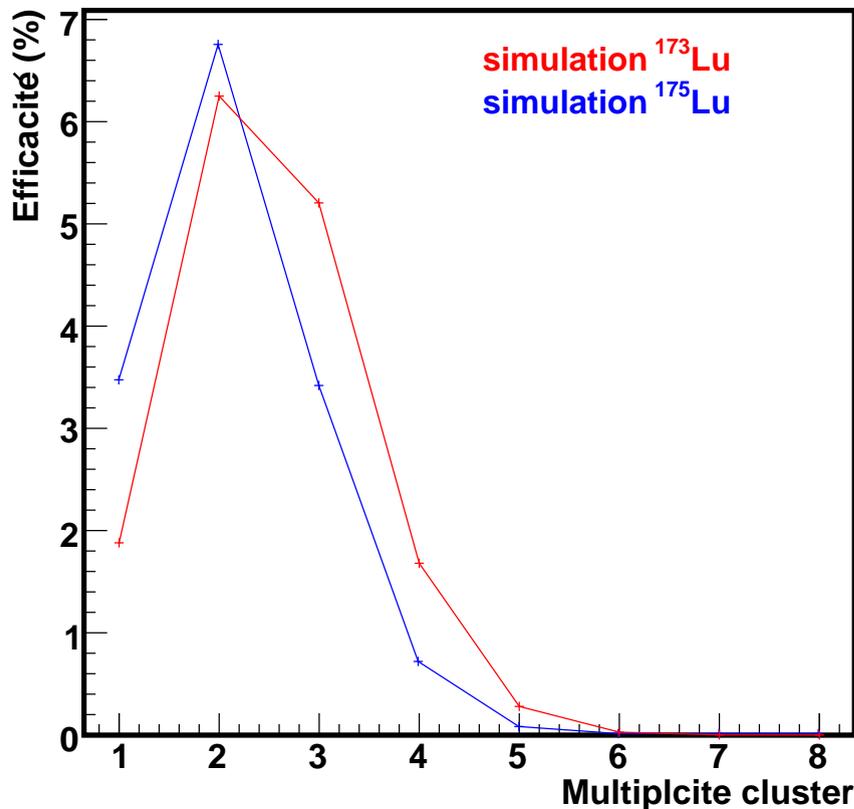


FIGURE 2.39 – Efficacités de détection pour le  $^{173}\text{Lu}$  et le  $^{175}\text{Lu}$  simulées par GEANT4 avec une cascade  $\gamma$  EVITA pour un spin  $J = 4$ . La coupure en énergie somme entre 4 et 7 MeV est ici prise en compte. Cette simulation reproduit toutes les conditions expérimentales à savoir la prise en compte du blindage, les 39 détecteurs  $\text{BaF}_2$  éteints ainsi qu'un seuil à 150 keV.

Pour valider les résultats obtenus par ces simulations, l'efficacité du  $^{175}\text{Lu}$  simulée est comparée avec celle obtenue par l'expérience. Pour cela, cette étude va s'appuyer sur deux résonances du  $^{175}\text{Lu}$  en particulier : celle à 11.20 eV ( $J = 3$ ) et celle à 15.31 eV ( $J = 4$ ). Les efficacités simulées ont été normalisées au point  $Mcl = 3$ .

Les efficacités simulées sont à valider pour les coupures choisies ( $3 \leq Mcl \leq 8$  et  $4 \leq E_{sum} \leq 7$  MeV). Pour la détermination de la section efficace, il faut donc considérer pour ces coupures :

- Une efficacité de 4.15% pour le  $^{175}\text{Lu}$  alors qu'expérimentalement sur les résonances 11.20 eV et 15.31 eV, l'efficacité mesurée normalisée à  $M_{cl} = 3$  est égale à  $4.00 \pm 0.05(\text{stat.})\%$ . Etant donnée que cette efficacité est obtenue sur des spectres non soustraits du bruit de fond, les incertitudes doivent être plus grandes et donc compatibles avec l'efficacité simulée. A noter que les efficacités simulées pour les deux spins  $J = 3$  et  $J = 4$  sont identiques pour les coupures considérées comme nous le verrons dans la suite.
- Une efficacité de 7.24% pour le  $^{173}\text{Lu}$ . Compte-tenu de la compatibilité observée entre les efficacités simulées et expérimentales pour le  $^{175}\text{Lu}$ , l'efficacité simulée pour le  $^{173}\text{Lu}$  sera notre référence dans la suite. En revanche, des études plus poussées pourront être entreprises (soustraction du bruit de fond) pour obtenir des efficacités expérimentales pour le  $^{173}\text{Lu}$ .

La différence entre les deux efficacités est essentiellement due au Q des réactions. Ces valeurs diffèrent de 473 keV. Cela a pour effet de décaler les spectres en énergie somme. Par conséquent, la proportion prise dans les coupures en énergie somme est différente. Le rapport de ces efficacités doit être alors utilisé pour corriger les contributions du  $^{175}\text{Lu}$  et du  $^{173}\text{Lu}$  dans le taux de capture total mesuré afin d'extraire les paramètres des résonances et la section efficace dus uniquement au  $^{173}\text{Lu}$ .

### 2.4.3 Attribution des spins

Le travail effectué avec les simulations EVITA et GEANT4 pour la détermination des efficacités de détection a été utile pour voir si l'attribution des spins était envisageable. Pour cela, les simulations suivantes ont été comparées :

- Une simulation GEANT4 reproduisant toutes les conditions expérimentales utilisant une cascade EVITA pour un spin  $J = 3$  pour le  $^{175}\text{Lu}$ .
- La même simulation GEANT4 mais utilisant une cascade EVITA pour un spin  $J = 4$  pour le  $^{175}\text{Lu}$ .

et,

- Une simulation GEANT4 reproduisant toutes les conditions expérimentales utilisant une cascade EVITA pour un spin  $J = 3$  pour le  $^{173}\text{Lu}$ .
- La même simulation GEANT4 mais utilisant une cascade EVITA pour un spin  $J = 4$  pour le  $^{173}\text{Lu}$ .

Les résultats sont représentés sur les figures 2.40 et 2.41.

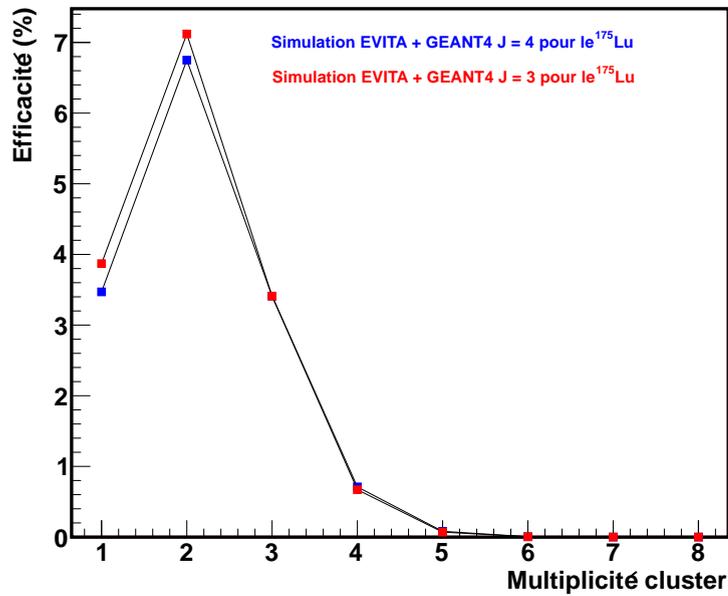


FIGURE 2.40 – Efficacités de détection pour le  $^{175}\text{Lu}$  simulées par GEANT4 avec une cascade  $\gamma$  EVITA pour les spin  $J = 4$  et  $J = 3$ . La coupure en énergie somme entre 4 et 7 MeV est ici prise en compte.

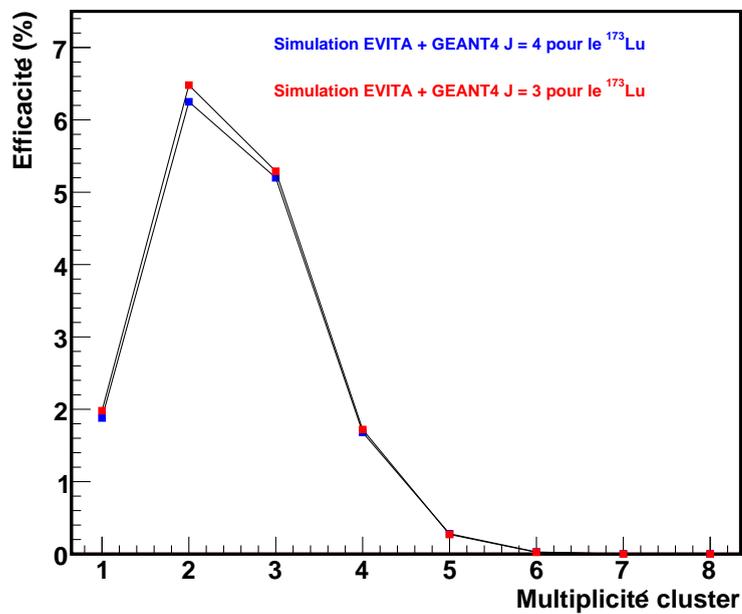


FIGURE 2.41 – Efficacités de détection pour le  $^{173}\text{Lu}$  simulées par GEANT4 avec une cascade  $\gamma$  EVITA pour les spin  $J = 4$  et  $J = 3$ . La coupure en énergie somme entre 4 et 7 MeV est ici prise en compte.

Les distributions en multiplicité obtenues avec le code EVITA donnent des valeurs moyennes de multiplicité de 5.09 pour  $J = 3$  et 5.45 pour  $J = 4$  pour le  $^{175}\text{Lu}$  et de 6.57 pour  $J = 3$  et 7.11 pour  $J = 4$ . Les multiplicités moyennes de la cascade  $\gamma$  sont donc très différentes et pourraient permettre une distinction de deux cascades  $\gamma$  ( $J = 3$  et  $J = 4$ ). En revanche, les conditions expérimentales rencontrées (blindage, détecteurs éteints, bruit de fond important) lors de l'expérience sur la cible de  $^{173}\text{Lu}$  ont imposé une détérioration sensible du signal et donc des distributions de multiplicité. La réponse de DANCE dans ces conditions a été simulée avec le code GEANT4. Les distributions de multiplicité sont trouvées identiques pour un spin  $J = 3$  ou  $J = 4$  pour le  $^{175}\text{Lu}$  et le  $^{173}\text{Lu}$  avec une multiplicité moyenne respective de  $\langle Mcl \rangle = 1.98$  et  $\langle Mcl \rangle = 2.38$ . Cela implique que ces distributions ne peuvent pas être utilisées pour attribuer les spins des résonances. La raison pouvant expliquer l'incapacité à discerner les spins par la distribution en multiplicité provient de la présence du blindage autour de la cible et de la suppression des 39 détecteurs.

Pour vérifier cela, les simulations EVITA + GEANT4 pour le  $^{175}\text{Lu}$  et  $^{173}\text{Lu}$  sans présence de blindage et avec tous les détecteurs allumés sont présentées aux figures 2.42 et 2.43 en comparaison avec les simulations obtenus en présence de blindage et avec les 39 détecteurs éteints.

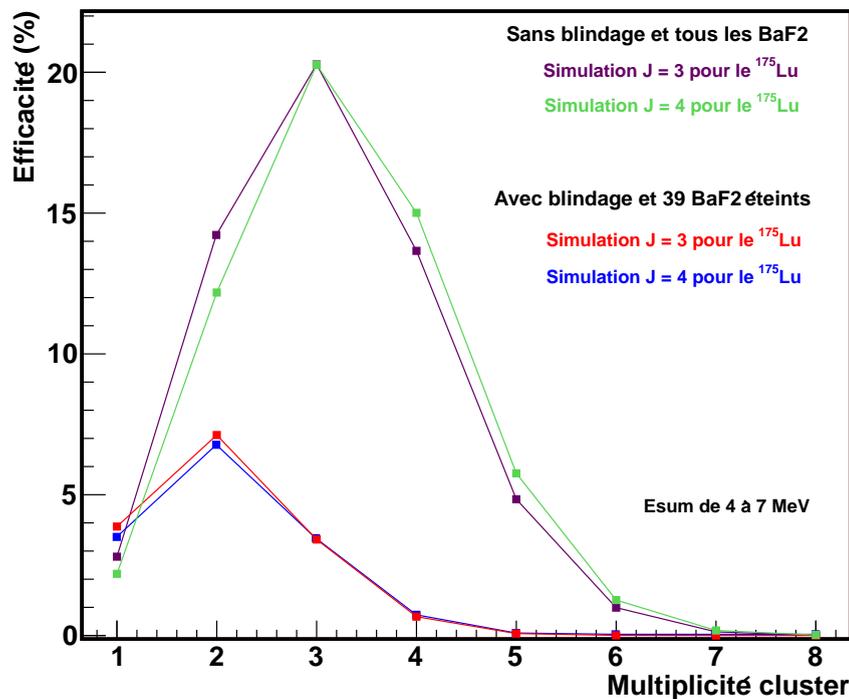


FIGURE 2.42 – Efficacités de détection pour  $^{175}\text{Lu}$  simulées par GEANT4 avec une cascade  $\gamma$  EVITA pour les spin  $J = 4$  et  $J = 3$ . Les simulations en bleu ( $J = 4$ ) et rouge ( $J = 3$ ) considèrent la présence du blindage et les 39 détecteurs éteints. Les simulations en rose ( $J = 4$ ) et violet ( $J = 3$ ) ne considèrent pas de blindage et pas de détecteurs éteints. La coupure en énergie somme entre 4 et 7 MeV est ici prise en compte.

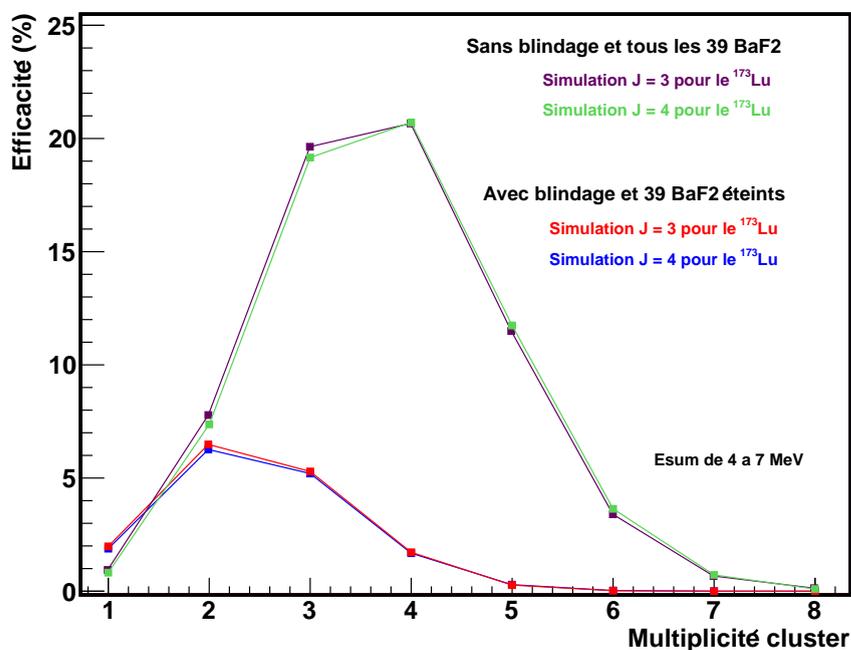


FIGURE 2.43 – Efficacités de détection pour  $^{173}\text{Lu}$  simulées par GEANT4 avec une cascade  $\gamma$  EVITA pour les spin  $J = 4$  et  $J = 3$ . Les simulations en bleu ( $J = 4$ ) et rouge ( $J = 3$ ) considèrent la présence du blindage et les 39 détecteurs éteints. Les simulations en rose ( $J = 4$ ) et violet ( $J = 3$ ) ne considèrent pas de blindage et pas de détecteurs éteints. La coupure en énergie somme entre 4 et 7 MeV est ici prise en compte.

Pour le  $^{175}\text{Lu}$ , lorsque le blindage est supprimé et que tous les détecteurs sont présents, il est possible de remarquer une légère différence entre les distributions en multiplicité pour  $J = 3$  avec  $\langle Mcl \rangle = 3.02$  et  $J = 4$  avec  $\langle Mcl \rangle = 3.16$ . Cette différence aurait été suffisante pour discerner les spins en appliquant par exemple la méthode d'attribution de Koehler détaillée à la référence [19].

Pour le  $^{173}\text{Lu}$ , lorsque le blindage est supprimé et que tous les détecteurs sont présents, la différence entre les distributions en multiplicité est pratiquement inexistante. Pour  $J = 3$ ,  $\langle Mcl \rangle = 3.63$  et pour  $J = 4$   $\langle Mcl \rangle = 3.67$ . Il semble dans ce cas qu'il soit très difficile d'attribuer un spin pour les résonances.

Toujours en considérant les figures 2.42 et 2.43, on observe qu'en présence du blindage et des 39 détecteurs éteints que les basses multiplicités sont favorisées. Cela s'explique par le fait que pour une cascade de multiplicité 1 ou 2, les  $\gamma$  émis ont une plus grande énergie que dans le cas d'une cascade à multiplicité plus importante. Les  $\gamma$  de plus grande énergie sont par définition moins absorbés par le blindage et ont donc une plus grande efficacité de détection.

Alors que dans le cas sans blindage avec tous les détecteurs disponibles, les  $\gamma$  de plus faibles énergies correspondant à une cascade ayant une multiplicité plus grande ont plus de chance d'être détectés que dans le cas sans blindage et 39 détecteurs en moins.

Comme le nombre de  $\gamma$  de faibles énergies détectés augmentent, cela explique que la distribution en multiplicité acquiert une forme plus symétrique.

Pour conclure, à cause de l'utilisation du blindage et de la suppression de 39 détecteurs, l'attribution des spins pour le  $^{175}\text{Lu}$  et  $^{173}\text{Lu}$  ne sera pas possible. Ils seront attribués aléatoirement entre 3 et 4 avec le module SUGGEL du code SAMMY en suivant une loi en  $(2J+1)$  (cf. Chap.1).

## 2.4.4 Taux de capture

Après la détermination des coupures, des efficacités de détection pour le  $^{175}\text{Lu}$  et  $^{173}\text{Lu}$ , l'étape suivante dans cette analyse est d'obtenir le taux de capture  $Y(E_n)$ . Il a été expliqué au début de ce chapitre que ce taux représente le nombre de captures radiatives sur le nombre de neutrons :

$$Y(E_n) = \frac{N(E_n)}{\phi(E_n)} \quad (2.15)$$

avec :

- $N$  représentant le nombre de captures radiatives, c'est-à-dire, le nombre de coups mesurés après l'application des coupures suivantes :  $4 < E_{\text{sum}} < 7 \text{ MeV}$  et  $3 < M_{\text{cl}} < 8$  et corrigé de l'efficacité de détection de la cascade considérée.
- $\phi(E_n)$  étant le flux de neutron total interagissant avec la cible, c'est-à-dire le flux mesuré par le moniteur (Si, $^6\text{LiF}$ ) corrigé avec la cible d' $^{197}\text{Au}$ . On a obtenu  $\phi(E_n) = A\phi_{\text{sili}}(E_n)$  avec  $A = 3.12 \pm 0.03$ .

La figure 2.44 représente le flux de neutron mesuré avec ce moniteur.

Différentes structures sont visibles sur cette figure. Elles proviennent de l'absorption de neutrons par l'aluminium 27 et le manganèse 55. L'aluminium est un élément présent dans les fenêtres fermant le tube faisceau pour maintenir le vide au niveau de DANCE. Le manganèse est un contaminant de l'aluminium. Ces observations sont appuyées par le fait que ce déficit de neutron est visible aux même énergies neutron quand on regarde les taux de captures radiatives (donc sur l' $^{27}\text{Al}$  et sur le  $^{55}\text{Mg}$ ) obtenus avec le détecteur DANCE.

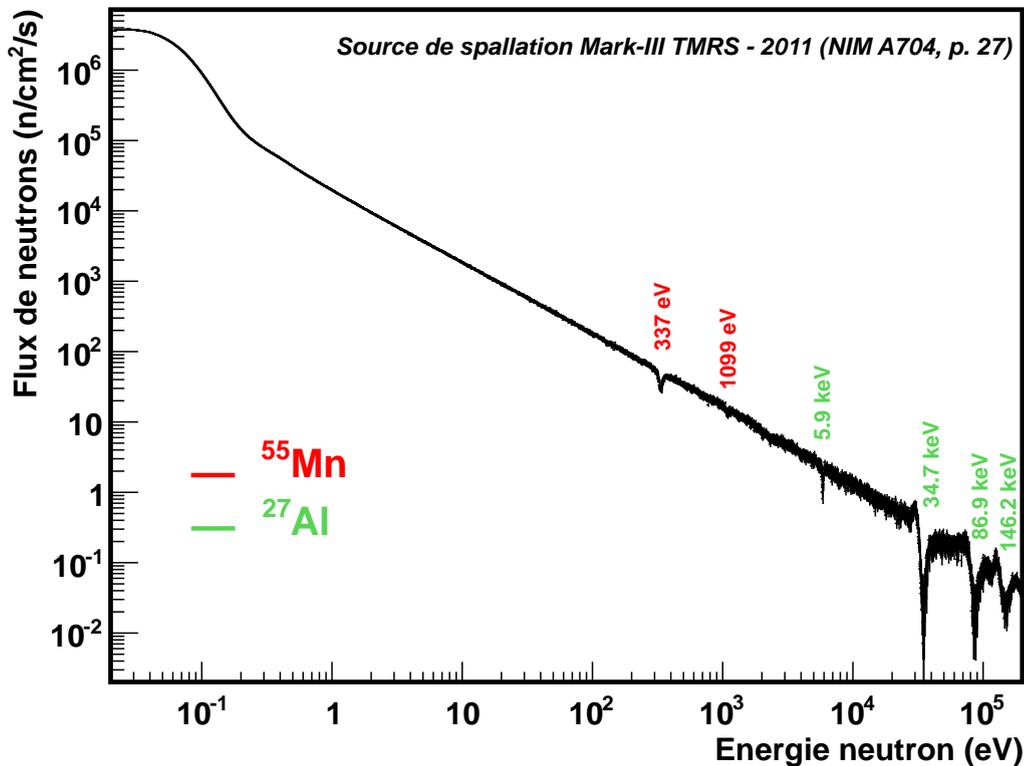


FIGURE 2.44 – Flux de neutron mesuré par le moniteur constitué d'un détecteur silicium couplée à une cible  $^6\text{LiF}$  en fonction de l'énergie neutron. Les différentes structures visibles proviennent de l'absorption de neutrons par de l'aluminium 27 et du manganèse 55.

Le taux de capture  $Y(E_n)$  obtenu est présenté à la figure 2.45. Ce taux de capture  $Y(E_n)$  n'est pas encore le résultat définitif puisqu'il contient à la fois les contributions suivantes :

- Le  $^{175}\text{Lu}$ .
- Le  $^{173}\text{Lu}$ .
- Le bruit de fond .

Il s'écrit donc :

$$Y^{tot}(E_n) = Y^{173\text{Lu}}(E_n) + Y^{175\text{Lu}}(E_n) + B(E_n) \quad (2.16)$$

Pour extraire le taux de capture uniquement dû au  $^{173}\text{Lu}$ , nous allons nous servir du fait que d'une part le taux de capture du  $^{175}\text{Lu}$  dans la zone des résonances est bien connu et que le code SAMMY peut décrire le bruit de fond. Ainsi, nous allons pouvoir déterminer les paramètres des résonances inconnues. Ensuite, connaissant les efficacités de détection ainsi que les abondances de chaque élément, nous pourrons reconstruire à

partir des paramètres de résonances mesurées, la section efficace de capture radiative du  $^{173}\text{Lu}$ .

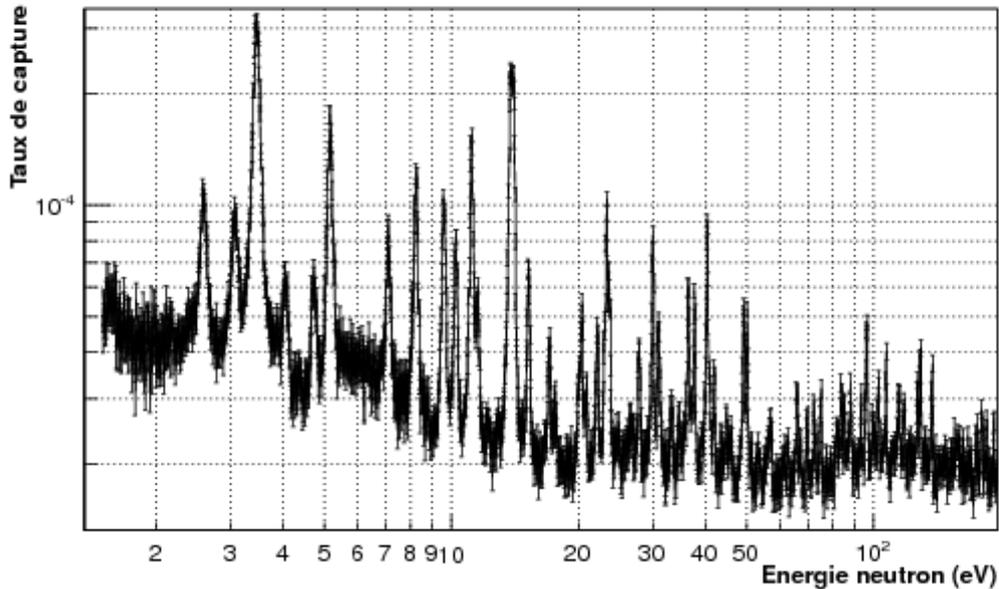


FIGURE 2.45 – Taux de capture mesuré avec DANCE et la cible de  $^{173}\text{Lu}$  pour un flux mesuré obtenu avec le moniteur  $\text{Si-}^6\text{Li}$ . A noter que dans ce taux il y a aussi la contribution du  $^{175}\text{Lu}$  et du bruit de fond.

Il est rappelé que ce bruit de fond  $B(E_n)$  vient principalement des neutrons diffusés induisant des réactions ( $n,\gamma$ ) sur les isotopes du baryum. Pour le soustraire, la solution habituelle consiste à faire des runs blancs, c'est-à-dire avec le support de la cible sans le dépôt de lutécium, dans les mêmes conditions expérimentales. Cette solution n'a pas été retenue. En effet, il était difficile de reproduire exactement la même réponse du détecteur que dans le cas impliquant la cible radioactive. En absence de la cible ou plutôt de la radioactivité qu'elle donne, les réglages des détecteurs  $\text{BaF}_2$  ne sont pas du tout les mêmes, nous n'étions donc pas dans les mêmes conditions expérimentales. C'est pourquoi, il a été décidé de bien caractériser le bruit de fond du point de vue statistique afin d'utiliser à terme le code SAMMY.

La figure 2.45 montre aussi la présence de sursaut sur le taux de capture : un grand vers 6 eV et le deuxième plus petit vers 15.3 eV et un autre vers 100 eV. L'hypothèse émise pour expliquer ces structures serait une contamination infime du blindage en plomb par de l'antimoine 121 (compte-tenu de la masse de plomb de l'ordre de 2 kg présente dans le tube faisceau). Cet isotope présente de grandes résonances à 6.24 eV, 15.39 eV, 29.60 eV et autour de 100 eV qui seraient élargies du fait des temps différents d'arrivée des neutrons sur le blindage de Pb avant d'être capturés. Ces résonances avaient déjà été observées lors de la mise au point du blindage de Pb pendant des tests sur le détecteur DANCE. La prise en compte de cette contamination sera aussi détaillée dans le

paragraphe suivant.

### 2.4.5 Paramètres de résonances dans le domaine résolu

Pour traiter la région des résonances résolues, le code SAMMY [16] a été utilisé. Le formalisme de calcul de section efficace au sein de ce code est directement issu de la matrice R. Le code SAMMY prend en compte divers effets contribuant à modifier la position ou la forme des résonances :

- Le premier effet est celui qui intervient dans la création des neutrons lors de l'interaction des protons avec la cible de spallation. Il est corrigé par la fonction de résolution en énergie de l'installation LANSCE-DANCE. Cette fonction de résolution relie le temps de vol du neutron, que l'on mesure, à l'énergie cinétique vraie du neutron, que l'on a besoin, de façon plus réaliste qu'une simple formule temps-énergie. En effet, elle tient compte des processus de formation et de ralentissement des neutrons dans l'ensemble cible de spallation + modérateur. Elle intègre la largeur du paquet de proton ainsi que la dispersion en énergie et en temps des neutrons créés. Sur la ligne FP14 du LANSCE, elle a été mise au point en utilisant des simulations MCNPX [9] où le design de l'ensemble cible de spallation + modérateur a été entièrement décrit.
- Le deuxième effet est l'effet Doppler qui agit sur la forme des résonances. L'effet Doppler est dû au fait que les noyaux constituant une cible sont soumis à un mouvement thermique continu. Cela implique que ces noyaux peuvent percevoir l'énergie du neutron incident de manière biaisé. Cet effet se traduit par un élargissement des résonances avec la température. Cependant l'intégrale de la résonance ne change pas. Dans l'approximation du gaz libre, cet effet est décrit par une distribution gaussienne tel que :

$$\sigma_{obs}(E) = \int_{-\infty}^E \sigma_{true}(E - E') \times \frac{1}{\Delta_{Dop} \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(E - E')^2}{\Delta_{Dop}^2}\right) dE' \quad (2.17)$$

où :

- $\sigma_{obs}$  est la section efficace observée.
- $\sigma_{true}$  est la section efficace réelle déconvoluée de l'effet Doppler.

avec la largeur Doppler :

$$\Delta_{Dop} = \sqrt{\frac{4\pi k_B T_{eff} E}{A}} \quad (2.18)$$

où :

- $k_B$  est la constante de Boltzmann.
- $E$  est l'énergie de la résonance.

- $T_{eff}$  est la température effective.
- Le dernier effet est l'auto-absorption et la diffusion multiple des neutrons dans la cible. Ceci n'étant pas corrigé dans le traitement des données, il peut l'être ici avec le code SAMMY. En revanche, ici notre cible étant d'épaisseur très faible ( $0.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), ces effets sont considérés comme négligeables.

Une paramétrisation de la fonction de résolution propre à DANCE basée sur celle de n\_TOF est directement intégrée dans ce code. Elle est la suivante :

```

NTOF resolution function
BURST0 125.0 50.0
TAU 00000 913.79341 .01000000 0. 0. -3.7004000-684.39000-
.51890000
TAU 00 300.0 0 0 0 1.0 200. 0.15
LAMBD00000 3.8457000 0. 0. 646.89941-.41550000
LAMBD 0.4 0 0 40.0000 0.04
A1 00000-.03810000 2.31232-5-.01172000 .00046675 .05033183
A1 .00300000 9.90000-7 .00100000 1.00000-5 .00200000
EXPON00000 0.0 1.0 0 -1.0 0
EXPON 0.0 0.1 0 0.1 0
A3 0000 0 0 0 0-0.0001689 0.0004254 -0.06043
A3 002 0 0 0 0 0.00008 0.0002 0.03
A5 00000 0 0 0 0 0.0002766 0 0
A5 002 0 0 0 0 0.0001 0 0

```

Lorsqu'un ajustement est effectué sur les données avec SAMMY, les erreurs sont obtenues à l'aide de matrice de covariance. Ce code a permis d'obtenir ici les différents paramètres de résonances du  $^{173}\text{Lu}$ . Connaissant les paramètres des résonances du  $^{175}\text{Lu}$  [20], les résonances ajustées par SAMMY ont pu être triées jusqu'à 200 eV pour obtenir celles du  $^{173}\text{Lu}$ . La figure 2.46 présente un exemple d'ajustement sur les premières résonances observées autour de l'eV.

Une première étape a consisté à attribuer les résonances. L'attribution des résonances à l'un ou l'autre des isotopes présents dans la cible ou dans le bruit de fond a été fait en fonction des énergies neutron relevées. Les résonances de la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$  étant bien connues, les fichiers d'entrée du code SAMMY ont été renseignés en conséquence. Des résonances de  $^{121}\text{Sb}$  ont été aussi repérées et implémentées dans le fichier d'entrée. Pour ces résonances du bruit de fond élargies comme expliqué précédemment, nous avons laissé libre les paramètres concernant les largeurs radiatives afin que l'ajustement se fasse sur les largeurs modifiées mesurées.

Les résonances restantes non identifiées ou non référencées dans la littérature [20], et n'étant pas attribuables à des polluants de la cible (Mg, Al, Pb) sont attribuées ici à la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$ . La présence de  $^{174}\text{Lu}$  dans la cible peut contribuer aussi à ces

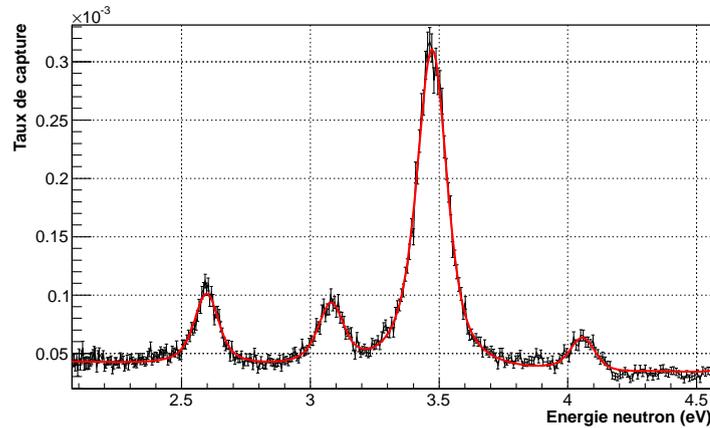


FIGURE 2.46 – Taux de capture mesuré avec DANCE et la cible de  $^{173}\text{Lu}$  pour un flux mesuré obtenu avec le moniteur  $\text{Si-}^6\text{Li}$ . L'ajustement SAMMY est représenté en rouge. Il prend en compte les paramètres des résonances connues du  $^{175}\text{Lu}$  issues de [20] et utilisées dans la base de données ENDF/B-VII.1. Les paramètres des résonances attribuées au  $^{175}\text{Lu}$  ont été ajustés sur ces données. Ici, dans la gamme en énergie présentée, une résonance à 2.59 eV provient du  $^{175}\text{Lu}$  tandis que les autres ne sont pas référencées et donc attribuées ici au  $^{173}\text{Lu}$ .

résonances avec cependant une masse de  $^{174}\text{Lu}$  17 fois plus petite que celle de  $^{173}\text{Lu}$ . Le spectre bidimensionnel (énergie somme, énergie neutron) a permis sur quelques résonances de s'apercevoir de la différence du Q de réaction entre la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  ( $Q = 6.760 \text{ MeV}$ ) et celle  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$  ( $Q = 6.288 \text{ MeV}$ ) (cf. 2.47).

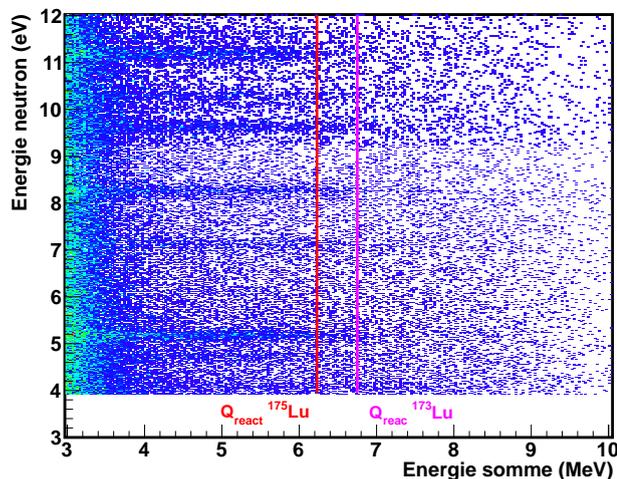


FIGURE 2.47 – Spectre énergie neutron vs énergie somme. Le Q de réaction du  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  ( $Q = 6.760 \text{ MeV}$ ) et celui du  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$  ( $Q = 6.288 \text{ MeV}$ ) peuvent permettre d'attribuer l'appartenance des résonances.

Ces spectres auraient pu permettre de faire de même pour l'autre différence notable entre le  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  ( $Q = 6.760$  MeV) et  $^{174}\text{Lu}(n,\gamma)$  ( $Q = 7.666$  MeV), ce qui pourrait être le cas notamment pour la résonance à 3.48 eV (cf. 2.48). La proportion de  $^{174}\text{Lu}$  étant seulement de 5%, la statistique n'étant pas assez importante, nous avons laissé ces résonances (en particulier à 3.48 eV) attribuées à la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$ , en attendant une autre expérience pour distinguer les deux isotopes. Une deuxième expérience est en effet prévue par la collaboration pour distinguer les résonances des réactions  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  et  $^{174}\text{Lu}(n,\gamma)$  en profitant de la décroissance distincte de ces deux isotopes.

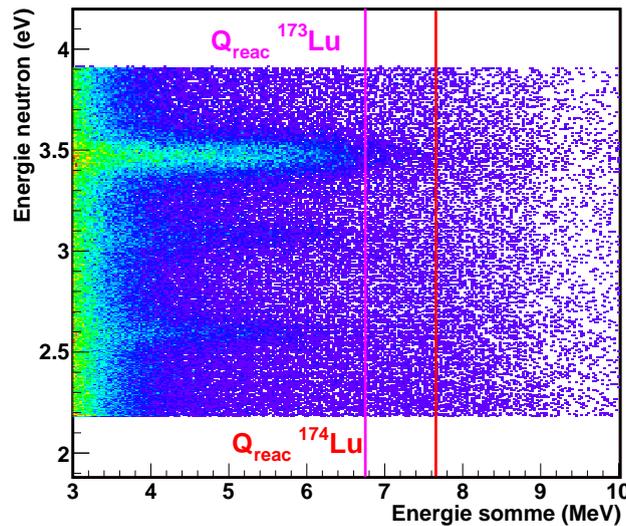


FIGURE 2.48 – Spectre énergie neutron vs énergie somme. Le  $Q$  de réaction du  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  ( $Q = 6.760$  MeV) et celui du  $^{174}\text{Lu}(n,\gamma)$  ( $Q = 7.666$  MeV) peuvent permettre d'attribuer l'appartenance des résonances.

Les paramètres des résonances de la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$  extraits de la référence [20] ont été mis en fichier d'entrée du code SAMMY comme paramètres fixes. Le bruit de fond a aussi été décrit par un ajustement avec le code SAMMY. Il a la forme suivante :

$$B(E_n) = 4.048 \times 10^{-6} + \frac{5.705 \times 10^{-5}}{\sqrt{E_n}} + 5.615 \times 10^{-7} \sqrt{E_n} + 4.747 \times 10^{-6} \times e^{\left(\frac{-2.76 \times 10^{-8}}{\sqrt{E_n}}\right)} \quad (2.19)$$

La liste des paramètres obtenus pour le  $^{173}\text{Lu}$  est disponible à la table 2.6. Les barres d'erreur données par l'ajustement SAMMY sont aussi indiquées. Certaines barres d'erreur sont très grandes du fait du compromis qui a été fait entre le binning en énergie et les erreurs statistiques. De façon simplifiée, le binning en énergie joue un rôle important dans la détermination des  $\Gamma_\gamma$  et donc sur leurs erreurs tandis que l'erreur statistique a un rôle important pour la détermination des amplitudes des résonances, soit les  $\Gamma_n$  et leurs erreurs. La méthode employée pour cette thèse a été de se focaliser à diminuer les erreurs

statistiques au dépend du binning en énergie favorisant une meilleur détermination des  $\Gamma_n$ . Ces derniers ont une loi de distribution plus variable que celle des  $\Gamma_\gamma$ . A partir de 130 eV, les paramètres sont mis à titre d'information étant données leurs barres d'erreurs. Néanmoins, il semble qu'il y ait des résonances mais ni la statistique, ni le binning en énergie ne sont suffisants pour valider ces résonances. La figure 2.49 présente un exemple où l'ajustement SAMMY est mal effectué.

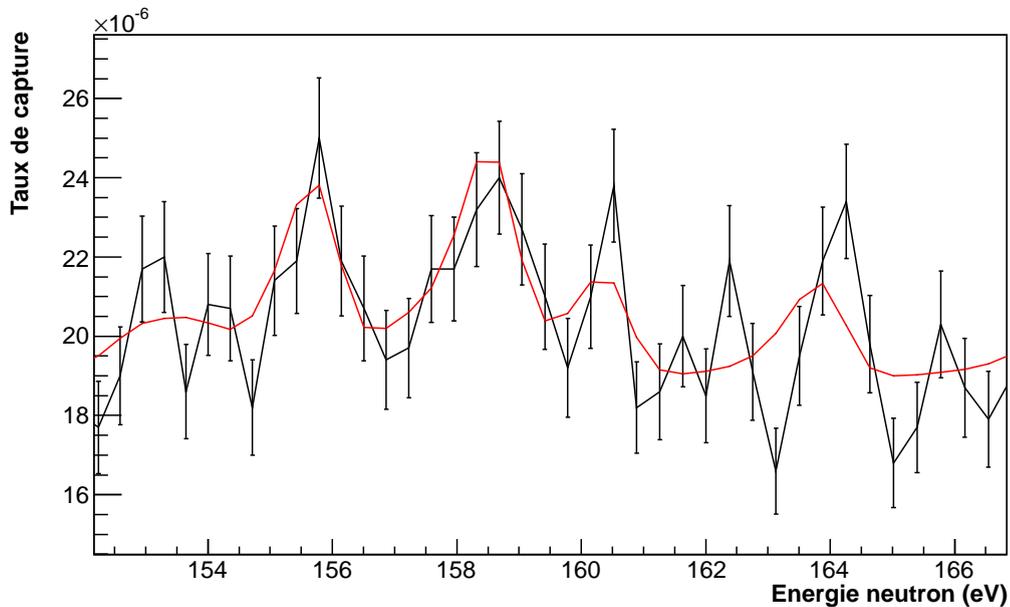


FIGURE 2.49 – Taux de capture mesuré avec DANCE et la cible de  $^{173}\text{Lu}$  pour un flux mesuré obtenu avec le moniteur  $\text{Si-}^6\text{Li}$ . L'ajustement SAMMY est représenté en rouge. Ici, un exemple de résonances mal définies est présenté dans la gamme en énergie de 150 à 170 eV.

TABLE 2.6 – Paramètres de résonances du  $^{173}\text{Lu}$ .

J	Energie (eV)	$\Gamma_\gamma$ (meV)	$g\Gamma_n$ (meV)	J	Energie (eV)	$\Gamma_\gamma$ (meV)	$g\Gamma_n$ (meV)
3	3.079 (2)	64 (5)	0.458 (16)	4	73.11 (3)	107 (63)	5.58 (82)
3	3.4714 (7)	85 (2)	3.503 (35)	4	75.19 (2)	35 (39)	13 (5)
4	4.054 (3)	37 (9)	0.222 (15)	3	75.6 (1)	74 (70)	1.38 (95)
3	7.111 (3)	69	1.637 (52)	4	77.46 (7)	42 (42)	1.46 (71)
4	8.262 (3)	75 (7)	2.498 (70)	4	79.38 (9)	64 (61)	1.32 (71)
3	9.629 (2)	62 (5)	3.494 (72)	3	82.10 (9)	74 (54)	9.4 (15)
3	10.280 (2)	42 (6)	2.394 (69)	3	83.1 (2)	70 (66)	0.968 (61)
4	11.560 (4)	57 (12)	1.305 (65)	4	84.01 (3)	37 (31)	17 (6)
4	12.22 (5)	63	0.031 (26)	4	84.64 (7)	49 (46)	3 (1)
4	12.91 (7)	64	0.013 (17)	3	88.31 (9)	258 (122)	17 (2)
3	17.095 (7)	27 (17)	1.9 (11)	3	89.0 (1)	70 (62)	6.0 (18)
4	17.61 (2)	58 (48)	0.490 (75)	3	93.67 (7)	92 (60)	19 (3)
4	20.07 (2)	71	0.7 (11)	3	118.1 (2)	71 (61)	5.1 (20)
3	20.95 (7)	60 (41)	0.80 (22)	4	121.40 (8)	67 (58)	5.8 (18)
3	20.33 (5)	54 (46)	0.29 (14)	4	123.3 (2)	102 (78)	4.7 (16)
4	22.217 (7)	40 (19)	2.67 (15)	4	132.4 (1)	83 (79)	9.3 (27)
4	23.758 (5)	54 (18)	4.42 (22)	3	133.8 (1)	65 (62)	9.0 (35)
4	24.61 (5)	69 (65)	0.21 (11)	4	138.1 (1)	36 (36)	25 (17)
3	24.96 (4)	52 (53)	0.56 (16)	4	141.29 (3)	34 (33)	3 (2)
3	26.57 (3)	86	1.09 (20)	4	144.8 (2)	64 (58)	2 (2)

Paramètres de résonances du  $^{173}\text{Lu}$  (Suite).

J	Energie (eV)	$\Gamma_\gamma$ (meV)	$g\Gamma_n$ (meV)	J	Energie (eV)	$\Gamma_\gamma$ (meV)	$g\Gamma_n$ (meV)
3	26.91 (5)	38 (40)	0.62 (18)	3	149.7 (2)	34 (32)	7 (4)
3	28.85 (8)	87	0.23 (16)	4	153.2 (2)	57 (53)	3 (2)
4	31.39 (4)	112 (81)	1.21 (27)	4	153.9 (2)	71 (64)	2 (2)
4	33.11 (8)	56 (55)	0.31 (21)	3	154.3 (2)	66 (60)	2 (2)
4	33.35 (2)	86 (67)	1.84 (34)	3	156.2 (2)	72 (66)	4 (3)
4	34.3 (1)	63 (59)	0.13 (13)	4	157.6 (2)	77 (69)	1 (1)
4	34.76 (2)	70 (63)	1.63 (28)	3	159.3 (2)	81 (75)	4 (3)
3	35.71 (7)	144 (120)	0.99 (36)	4	160.8 (1)	69 (69)	11(4)
4	37.18 (4)	184 (121)	1.83 (49)	3	168.1 (2)	93 (85)	3 (3)
3	37.791 (9)	49 (20)	17 (2)	3	173.5 (2)	82 (74)	0.272 (0.300)
4	42.05 (1)	47 (35)	4.97 (37)	4	174.7 (2)	77 (70)	0.428 (0.524)
4	44.997 (20)	90 (63)	2.94 (36)	4	176.4 (2)	72 (67)	2 (2)
4	45.88 (4)	81	1.70 (32)	4	177.5 (2)	73 (66)	1 (1)
3	46.35 (6)	40 (42)	1.20 (36)	4	178.6 (2)	79 (71)	0.606 (773)
3	51.38 (4)	34 (35)	1.75 (44)	3	181.1 (2)	88 (79)	0.943 (600)
4	54.03 (9)	49 (47)	0.29 (28)	4	182.0 (2)	43 (43)	14 (11)
3	55.53 (11)	57 (54)	0.43 (37)	4	182.2 (2)	35 (35)	21 (17)
4	56.45 (6)	72 (67)	1.42 (42)	4	184.2 (2)	61 (55)	0.7 (0.9)
4	59.27 (9)	47 (44)	0.28 (31)	3	187.3 (2)	63 (57)	1 (2)

Paramètres de résonances du  $^{173}\text{Lu}$  (Suite).

J	Energie (eV)	$\Gamma_\gamma$ (meV)	$g\Gamma_n$ (meV)	J	Energie (eV)	$\Gamma_\gamma$ (meV)	$g\Gamma_n$ (meV)
4	61.72 (7)	51 (52)	1.05 (46)	3	189.8 (2)	70 (63)	0.80 (91)
3	62.97 (5)	33 (37)	3.32 (76)	4	191.5 (2)	69 (62)	0.59 (76)
3	65.8 (1)	56 (56)	1.57 (88)	4	200.0 (2)	62 (56)	0.56 (68)
4	66.21 (2)	47 (49)	11 (2)	4	201.9 (2)	56 (50)	1.00 (117)
4	67.29 (4)	27 (30)	3.43 (79)	4	202.8 (2)	57 (51)	1.57 (168)

## 2.5 Distribution et valeur moyenne des paramètres

Nous allons maintenant déterminer les espacements moyens et les largeurs partielles moyennes. Les distributions statistiques de ces paramètres nous renseigneront sur leur validité et leur cohérence. Ces éléments nous permettront de déterminer la fonction de force neutron, valeur pouvant être extraite par ailleurs avec un calcul TALYS.

### 2.5.1 Espacement moyen

Pour obtenir des informations sur la densité de niveau du  $^{173}\text{Lu}$ . Il faut déterminer l'espacement moyen entre les résonances. Le nombre cumulé  $N$  de résonances en fonction de l'énergie  $E$  peut donner des informations à ce sujet. En effet, si tous les niveaux sont identifiés, il est possible à l'aide d'une régression linéaire d'extraire l'espacement moyen tel que :

$$N(E) = b + \frac{1}{\langle D \rangle} \times E \quad (2.20)$$

Avec  $b$  une constante.

Cependant pour déterminer cet espacement moyen de manière plus précise, il est davantage recommandé d'appliquer la statistique de Dyson-Metha [21] comme test des niveaux manquant.

En effet, les positions des résonances appartenant à une même famille de spin est hautement corrélé. Cette corrélation se traduit elle-même par une tendance des résonances à avoir le même espacement et donc à être ordonnées plutôt que d'être positionnées aléatoirement. Dyson et Mehta ont développé une statistique notée  $\Delta_3$  sensible à l'ordre des positions des résonances telle que :

$$\Delta_3 = \min \frac{1}{\Delta E} \int_0^{\Delta E} (N(E) - AE - B)^2 dE \quad (2.21)$$

Avec  $N(E)$  représentant le nombre de niveaux entre 0 et  $\Delta E$ .

$\Delta_3$  mesure la déviation moyenne au carré entre la fonction représentant le nombre  $n$  de niveaux cumulés et le meilleur ajustement de cette fonction à partir d'une droite.

Les figures 2.50 et 2.51 présentent le nombre de niveaux cumulés mesurés en fonction de l'énergie et le meilleur ajustement obtenu en appliquant cette méthode. Il apparaît qu'*a priori* par rapport à la courbe théorique, il manque des résonances en dessous de 40 eV, qu'ensuite de 40 eV à 120 eV, il y a une surestimation du nombre de résonances.

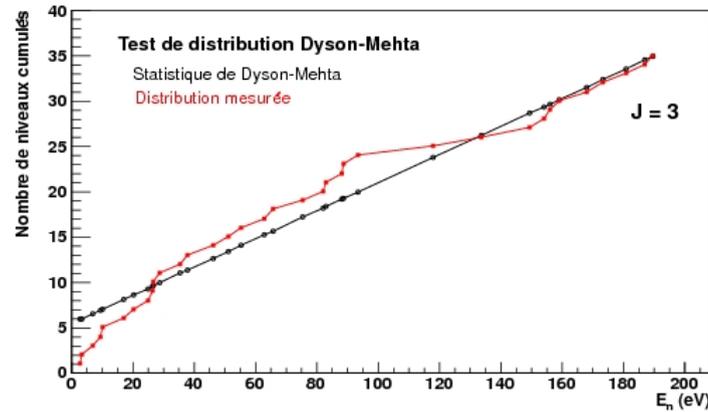


FIGURE 2.50 – Nombre de niveaux mesurés pour  $J = 3$  en fonction de l'énergie et comparaison avec le meilleur ajustement obtenu par la méthode de Dyson-Mehta.

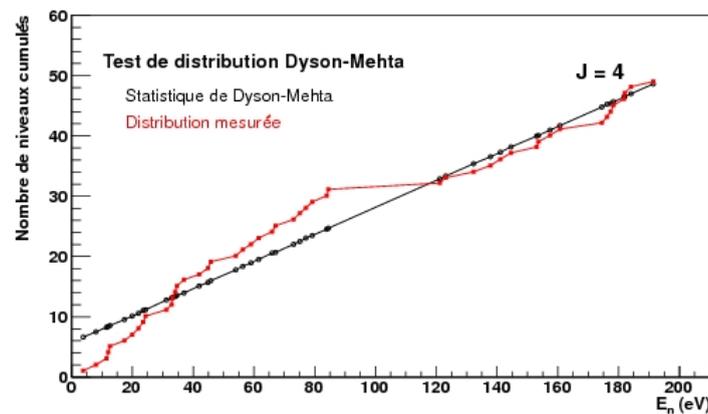


FIGURE 2.51 – Nombre de niveaux mesurés pour  $J = 4$  en fonction de l'énergie et comparaison avec le meilleur ajustement obtenu par la méthode de Dyson-Mehta.

L'inverse de la pente de ces droites ajustées sur les données permet d'obtenir une estimation de l'espacement moyen pour une famille de résonances de spin donné tel que :

- Pour  $J = 3$ ,  $\langle D_0^3 \rangle = \mathbf{6.34 \text{ eV}}$ .
- Pour  $J = 4$ ,  $\langle D_0^4 \rangle = \mathbf{4.47 \text{ eV}}$ .

Une autre méthode pour avoir une estimation de l'espacement moyen pour une famille de résonances de spin donné est de vérifier si la distribution expérimentale des résonances pour les deux familles de spin étudiées suit la loi de Wigner déjà présentée au chapitre 1 par l'équation 1.39. Si un niveau est manquant entre deux niveaux, l'espacement mesuré sera plus grand alors que dans la réalité, il s'agira de deux espacements plus petits. Les figures 2.52 et 2.53 montre les distributions mesurées en comparaison à celle de Wigner. Globalement, les données reproduisent l'allure de cette loi même s'il est visible que l'on

concède trop de résonances ayant un espacement de faible énergie et pas assez pour un espacement de 1 eV environ. Ceci est relatif aux zones en énergie où l'on a a priori un manque de résonances au-dessous de 40 eV et un suppléant de résonances entre 40 et 120 eV.

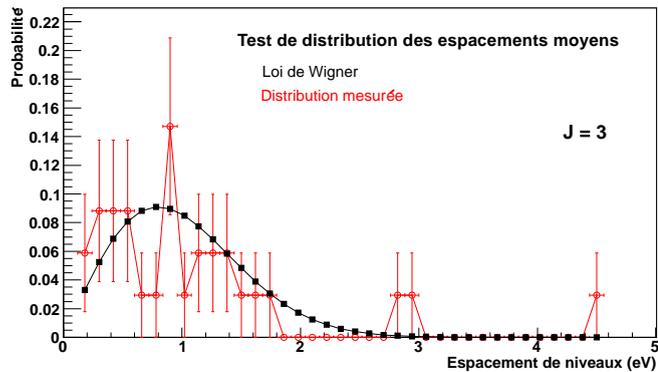


FIGURE 2.52 – Distribution mesurée des espacements pour des résonances  $J = 3$  en comparaison avec la distribution de Wigner.

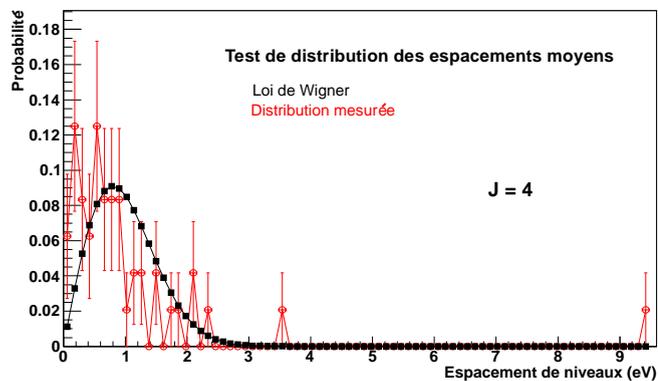


FIGURE 2.53 – Distribution mesurée des espacements pour des résonances  $J = 4$  en comparaison avec la distribution de Wigner.

Les valeurs moyennes pour les espacements moyens sont alors trouvées respectivement à :

- Pour  $J = 3$ ,  $\langle D_0^3 \rangle = 5.49 \pm 0.86 \text{ eV}$ .
- Pour  $J = 4$ ,  $\langle D_0^4 \rangle = 3.91 \pm 0.80 \text{ eV}$ .

Ces valeurs sont compatibles avec les premières estimations. Ces valeurs sont directement reliées au nombre de résonances de spin donné (36 et 51) trouvées dans le domaine en énergie étudié de 200 eV. La distribution aléatoire des spins effectuée avec

le code SUGGEL, suivant une loi en  $(2J+1)$ , se retrouve aussi puisque le rapport  $R$  des deux espacements est compatible avec le rapport des facteurs  $g_J$  (respectivement égaux à  $7/16$  et  $9/16$ ), soit  $R_{exp.} = 0.71 \pm 0.18$  et  $R_{theo} = 0.78$ .

Il est aussi envisageable de déduire le nombre de niveaux observés en utilisant la largeur neutronique réduite. Cette largeur est distribuée selon la loi de Porter-Thomas présentée au chapitre 1 à la formule 1.52 comme le montre les figures 2.54 et 2.56. Ces distributions montrent que les largeurs neutroniques des résonances trouvées répondent bien à la distribution attendue, excepté pour des largeurs neutroniques grandes. Les figures 2.55 et 2.57 montrent la répartition des largeurs neutroniques avec l'énergie pour un spin  $J = 3$  et  $J = 4$ .

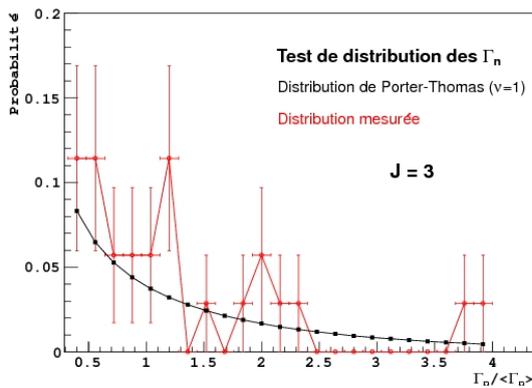


FIGURE 2.54 – Distribution des largeurs neutroniques réduites pour  $J = 3$  en comparaison avec la distribution de Porter-Thomas à un degré de liberté.

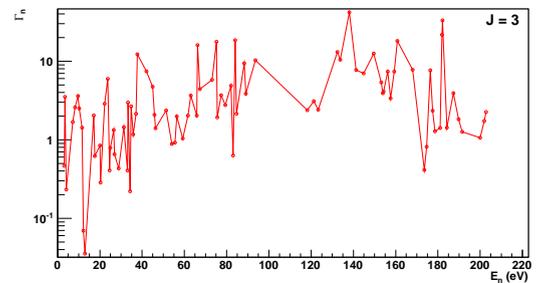


FIGURE 2.55 – Largeur neutronique des résonances de spin  $J = 3$  en fonction de l'énergie neutron.

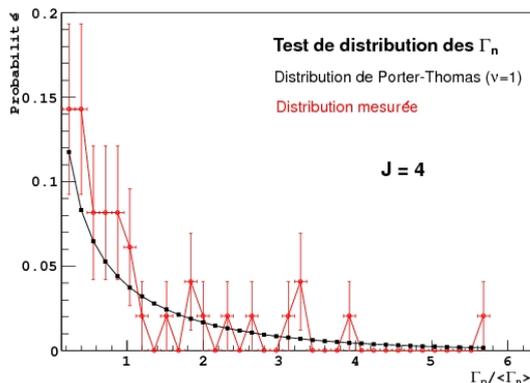


FIGURE 2.56 – Distribution des largeurs neutroniques réduites pour  $J = 4$  en comparaison avec la distribution de Porter-Thomas à un degré de liberté.

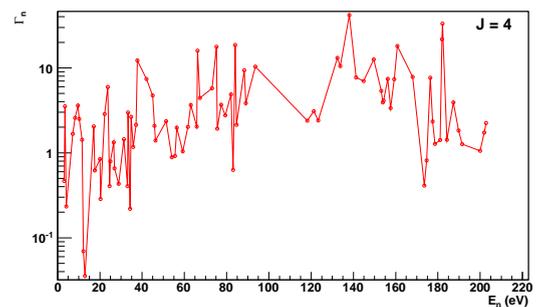


FIGURE 2.57 – Largeur neutronique des résonances de spin  $J = 4$  en fonction de l'énergie neutron.

La valeur moyenne obtenue pour ces deux spins est :

- Pour  $J = 3$ ,  $\langle \Gamma_n^3 \rangle = \mathbf{0.50 \pm 0.08 \text{ meV}}$ .
- Pour  $J = 4$ ,  $\langle \Gamma_n^4 \rangle = \mathbf{0.62 \pm 0.10 \text{ meV}}$ .

Avec cette distribution, il est possible d'exprimer le nombre de résonances  $N(x)$  par la distribution intégrale de la loi de Porter et Thomas en imposant une largeur neutronique réduite supérieur à un seuil  $x_{seuil}$  tel que :

$$N(x_{seuil}) = N_0 \int_{x_{seuil}}^{\infty} P_{PT}(x) dx = N_0 (1 - \text{erf} \sqrt{x_{seuil}/2}) \quad (2.22)$$

Où  $N_0$  est le nombre de niveau sans seuil.

Pour estimer  $N_0$ , il faut ajuster  $N(x_{seuil})$  à partir d'un certain seuil pour les résonances ayant un moment orbital  $l$ . Connaissant  $N_0$  pour un intervalle en énergie  $\Delta E$ , il va être possible d'estimer non pas la moyenne mais le véritable espacement  $D_l$  tel que :

$$D_l = \frac{\Delta E}{N_0} \quad (2.23)$$

Ici, seules les résonances de type s sont observées par conséquent, la valeur pour  $\langle D_0 \rangle$  va pouvoir être obtenue.

La figure 2.58 présente un ajustement de cette distribution intégrale en fonction de la largeur neutronique  $g\Gamma_n^O$ .

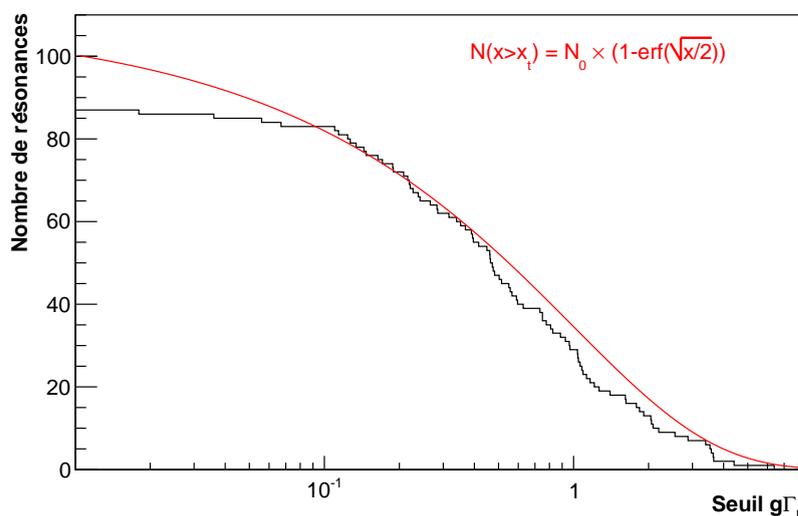


FIGURE 2.58 – Ajustement du nombre de niveaux cumulés (distribution intégrale de Porter-Thomas) en fonction de la largeur neutronique.

Le seuil utilisé est directement issu des données DANCE. Cette figure montre que  $N_0$  vaut = 109 pour un seuil  $g\Gamma_n = 0$  dans un intervalle en énergie de 200 eV donnant  $\langle D_0 \rangle = 1.83$  eV pour tous les niveaux  $J = 3$  et  $J = 4$ . A noter que d'après la figure 2.58, il semble que ce soit essentiellement des résonances de largeurs neutroniques importantes qui sont manquantes. Il apparait sur le spectre en énergie neutron que les résonances de la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$  pourraient masquer des résonances importantes de la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  surtout au-dessus du 40 eV. Néanmoins, la valeur de  $\langle D_0 \rangle$  ici est corrigée. Elle se compare à la valeur déjà mesurée ci-dessus de  $(2.30 \pm 0.41)$  eV qui correspondait aux 87 résonances trouvées dans l'analyse. Cette méthode permet de bien corriger le  $\langle D_0 \rangle$ . On considérera que les erreurs sur le  $\langle D_0 \rangle$  sont identiques. La valeur finale du  $\langle D_0 \rangle$  est donc  $1.83 \pm 0.33$  eV.

### 2.5.2 Distributions des largeurs radiatives réduites

La distribution des largeurs radiatives réduites suivent une loi de  $\chi^2$  pour un grand nombre de degrés de liberté.

Les figures 2.59 et 2.61 comparent la distribution des largeurs radiatives mesurées pour un spin  $J = 3$  et  $J = 4$ . Les figures 2.60 et 2.62 montrent la répartition des largeurs radiatives avec l'énergie pour un spin  $J = 3$  et  $J = 4$ . On peut dire ici que globalement les distributions mesurées suivent cette loi. Il y a un léger surcroît de résonances ayant des largeurs radiatives faibles (inférieures à la moyenne) situées essentiellement au-dessous de 100 eV. Des largeurs radiatives faibles signifient que cela peut être confondu avec des fluctuations statistiques du bruit de fond pour une part de ces résonances (cf. figure 2.63). On remarque aussi un manque de résonances pour des largeurs équivalentes et plus grandes à la largeur moyenne. Les résonances de grande largeur radiative peuvent être confondues avec des variations du bruit de fond aussi, notamment lorsqu'une autre résonance ( $^{175}\text{Lu}$ ) est proche (cf. figure 2.64). Un moyen de résoudre ces confusions éventuelles serait de diminuer les barres d'erreurs statistiques en choisissant un binning en énergie différent.

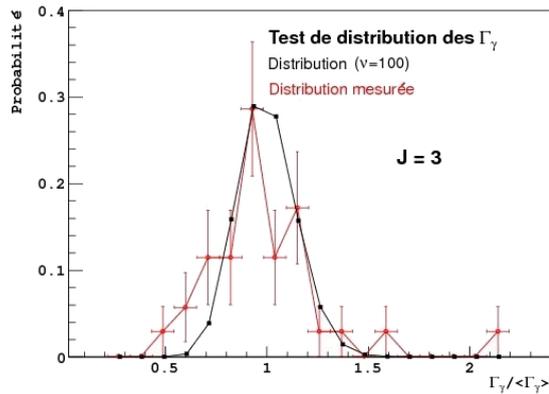


FIGURE 2.59 – Comparaison entre la distribution mesurée pour la distribution des largeurs radiatives réduites pour  $J = 3$  et la loi de  $\chi^2$  pour un degré de liberté égale à  $\nu = 100$ .

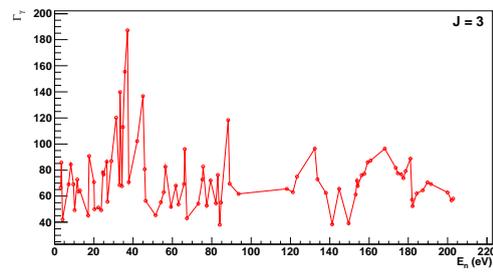


FIGURE 2.60 – Largeur  $\gamma$  des résonances de spin  $J = 3$  en fonction de l'énergie neutron.

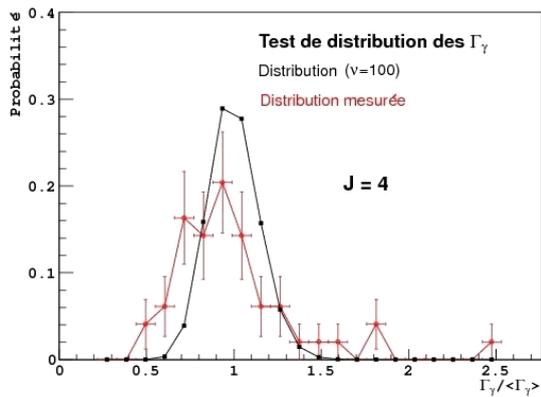


FIGURE 2.61 – Comparaison entre la distribution mesurée pour la distribution des largeurs radiatives réduites pour  $J = 4$  et la loi de  $\chi^2$  pour un degré de liberté égale à  $\nu = 100$ .

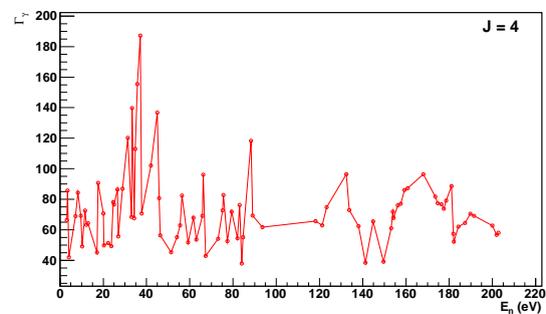


FIGURE 2.62 – Largeur  $\gamma$  des résonances de spin  $J = 4$  en fonction de l'énergie neutron.

Comme la largeur radiative suit une loi en  $\chi^2$  avec un grand nombre de degré de liberté, il est attendu d'observer que des faibles fluctuations autour de la valeur moyenne de cette largeur.

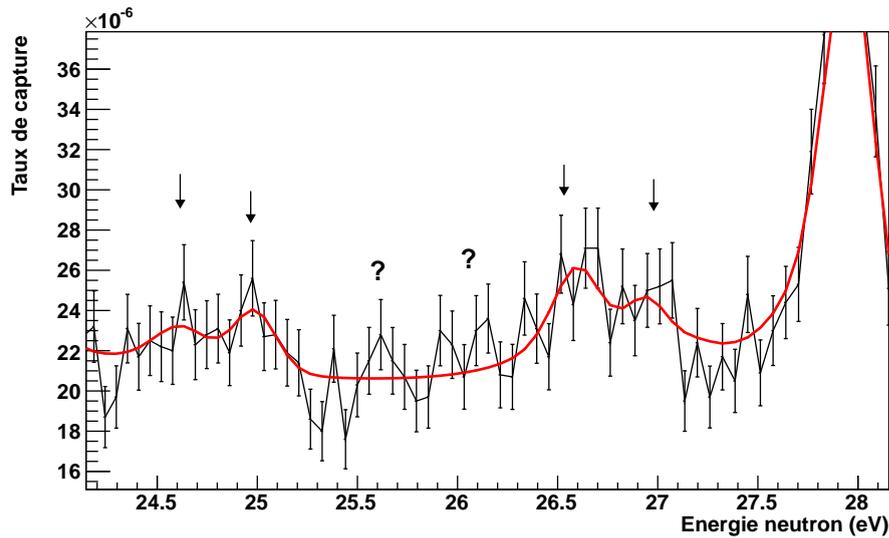


FIGURE 2.63 – Exemple de résonances avec des largeurs radiatives différentes. Les flèches indiquent la présence d'une résonance. Les points d'interrogation illustrent les cas où il n'est pas possible de déterminer s'il s'agit d'un résonance ou de fluctuation statistique venant du bruit de fond.

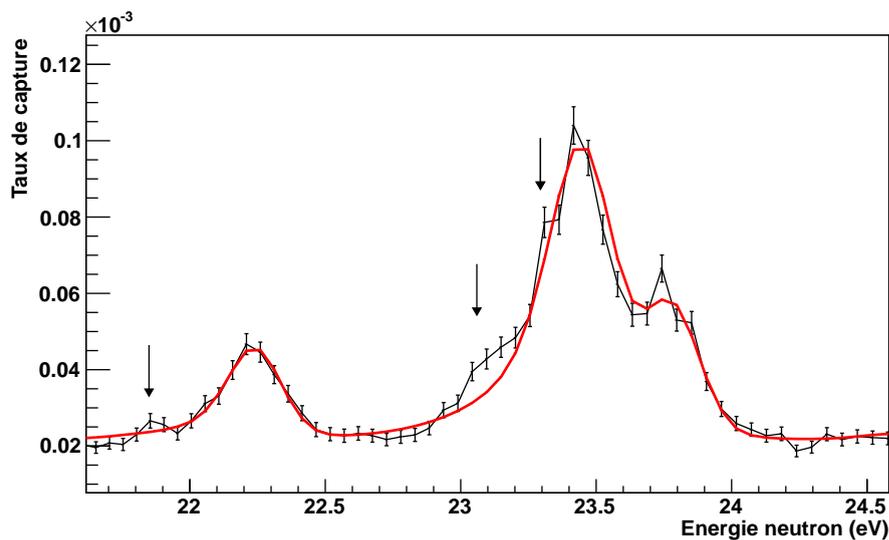


FIGURE 2.64 – Exemple de résonances avec des largeurs radiatives différentes. Les flèches indiquent les cas de résonances ayant une grande largeur radiative qui n'ont pas pu être ajustés par SAMMY. A cause de la proximité avec de grandes résonances, celles-ci sont confondues avec le bruit de fond.

La valeur moyenne obtenue pour ces deux spins est :

- Pour  $J = 3$ ,  $\langle \Gamma_\gamma^3 \rangle = 72 \pm 4 \text{ meV}$  ;
- Pour  $J = 4$ ,  $\langle \Gamma_\gamma^4 \rangle = 75 \pm 4 \text{ meV}$  ;
- soit  $\langle \Gamma_\gamma \rangle = 74 \pm 2 \text{ meV}$ .

### 2.5.3 La fonction densité $S_0$

La fonction densité peut s'exprimer dans deux cas :

- Pour un mélange de spin (ici  $J = 3$  et  $J = 4$ ) tel que :

$$S_0 = \frac{\langle g\Gamma_n^0 \rangle}{\langle D_0 \rangle} = \frac{1}{\Delta E} \sum_{\lambda} g\Gamma_n^0 \quad (2.24)$$

avec :

- $\Delta E$  étant l'intervalle d'énergie considérée.
- $g$  facteur statistique de spin présenté au chapitre 1 à la formule 1.20.
- $\langle D_0 \rangle$  est l'espacement moyen.

La somme s'effectue sur les résonances identifiées dans  $\Delta E$ .

- Pour chaque spin (ici  $J = 3$  et  $J = 4$ )

$$S_0^J = \frac{\Gamma_n^0}{\langle D^J \rangle} = \frac{1}{\Delta E} \sum_{\lambda} \Gamma_n^0 \quad (2.25)$$

avec :

- $\langle D^J \rangle$  représentant l'espacement moyen des résonances de spin  $J$ .

La somme s'effectue sur les résonances de spin  $J$  identifiées dans  $\Delta E$ .

$S_0$  ou  $S_0^J$  se déduisent respectivement par la pente de la fonction de la valeur cumulée  $g\Gamma_n^0$  ou  $\Gamma_n^0$  selon les cas énoncés juste avant. La figure 2.65 présente en fonction de l'énergie la valeur cumulée  $\sum g\Gamma_n^0$  pour  $J = 3$  et  $J = 4$ .

La pente de la droite obtenue par ajustement donne  $S_0 = 1.48 \times 10^{-4}$ , tandis qu'avec les largeurs réduites neutron et les espacements moyens obtenus précédemment (non corrigés des résonances manquantes), on obtient :

- $S_0^3 = (0.914 \pm 0.205) \times 10^{-4}$  .
- $S_0^4 = (1.597 \pm 0.423) \times 10^{-4}$  .
- soit  $S_0 = (1.30 \pm 0.25) \times 10^{-4}$  pour le  $^{173}\text{Lu}$ .

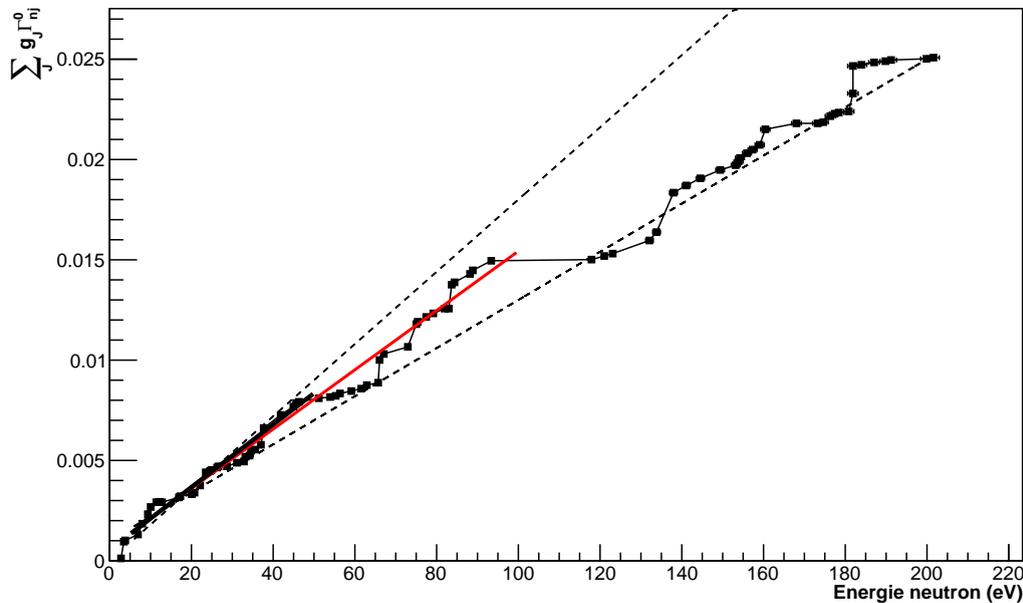


FIGURE 2.65 – Valeur cumulée de  $g_n^0$  en fonction de l'énergie pour  $J = 3$  et  $J = 4$  et son ajustement associé.

L'écart constaté entre les deux valeurs expérimentales trouvées par deux méthodes différentes provient soit du nombre de résonances mise en évidence, soit de la valeur des  $\Gamma_n^0$  mesurées ou les deux à la fois. Nous avons vu que le nombre de résonances manquantes ayant des largeurs neutroniques faibles et importantes étaient à estimer par la méthode de la distribution intégrale de Porter-Thomas. Il en résulte un nombre de résonance manquante et donc une nouvelle valeur de l'espacement moyen des résonances. Ces nouvelles valeurs ne sont pas pris en compte dans la valeur de  $S_0$ ,  $(1.30 \pm 0.25) \times 10^{-4}$ . En revanche, par définition la valeur extraite de la figure 2.65,  $(1.48 \times 10^{-4})$ , en tient compte. Cette dernière valeur prend en compte à la fois le nombre de résonances manquantes et la somme des  $g_n^0$  attendue. La valeur expérimentale de la fonction densité pour le  $^{173}\text{Lu}$  vaut donc  $S_0 = 1.48 \times 10^{-4}$ .

En revanche, si l'on compare cette valeur expérimentale à la valeur calculée avec le code TALYS donnée au chapitre 1 de  $(1.97 \times 10^{-4})$  pour le  $^{173}\text{Lu}$  et aux valeurs expérimentales et calculées pour le  $^{175}\text{Lu}$ , la valeur attendue serait de  $(1.83 \times 10^{-4})$ . Ces deux valeurs ne sont pas en accord. Une limitation de la méthode liée à la figure 2.65 et de l'ajustement effectué est que l'on s'intéresse à un domaine en énergie pour définir l'ajustement. Ceci revient à définir le lieu des résonances manquantes, or de fait, les résonances de faible largeur neutronique peuvent manquer partout ici du fait du bruit de fond important non soustrait et les résonances de largeur plus importante peuvent être masquées par les résonances de la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$  aussi sur tout le domaine en énergie. D'autre part, nous avons vu que nous avons pu aussi surestimer le nombre de résonances du fait des fluctuations statistiques. L'erreur faite sur la valeur du  $S_0$  est donc certainement grande. Un

encadrement de la courbe prenant les hypothèses énoncées ci-dessus donnerait le domaine suivant pour le  $S_0$ ,  $[1.2 \times 10^{-4}, 1.8 \times 10^{-4}]$ . Une erreur de  $\pm 0.3$  sur le  $S_0$  tiendrait compte de ces différentes hypothèses. La fonction densité serait alors  $S_0 = (1.5 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ .

#### 2.5.4 Section efficace $(n,\gamma)$ du $^{173}\text{Lu}$ jusqu'à 200 eV

A partir de la formule 2.4, la section efficace  $(n,\gamma)$  du  $^{173}\text{Lu}$  jusqu'à 200 eV a pu être reconstruite avec SAMMY en considérant seulement les résonances identifiées comme appartenant au  $^{173}\text{Lu}$ , et en utilisant toutes les quantités nécessaires comme sa masse, son abondance dans la cible, son efficacité et le flux (voir figure 2.66). Des zones sans résonance apparaissent dans cette section efficace reconstruite, elles correspondent aux positions des résonances importantes du  $^{175}\text{Lu}$ . Il est en effet très difficile de distinguer des résonances de faibles amplitudes quand une résonance du  $^{175}\text{Lu}$  est proche d'autant que le binning en énergie et la statistique ne sont suffisants que pour contraindre l'ajustement fait par le code SAMMY. Ceci indique aussi que les  $D_0$  et le  $S_0$  sont certainement sous-estimés. Il faudrait étudier ces zones avec un autre compromis statistique-binning pour peut-être distinguer des résonances du  $^{173}\text{Lu}$  dans ces zones.

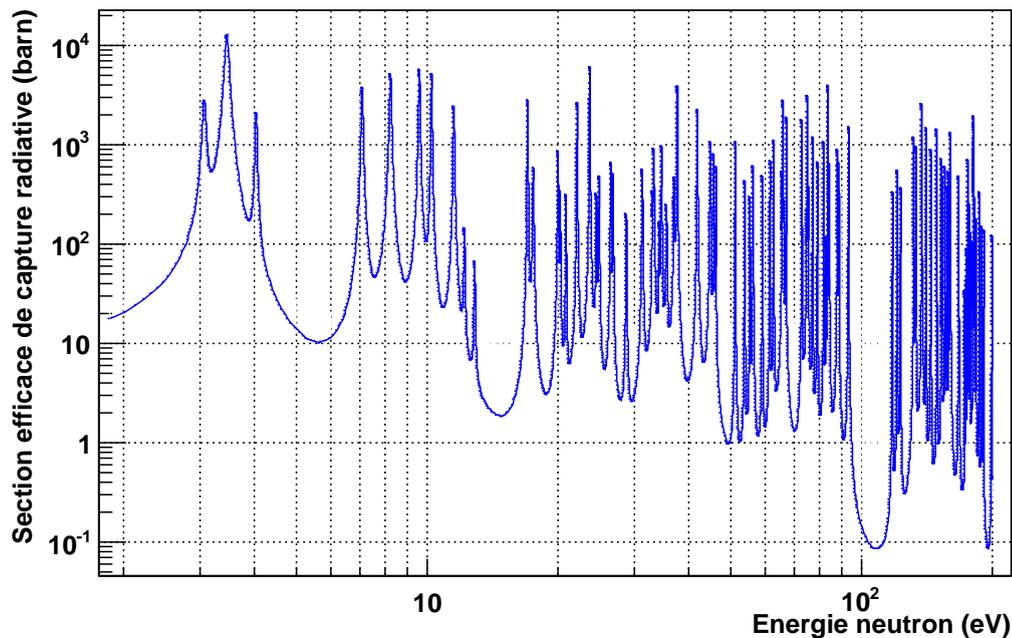


FIGURE 2.66 – Section efficace  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  mesurée au LANSCE et reconstruite avec SAMMY jusqu'à 200 eV.

Pour estimer la valeur à 1 keV et au-delà de la section efficace de capture radiative  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$ , on peut passer par l'évaluation à condition de déterminer un facteur de normalisation cohérent en prenant toutes les valeurs mesurées précédemment pour le  $^{173}\text{Lu}$ . Nous pouvons ainsi déterminer un facteur de normalisation pour l'évaluation de la sec-

tion efficace de capture radiative. En effet, nous savons que ces valeurs pour le  $^{175}\text{Lu}$  sont :

- EXPERIENCE :  $\langle \Gamma_\gamma \rangle = 77 \pm 5 \text{ meV}$  [20].
- EXPERIENCE :  $\langle D_0 \rangle = 3.45 \pm 0.15 \text{ eV}$  [20].
- TALYS :  $\langle \Gamma_\gamma \rangle = 25 \text{ meV}$ .
- TALYS :  $\langle D_0 \rangle = 1.25 \text{ eV}$ .

D'autre part, nous venons pour le  $^{173}\text{Lu}$  de mesurer et de calculer les valeurs suivantes :

- EXPERIENCE :  $\langle \Gamma_\gamma \rangle = 74 \pm 2 \text{ meV}$ .
- EXPERIENCE :  $\langle D_0 \rangle = 1.83 \pm 0.33 \text{ eV}$ .
- TALYS :  $\langle \Gamma_\gamma \rangle = 25 \text{ meV}$  (cf. chapitre 1).
- TALYS :  $\langle D_0 \rangle = 0.58 \text{ eV}$  (cf. chapitre 1).

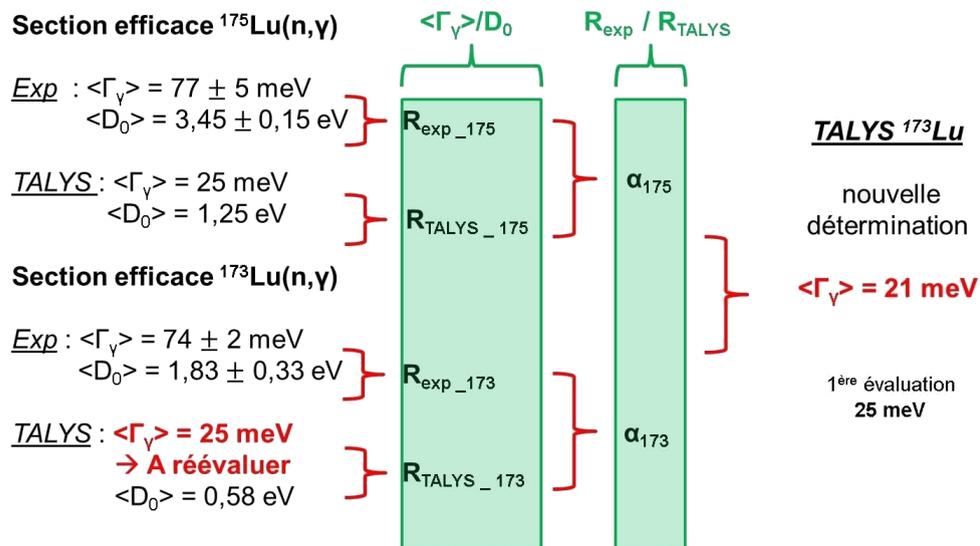


FIGURE 2.67 – Illustration de la méthode utilisée pour la nouvelle détermination du  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  du  $^{173}\text{Lu}$  a utilisé dans le code TALYS. Le ratio entre les rapports des  $\frac{\langle \Gamma_\gamma \rangle}{\langle D_0 \rangle}$  expérimental et celui utilisé dans le code TALYS pour le  $^{173}\text{Lu}$  est considéré comme égale à celui du  $^{175}\text{Lu}$  en regard des grandes similitudes entre ces deux isotopes.

D'après l'équation 1.53 du chapitre 1, on peut alors estimer la valeur du  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  du  $^{173}\text{Lu}$  à prendre dans le code TALYS pour effectuer l'évaluation. La figure 2.67 montre comment la nouvelle valeur du  $\Gamma_\gamma$  du  $^{173}\text{Lu}$  a été déterminée. Cette valeur vaut 21 meV. Le calcul TALYS de la section efficace de capture radiative  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  est présenté sur la figure 2.68 et comparé à l'évaluation effectuée en fin de chapitre 1 avec la valeur du  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  de 25 meV (celle du  $^{175}\text{Lu}$ ).

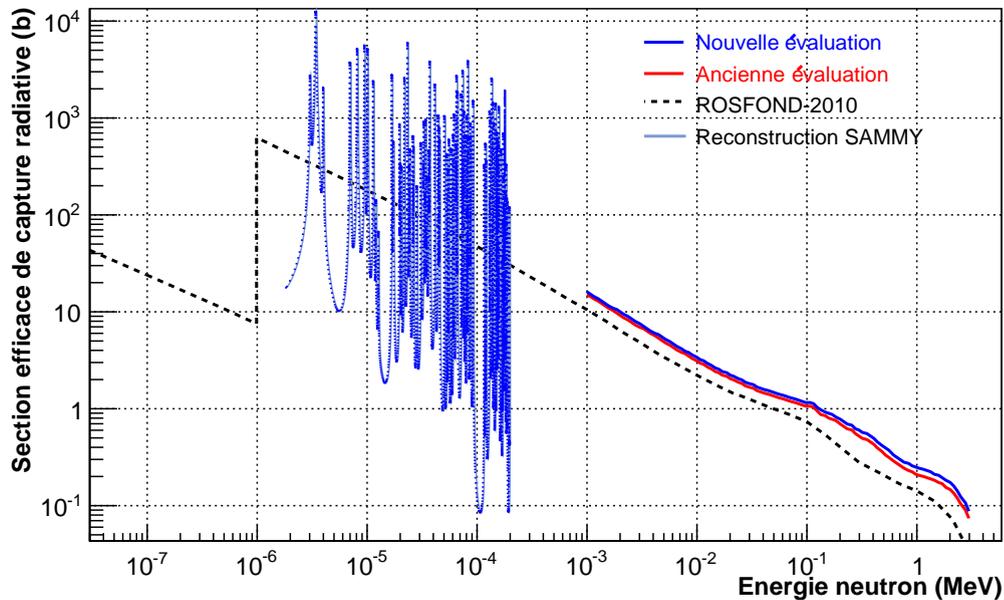


FIGURE 2.68 – Différentes valeurs de la section efficace  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  en fonction de l'énergie neutron sont montrées. Une a été reconstruite à partir des paramètres des résonances mesurés avec le détecteur DANCE (bleu clair). Deux autres ont été évaluées à partir du nouveau  $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{TALYS}}$  issue des valeurs expérimentales de DANCE (bleu) et  $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{TALYS}}$  provenant du  $^{175}\text{Lu}$  (rouge). Une évaluation issue de la base de données ROSFOND-2010 est présentée aussi en pointillé noir.

### 2.5.5 Perspectives

Un travail supplémentaire intéressant à effectuer est l'extraction de la section efficace  $(n,\gamma)$  du  $^{173}\text{Lu}$  à 1 keV. Cette tâche semble assez difficile pour différentes raisons notamment à cause de la soustraction de bruit de fond et de la présence de résonances parasites comme celles de l'aluminium dans cette région en énergie. L'intérêt à avoir cette section efficace à 1 keV est que cette information aurait pu servir à contraindre le code TALYS au niveau du coefficient de normalisation. Une fois contraint, TALYS pourrait évaluer correctement la section  $(n,\gamma)$  pour ce noyau sans utiliser l'approximation d'une normalisation par le  $^{175}\text{Lu}$ .

Une autre expérience sera aussi proposée au LANSCE dans un futur proche afin de refaire la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  avec la même cible. L'objectif est de distinguer les résonances du  $^{174}\text{Lu}$ . En effet, il ne faut pas oublier que dans la cible qui a été utilisée, il y a une petite fraction de cet isotope. Cette fraction va peu à peu prendre de l'importance puisque la période du  $^{173}\text{Lu}$  est de 1.37 ans et que celle du  $^{174}\text{Lu}$  est de 3.31 ans. Cette mesure permettra de vérifier la validité des résultats obtenus pour le  $^{173}\text{Lu}$  et d'acquérir de nouvelles informations sur le  $^{174}\text{Lu}$  où aucune donnée n'est pour l'instant disponible.

# Bibliographie

- [1] P.W. Lisowski, K.F Schoenberg, Nucl. Instr. and Meth. A 562 (2006) 910-914.
- [2] A.F. Michaudon, Los Alamos National Laboratory LA-UR-90-4355.
- [3] M. Heil *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 459 (2001).
- [4] R. Reifarth *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 531 (2004).
- [5] M. Jandel *et al.*, Phys. Rev. C 78 034609 (2008).
- [6] National Nuclear Data Center (NNDC), <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [7] W.A. Taylor *et al.*, J. Radioanal Nucl. Chem. 282 :391-394 (2009).
- [8] W.A. Taylor *et al.*, J. Radioanal Nucl. Chem. DOI 10.1007/s10967-01 (2012).
- [9] M. Mocko, G. Muhrer, F. Tovesson, J. Ullmann, Proceedings of Acc'App09 International Meeting, AP/IE-03 (2009).
- [10] B. Morillon, communication privée.
- [11] F. Becvar, Nucl. Instr. and Meth. A 417 (1998).
- [12] M. Jandel *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. B 261 (2007).
- [13] A. Couture, Los Alamos National Laboratory, LA-UR-09-01966 (2009).
- [14] <http://midas.psi.ch>.
- [15] J.M. Wouters *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 53,880 (2006).
- [16] N.M. Larson, Oak Ridge National Laboratory Rep.ORNL/TM-9179/R7 (2006).
- [17] R. Brun and ROOT collaborators, ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework <http://root.cern.ch/root>.
- [18] M. Jandel *et al.*, Los Alamos National Laboratory, LA-UR-12-21171 (2012).
- [19] P.E. Koehler *et al.*, Phys. Rev. C 76 025804 (2007).
- [20] S.F. Mughabghab, Atlas of Neutron Resonances : Resonance Parameters and Thermal Cross Sections. Z=1-100 (2007).
- [21] F.J. Dyson et M.L. Mehta, J. Math. Phys. 4 701 (1963).



# Chapitre 3

## Expérience de substitution

Dans le chapitre précédent, l'expérience  $(n,\gamma)$  sur le noyau instable du  $^{173}\text{Lu}$  ( $t_{1/2} = 1.38$  ans) a été présentée. Nous avons montré la difficulté d'extraire la section efficace au delà de quelques centaines d'eV. Dans ce chapitre, une autre méthode impliquant l'utilisation d'une réaction de substitution va être testée pour tenter de remonter à la section efficace de capture du  $^{173}\text{Lu}$ . Cette technique consiste à choisir une réaction conduisant à la formation du même noyau composé que dans le cas de la réaction de capture. La première partie de ce chapitre présentera le principe de la mesure. Puis, l'expérience ainsi que l'analyse des données seront détaillées. Enfin, ce chapitre se clôturera par une interprétation des résultats obtenus.

### 3.1 Principe de la mesure

L'objectif de cette partie est de tester la validité de la méthode de substitution pour les réactions  $(n,\gamma)$ . Pour cela, la probabilité d'émission  $\gamma$  a été mesurée pour une réaction de transfert et comparée à celle obtenue en  $(n,\gamma)$  dans un cas bien connu :  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$ .

En février 2010, une expérience utilisant la méthode de substitution a été effectuée par le CEA DAM DIF en étroite collaboration avec le CENBG de Bordeaux. Cette expérience s'est déroulée à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay sur un TANDEM qui est un accélérateur de type Van de Graaff.

Cette expérience a utilisé une cible d'ytterbium 174 stable de  $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  et un faisceau d'hélium 3. Ce faisceau a été choisi car des mesures de probabilités de fission ([2], [3], [4]) utilisant les réactions de transfert ( $^3\text{He}, p$ ), ( $^3\text{He}, t$ ) et ( $^3\text{He}, \alpha$ ), ont montré un assez bon accord entre les mesures par substitution et par réactions  $(n,f)$ .

Des calculs utilisant le code DWBA Fresco [5], réalisés par Nick Keeley [6], montrent que la distribution de spin du noyau composé dans la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He}, p)^{176}\text{Lu}$  est assez similaire à celle de la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$ . Un calcul DWBA consiste en plusieurs approximations assez radicales. Les fonctions d'ondes dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie sont approximées par les solutions de la diffusion élastique. L'élément de matrice de transition dépend alors d'un facteur spectroscopique et de la

partie radiale de la fonction d'onde du deuteron transféré. Le calcul est ajusté pour reproduire l'énergie d'excitation de l'état formé dans le  $^{176}\text{Lu}$ . Les facteurs spectroscopiques s'interprètent comme le recouvrement des fonctions d'ondes du noyau  $^{174}\text{Yb}$  + deuteron et du noyau  $^{176}\text{Lu}$ . La figure 3.1 montre les distributions angulaires calculées dans la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He}, p)^{176}\text{Lu}$  pour différents spins et parités d'états formés à 7 MeV. La figure 3.2 présente le calcul de la distribution de spins du noyau composé pour une énergie incidente de 24 MeV, un angle de  $130^\circ$  et une énergie d'excitation de 7 MeV. Ces résultats ne sont qu'un guide. En effet, ce type de calcul présente plusieurs difficultés dont les plus compliquées à résoudre sont le calcul de la fonction d'onde dans la région du continuum et le calcul des facteurs spectroscopiques, ici, pris tous égaux à 1.

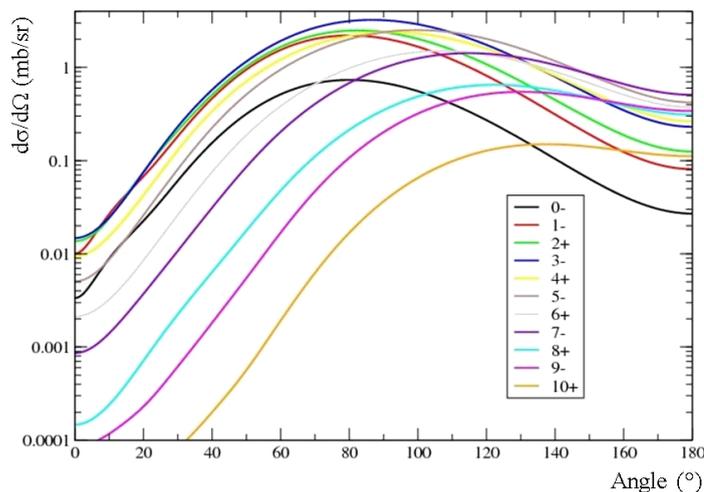


FIGURE 3.1 – Distribution angulaire (mb/sr) dans la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He}, p)^{176}\text{Lu}$  pour différents spins et parités donnés d'un état formé à 7 MeV. L'énergie incidente est de 24 MeV.

En supposant la formation d'un noyau composé, il sera possible d'avoir accès à des informations concernant les réactions suivantes (figure 3.3) :

Les voies de transfert :

- $^{174}\text{Yb}(^3\text{He}, p\gamma)^{176}\text{Lu}$  en substitut de la réaction  $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu}$ .
- $^{174}\text{Yb}(^3\text{He}, d\gamma)^{175}\text{Lu}$  en substitut de la réaction  $^{174}\text{Lu}(n, \gamma)^{175}\text{Lu}$ .
- $^{174}\text{Yb}(^3\text{He}, t\gamma)^{174}\text{Lu}$  en substitut de la réaction  $^{173}\text{Lu}(n, \gamma)^{174}\text{Lu}$ .
- $^{174}\text{Yb}(^3\text{He}, \alpha\gamma)^{173}\text{Yb}$  en substitut de la réaction  $^{172}\text{Yb}(n, \gamma)^{173}\text{Yb}$ .

Ainsi que la voie de diffusion inélastique :

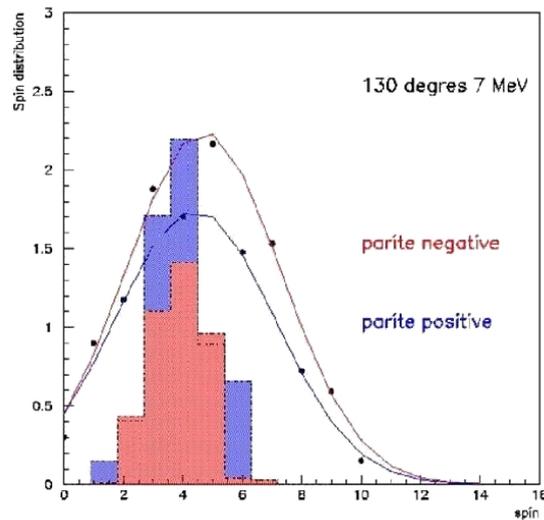


FIGURE 3.2 – Comparaison des distributions de spin dans la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He}, p)^{176}\text{Lu}$  (calcul de N. Keeley points noirs, traits rouge ou bleu selon la parité) et dans la réaction  $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu}$  (histogrammes rouge ou bleu selon la parité obtenus par un calcul TALYS) à 0.5 MeV d'énergie incidente.

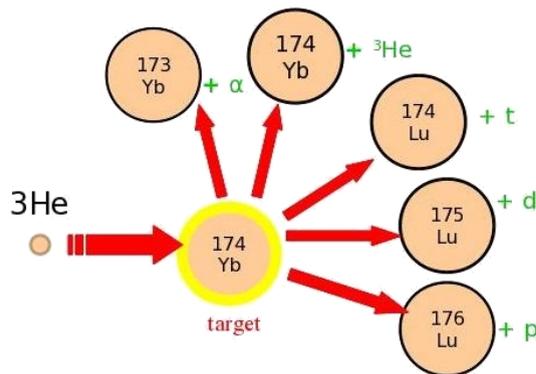
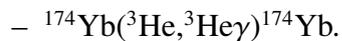


FIGURE 3.3 – Les différentes réactions possibles étudiées dans le cadre de l'expérience faite à l'IPN d'Orsay.

Dans le chapitre introductif de cette thèse, la relation 1 a montré que la section efficace  $(n, \gamma)$  est directement reliée à la section efficace de formation du noyau composé et à la probabilité d'émission  $\gamma$ . Ici, c'est cette probabilité qui a été mesurée expérimentalement telle que :

$$P_X^{CN}(E^*) = \frac{N_{coinc}(E^*)}{N_{tot}(E^*) \times \epsilon(E^*)} \quad (3.1)$$

où :

- $N_{coinc}(E^*)$  est le nombre d'éjectiles détectés en coïncidence avec les  $\gamma$  émis par le noyau composé d'intérêt.
- $N_{tot}(E^*)$  est le nombre total d'éjectiles détectés correspondant au nombre de noyaux composés formés.
- $\epsilon(E^*)$  est l'efficacité de détection.

La méthode de substitution sera testée à l'aide de la réaction :  $^{174}\text{Yb}({}^3\text{He},p\gamma){}^{176}\text{Lu}$  comme substitue à la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma){}^{176}\text{Lu}$  où la section efficace de capture neutronique radiative est bien connue.

Puis l'étude de la réaction  $^{174}\text{Yb}({}^3\text{He},t\gamma){}^{174}\text{Lu}$  sera ensuite présentée. Cette dernière est une réaction de substitution pour la capture radiative d'un neutron sur le lutécium 173. Pour ce noyau, les seules informations disponibles sont celles obtenues dans le chapitre 2 consacrée à l'étude de la réaction  $(n,\gamma)$ . L'étude complète de toutes les voies de réaction a été effectuée en parallèle avec G. Boutoux dont les résultats sont disponibles dans [7].

## 3.2 Dispositif Expérimental

### 3.2.1 Présentation globale

Cette expérience a eu lieu à l'accélérateur TANDEM à l'IPN d'Orsay. Cette machine électrostatique a une tension nominale de 15 MV. Elle permet d'accélérer des ions allant du proton à l'or. La barrière coulombienne relative à la réaction  $^{174}\text{Yb} + {}^3\text{He}$  s'élève à 19,7 MeV. Or pour les besoins de l'expérience, une cible de plomb a été aussi utilisée. C'est la barrière coulombienne de la réaction  $\text{Pb} + {}^3\text{He}$  qui a contraint l'énergie du faisceau  ${}^3\text{He}$ . Celle-ci s'élève à 24 MeV. Un faisceau d'hélium 3 de 24 MeV ayant une intensité de 20 nA a donc été utilisé.

La cible d'ytterbium 174 utilisée dans cette expérience a été fabriquée par le Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse d'Orsay (CSNSM) sur l'installation SIDONIE [8] (accélérateur permettant de séparer différents isotopes). Celle-ci est stable. Elle a une épaisseur de  $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  et a été déposée sur une fine couche de carbone ayant une épaisseur de  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Elle a été placée dans une chambre à réaction en aluminium sous vide.

Différents détecteurs ont été utilisés :

- 2 Télescopes : pour identifier l'éjectile d'intérêt et l'angle d'émission associé.
- 4 Détecteurs  $C_6D_6$  : pour mesurer la probabilité de décroissance  $\gamma$  dans une voie sélectionnée.
- 6 Détecteurs germaniums : pour mesurer l'intensité des transitions des raies  $\gamma$ , identifier le noyau résiduel et aussi mesurer la probabilité de décroissance  $\gamma$ .

Une représentation schématique du dispositif expérimental est disponible sur la figure 3.4. Le rôle de ces détecteurs va être décrit dans les sections suivantes.

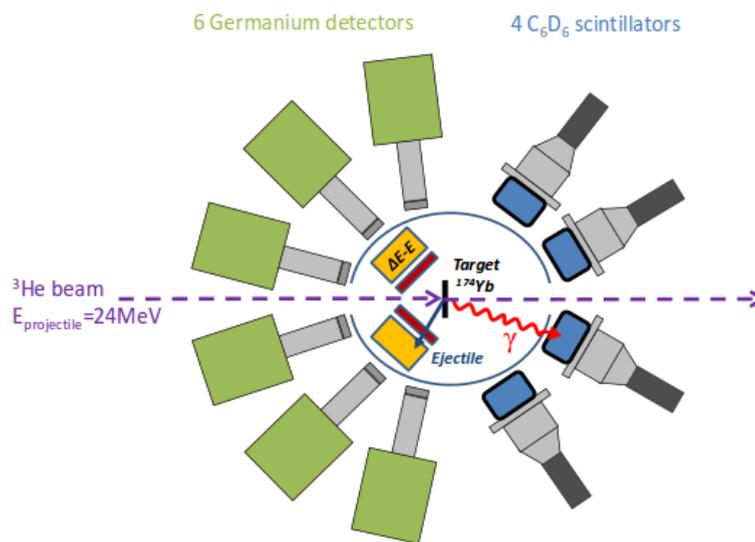


FIGURE 3.4 – Schéma du montage expérimental [7].

### 3.2.2 Détermination de l'énergie d'excitation

Dans ce paragraphe, il sera montré de quelle manière obtenir l'énergie d'excitation pour les différents noyaux composés formés. Cette détermination passe par 3 étapes, à savoir :

- L'identification des différentes éjectiles émis à l'aide des télescopes.
- La mesure de la perte d'énergie de ces particules.
- La mesure de leur angle d'émission.

L'interaction entre le faisceau  $^3\text{He}$  et la cible  $^{174}\text{Yb}$  conduit à la formation de plusieurs noyaux composés comme le montre la figure 3.3. Pour identifier le noyau composé formé, il est nécessaire d'identifier les différents éjectiles émis lors de la réaction de transfert.

Pour cela, deux télescopes placés symétriquement l'un par rapport à l'autre et à  $130^\circ$  de l'axe de faisceau ont été utilisés.

Il a été choisi de détecter les éjectiles aux angles arrières pour différentes raisons :

- Eviter que les télescopes soient aveuglés par la diffusion élastique directe du faisceau  $^3\text{He}$ .
- Minimiser les éjectiles venant des contaminants comme ceux du support en carbone ou encore de l'oxygène.
- Minimiser la contribution du "break-up" de  $^3\text{He}$ .

Dans le cadre de notre expérience, les deux télescopes utilisés sont constitués chacun de deux détecteurs nommés respectivement :  $\Delta E_1$  et  $E_{R1}$  pour le premier télescope et  $\Delta E_2$  et  $E_{R2}$  pour le deuxième. Avec un tel système de détection, il est possible d'identifier la nature de l'éjectile et de connaître son énergie cinétique. En sortie des télescopes, des signaux proportionnels à la quantité d'énergie déposée dans le  $\Delta E$  et dus à l'arrêt de l'éjectile dans le détecteur  $E_R$  sont observés.

Les  $\Delta E$  sont des détecteurs en silicium ayant une épaisseur de  $300 \mu\text{m}$ . Ils ont une surface de  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ . Ils possèdent 16 strips X et 16 strips Y. Ils ont comme particularité une couche morte extrêmement fine de l'ordre de 20 angströms.

Une couche de Mylar + aluminium de  $2 \mu\text{m}$  polarisée à  $-300 \text{ V}$  a été placée devant les  $\Delta E$  afin de se prémunir du rayonnement  $\delta e^-$  venant directement de la cible. Ces électrons peuvent avoir suffisamment d'énergie pour apporter une imprécision dans la mesure de l'énergie des éjectiles conduisant par exemple à la chute de l'amplitude du signal ou encore à la dégradation de la résolution en énergie. Des effets de bords sont aussi à considérer. Pour s'en affranchir, un cadre en nickel a été posé sur le contour des  $\Delta E$ . Cette précaution supplémentaire a pour conséquence de réduire la surface active de ces détecteurs. C'est pour cette raison que les strips X1, Y1, X16, Y16 n'ont pas été exploités.

La résolution en énergie des détecteurs  $\Delta E$  et  $E_R$  a été déterminée à l'aide d'une source  $3\alpha$ . Pour l'alpha de l'américium 241, les résultats sont répertoriés dans la table 3.1 :

	$\Delta E$	$E_R$
$\sigma$	19.3 keV	40.5 keV
<i>FWHM</i>	45 keV	95 keV

TABLE 3.1 – Résolutions totales des détecteurs  $\Delta E_1$ - $E_{R1}$  et  $\Delta E_2$ - $E_{R2}$  obtenus sur l'alpha de l'américium 241 [7].

L'identification des différents éjectiles à l'aide d'un télescope  $\Delta E$ - $E$  se base sur la formule de Bethe-Bloch qui montre que la perte d'énergie  $\Delta E$  d'une particule dépend à la fois de l'énergie cinétique  $E_c$ , de la charge  $Z$  et de la masse  $A$  de celle-ci. Cette relation

s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E_c} \quad (3.2)$$

Lorsque la matrice  $\Delta E$ - $E_R$  est tracée, il est possible d'identifier clairement les différents éjectiles produits comme l'illustre la figure 3.5.

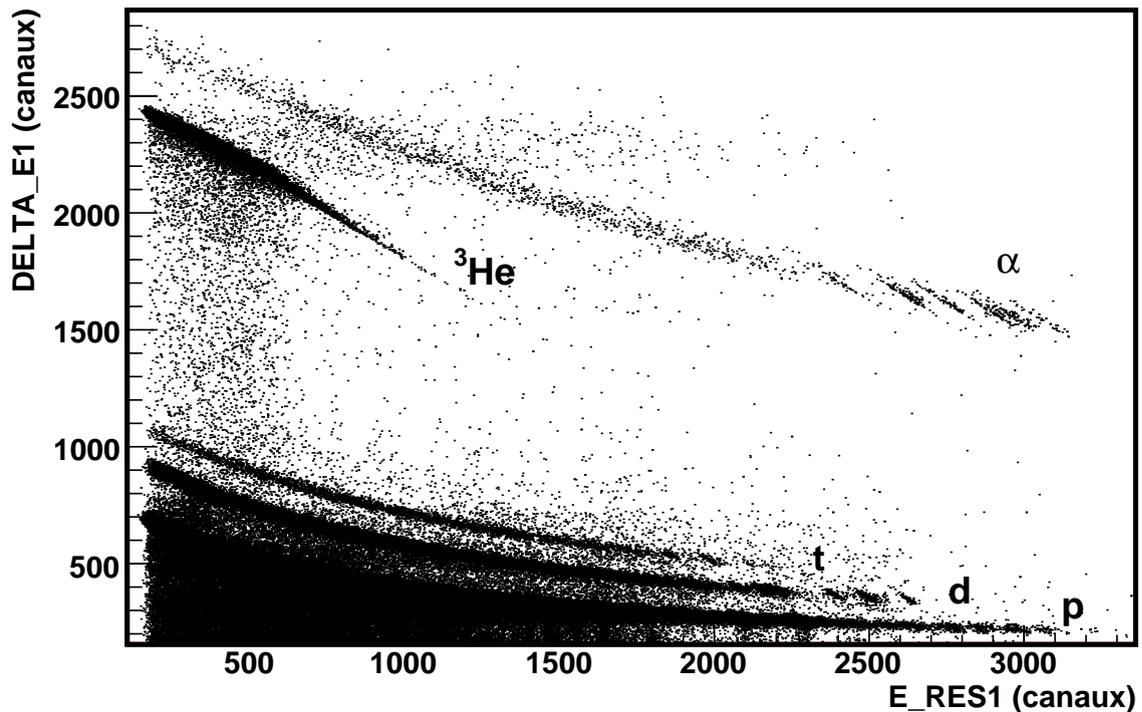


FIGURE 3.5 – Graphique représentant la perte d'énergie dans le détecteur  $\Delta E_1$  en fonction de l'énergie résiduelle  $E_{R1}$  sur une partie de la statistique pour la réaction  $^{208}\text{Pb} + {}^3\text{He}$ . Les différentes voies de réactions possibles sont : p, d, t,  ${}^3\text{He}$  et  $\alpha$ . Elles se distinguent facilement.

L'éjectile d'intérêt est ensuite sélectionné par une coupure graphique.

Avec les télescopes, l'énergie cinétique  $E_c$  de l'éjectile est déterminée précisément. Elle correspond à :

$$E_c = \Delta E + E_R \quad (3.3)$$

L'angle d'émission de l'éjectile est obtenu en identifiant le numéro des strips X et Y touchés. Pour chaque pixel correspondant à un strip X et Y précis, un angle d'émission a été déterminé. La couverture angulaire du  $\Delta E$  est comprise entre  $108^\circ$  et  $150^\circ$ .

L'énergie d'excitation du noyau composé s'obtient à partir de l'énergie cinétique et de l'angle d'émission de l'éjectile. Dans une cinématique d'une réaction à deux corps, on a :

- Un projectile nommé  $a$  ayant une masse atomique  $M_a$ , une énergie cinétique  $E_{ca}$ , et une vitesse  $\vec{v}_a$ .
- Une cible  $X$  de masse atomique  $M_X$ .

Après interaction, on a :

- Un éjectile  $b$  ayant une masse atomique  $M_b$ , une énergie cinétique  $E_{cb}$ , et une vitesse  $\vec{v}_b$ .
- Un noyau de recul noté  $Y$  ayant une masse atomique  $M_Y$ , une énergie cinétique  $E_{cY}$ , et une vitesse  $\vec{v}_Y$ .

Dans ce cas, la conservation de l'énergie impose que :

$$E_{ca} = E_{cb} + E_{cY} + E_Y^* - Q \quad (3.4)$$

Où  $Q$  est le  $Q$  de réaction,  $E_Y^*$  est l'énergie d'excitation du noyau de recul. Notons que l'énergie d'excitation de l'éjectile est considérée comme négligeable. Toute l'énergie d'excitation est transférée au noyau le plus lourd.

Par application de la conservation de l'impulsion, l'énergie d'excitation du noyau composé  $E_Y^*$  s'exprime de la façon suivante :

$$E_Y^* = \frac{M_Y Q - E_{ca}(M_a - M_Y) - E_{cb}(M_Y + M_b) + 2\sqrt{M_a M_b E_{ca} E_{cb}} \cos \theta}{M_Y} \quad (3.5)$$

L'énergie et l'angle du noyau de recul sont obtenus avec les formules suivantes :

$$E_{cY} = E_{ca} + E_{cb} - E_Y^* + Q \quad (3.6)$$

$$\theta_{cY} = \arcsin\left(\sqrt{\frac{M_b \cdot E_{cb}}{M_Y \cdot E_{cY}}} \cdot \sin(\theta)\right) \quad (3.7)$$

### 3.2.3 Détection du rayonnement $\gamma$ par les $C_6D_6$

Dans le cadre de cette expérience, la détection des rayonnements  $\gamma$  est primordiale pour mesurer la probabilité d'émission  $\gamma$ . Pour cela, 4 détecteurs  $C_6D_6$  ont été utilisés. Le  $C_6D_6$  est un détecteur à scintillation liquide rempli de benzène deutéré purifié. Le deutérium est privilégié à l'hydrogène car cet élément est beaucoup moins sensible à

la capture d'un neutron. L'émission de  $\gamma$  parasites au sein même du détecteur est ainsi fortement diminuée.

Ce type de détecteur est associé à des modules électronique Mesytec MPD4 de discrimination de forme (PSD : Pulse Shape Discriminator) permettant de séparer les photons et les neutrons. Le signal est donné par l'excitation du matériel scintillant lors du passage de ces particules. Comme l'illustre la figure 3.6, le signal rend compte de la différence en temps de relaxation après l'interaction d'un photon et d'un neutron permettant ainsi la discrimination.

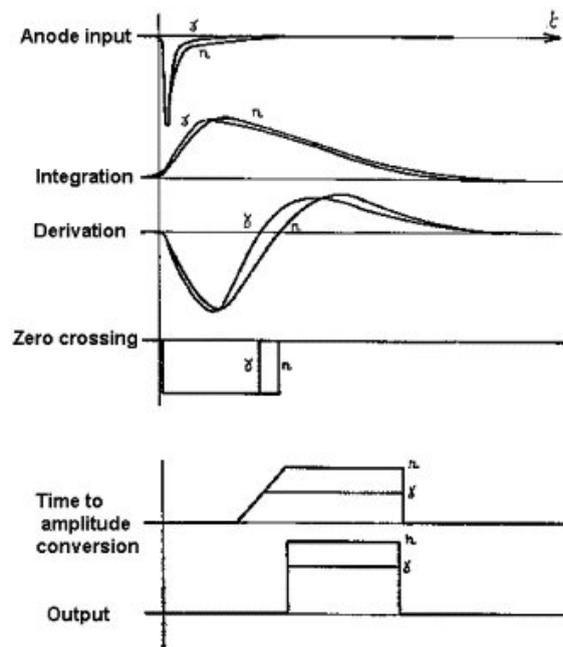


FIGURE 3.6 – Schéma expliquant la méthode pour différencier le temps de relaxation d'un neutron et celui d'un photon au sein du  $C_6D_6$  [9].

Lors de l'interaction d'un photon, la lumière produite dans la cellule vient principalement de la diffusion Compton. Celle-ci domine ici à cause du faible numéro atomique du liquide scintillant. Ce liquide est constitué de molécules aromatiques. La particularité de ces molécules est de posséder des électrons délocalisés (appelés électrons  $\pi$ ). Ce type d'électron, à la suite d'une excitation par un  $\gamma$  incident, changent de transition électronique en émettant à leur tour des photons. Cette fluorescence est caractérisée par l'émission rapide de lumière ayant une durée de vie de l'ordre de la nanoseconde.

La distance cible- $C_6D_6$  est de 90 mm. Chaque détecteur a été placé à  $45^\circ$  par rapport au plan horizontal et à un angle de  $30^\circ$  par rapport à l'axe faisceau (voir figures 3.4 et 3.8). La cellule contenant le liquide scintillant a un diamètre de 106 mm et une épaisseur de 76.2 mm. Cette cellule est couplée à un photomultiplicateur (PM) par un guide de lumière.

Les photons de luminescence produits sont ensuite transformés en électrons au

niveau de la photocathode du PM. Pour être exploitable, le signal électrique émis est ensuite amplifié par une série de dynodes et récupéré à l'anode. L'amplitude de ce signal électrique est directement proportionnel à l'énergie de l'électron Compton.

L'énergie de cet électron vaut :

$$E_{e^-} = E_0 - E_\gamma = E_0 - \frac{E_0}{1 + E_0 \frac{1 - \cos \theta}{m_e c^2}} \quad (3.8)$$

Où :

- $E_0$  est l'énergie du photon incident.
- $E_{e^-}$  est l'énergie de l'électron de recul.
- $m_e c^2 = 0,511$  MeV.
- $\theta$  est l'angle de déflexion du photon.

Un neutron peut être détecté par un détecteur  $C_6D_6$  grâce au recul d'un proton qui participe au processus de diffusion. Ce proton ne va pas exciter les mêmes états moléculaire que les électrons. A l'intérieur du scintillateur la lumière produite par le recul d'un proton est plus petite que celle produite par effet Compton. C'est pourquoi, pour une même énergie initiale, l'amplitude du signal produit par le passage d'un neutron sera différent de celui produit par un  $\gamma$  Compton.

En traçant l'amplitude du module TAC en fonction du signal  $C_6D_6$ , la discrimination n/ $\gamma$  est possible en appliquant un coupure graphique comme le montre la figure 3.7.

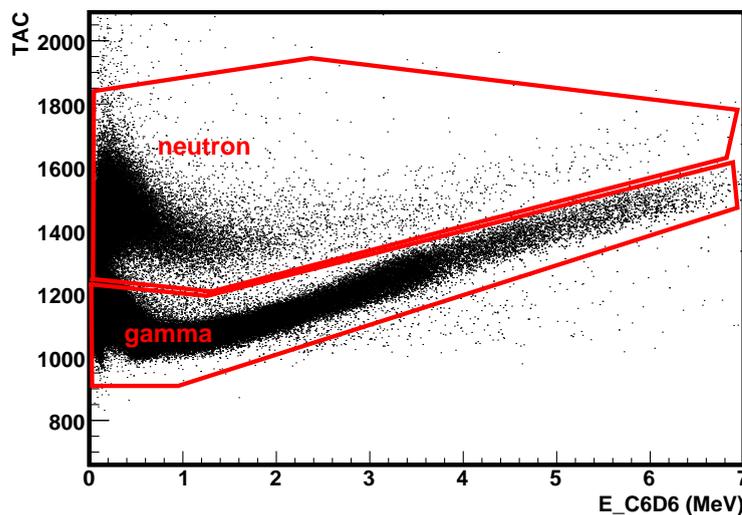


FIGURE 3.7 – Exemple pour illustrer la discrimination neutron/ $\gamma$  à l'aide du signal PSD en fonction de l'énergie d'un  $C_6D_6$ .

### 3.2.4 Détection du rayonnement $\gamma$ par les germaniums

Pour les besoins de l'expérience, six détecteurs germaniums 70% ont été utilisés. Ils ont été placés aux angles arrières à une distance de 90,5 mm de la cible comme le montre la figure 3.8. Ils offrent une excellente résolution en énergie par rapport au  $C_6D_6$ . Ce semi-conducteur permet d'effectuer principalement de la spectroscopie  $\gamma$ . Ici les détecteurs germaniums ont servi à identifier sans ambiguïté le noyau résiduel. De plus, les différentes raies vont permettre d'obtenir également la probabilité d'émission  $\gamma$ .

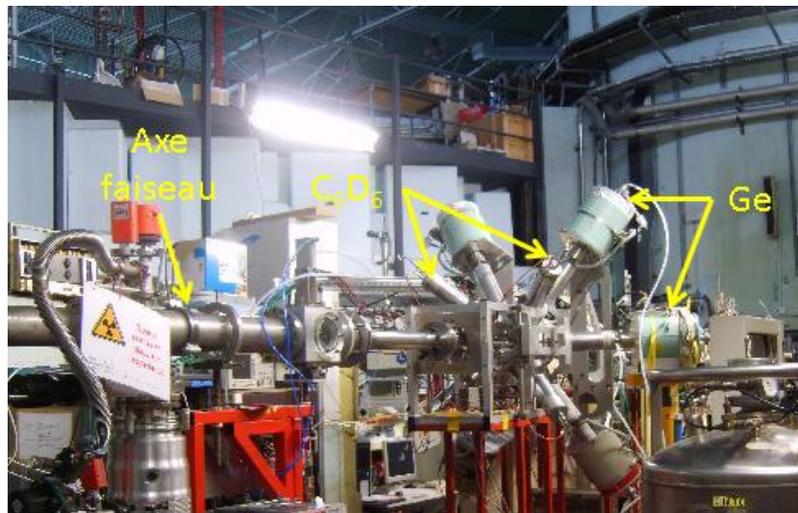


FIGURE 3.8 – Photo du dispositif expérimental.

### 3.2.5 Electronique et acquisition des données

Les données de cette expérience ont été obtenues avec le système d'acquisition GANIL contenant plusieurs cartes VME :

- deux modules ADC à 32 voies (CAEN V785).
- un module ADC à 16 voies (CAEN V785N).
- un module TDC à 16 voies (CAEN V775N).

Un module TGV (Trigger Generic VME) est utilisé pour déclencher l'acquisition. Le TGV permet de sélectionner les événements simples ou les événements en coïncidence pour chaque détecteur et dans différentes configurations. Pour la mesure de la probabilité d'émission  $\gamma$ , les éjectiles émis doivent être détectés en coïncidence avec un  $\gamma$  vu par un germanium ou un  $C_6D_6$ .

L'acquisition est déclenchée en mode "single" lorsque le télescope 1 ou le télescope 2 est touché. Un signal télescope est défini comme étant la coïncidence entre un signal  $\Delta E$

et un signal  $E_R$ . Le signal  $\Delta E$  est quant à lui le OU logique sur les strips Y.

Pour un événement en coïncidence, un TDC 16 voies a mesuré le temps entre le déclenchement de l'acquisition et les détecteurs  $C_6D_6$  (ou les détecteurs germaniums).

## 3.3 Analyse des données

### 3.3.1 Introduction

L'ensemble des données brutes a été stocké sur disques durs. Ces données ont été transformées à l'aide d'un programme de relecture pour obtenir des fichiers utilisables sous l'environnement d'analyse ROOT [10]. Ces fichiers se présentent sous forme d'arbre ("Tree"). Cet arbre est une matrice construite événement par événement et contient tous les paramètres d'intérêt pour l'analyse, comme :

- les signaux dans les deux détecteurs  $E_{R1}$  et  $E_{R2}$ .
- les signaux dans les détecteurs  $C_6D_6$ .
- les TAC des détecteurs  $C_6D_6$ .
- les signaux des 6 détecteurs germaniums.
- les signaux de chaque strip X du  $\Delta E_1$  et du  $\Delta E_2$ .
- les signaux de chaque strip Y du  $\Delta E_1$  et du  $\Delta E_2$ .
- les temps des 4 détecteurs  $C_6D_6$ .
- les temps des 6 détecteurs germaniums.

Après un tri des événements, la première étape de cette analyse consiste à étalonner en énergie les différents détecteurs utilisés. La deuxième étape sera l'analyse des voies de réaction suivantes :

- $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p\gamma)^{176}\text{Lu}$  pour tester la validité de la méthode de substitution sur la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$  où des données existent.
- $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t\gamma)^{174}\text{Lu}$  pour une comparaison avec la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)^{174}\text{Lu}$ .

### 3.3.2 Etalonnage des détecteurs

#### 3.3.2.1 Les détecteurs germaniums

La figure 3.9 montre un spectre en énergie d'euporium 152 après la calibration des détecteurs Ge. La résolution est de 2 keV à 1 MeV. Sur la figure 3.10, l'efficacité totale des 6 détecteurs germaniums en fonction de l'énergie est présentée.

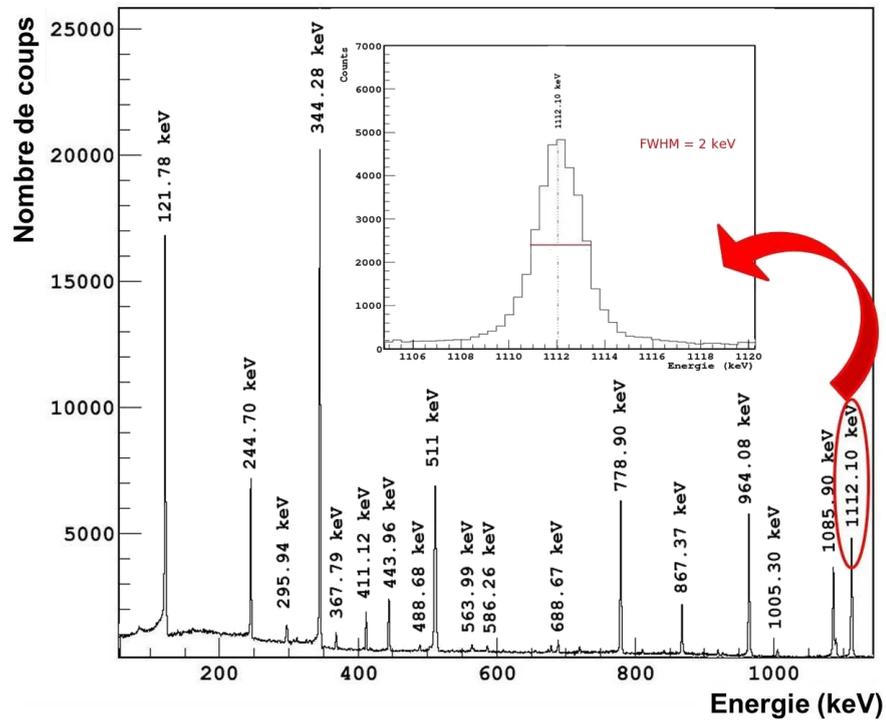


FIGURE 3.9 – Exemple de spectre calibré en énergie de l'euporium 152 pour le germanium n°1.

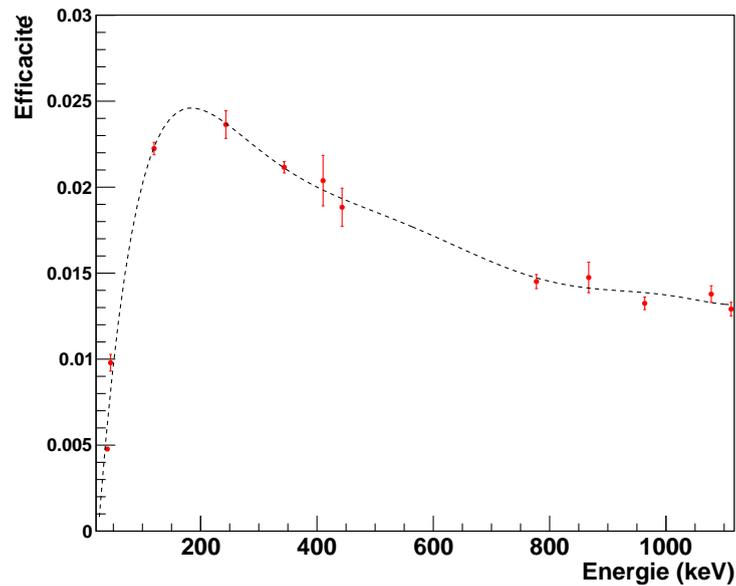


FIGURE 3.10 – Efficacité totale de détection pour les détecteurs germaniums. La courbe est un ajustement passant par les points expérimentaux.

### 3.3.2.2 Les télescopes

Les deux télescopes ont été calibrés avec la réaction suivante :  $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\text{d})^{209}\text{Bi}$ . Pour cela, une cible de  $^{208}\text{Pb}$  de  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  déposée sur un support en carbone a été utilisée.

La calibration a été effectuée sur l'état fondamental et les cinq premiers états excités du  $^{209}\text{Bi}$ . L'énergie de ces différents états ainsi que le Q de réaction sont donnés par le tableau 3.2.

Réaction	Energie d'excitation (MeV)	Q (Mev)
$^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\text{d})^{209}\text{Bi}$	0.0 0.896 1.608 2.826 3.119 3.638	-1.696

TABLE 3.2 – Energies d'excitations des 5 premiers états du  $^{209}\text{Bi}$  utilisés pour la calibration des télescopes et le Q de réaction associé à la réaction  $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\text{d})^{209}\text{Bi}$ .

La démarche pour effectuer la calibration a été la suivante :

- Sur la figure 3.5 représentant la perte d'énergie dans le détecteur  $\Delta E$  en fonction de l'énergie résiduelle laissée dans le détecteur  $E_R$ , des structures discrètes associées aux états excités du  $^{209}\text{Bi}$  sont visibles sur la voie deuton (noté d sur la figure). Des contours graphiques ont été dessinés pour sélectionner chacun de ces états excités.
- Ces contours ont été ensuite projetés sur les axes  $\Delta E$  et  $E_R$  pour déterminer les valeurs des canaux correspondant.
- Ces canaux ont été ensuite associés à des calculs cinématiques de pertes d'énergie effectués avec le logiciel SRIM pour remonter à l'énergie cinétique du deuton incident.
- Par régression linéaire, les valeurs des coefficients de calibrations des deux  $\Delta E$  et des deux  $E_R$  ont pu ainsi être extraites.

La figure 3.11 montre un spectre en énergie d'excitation du  $^{209}\text{Bi}$  après la calibration des télescopes. La résolution expérimentale en énergie d'excitation est directement obtenue par ce spectre. La résolution totale (téléscope 1 + télescope 2) est de 70 keV.

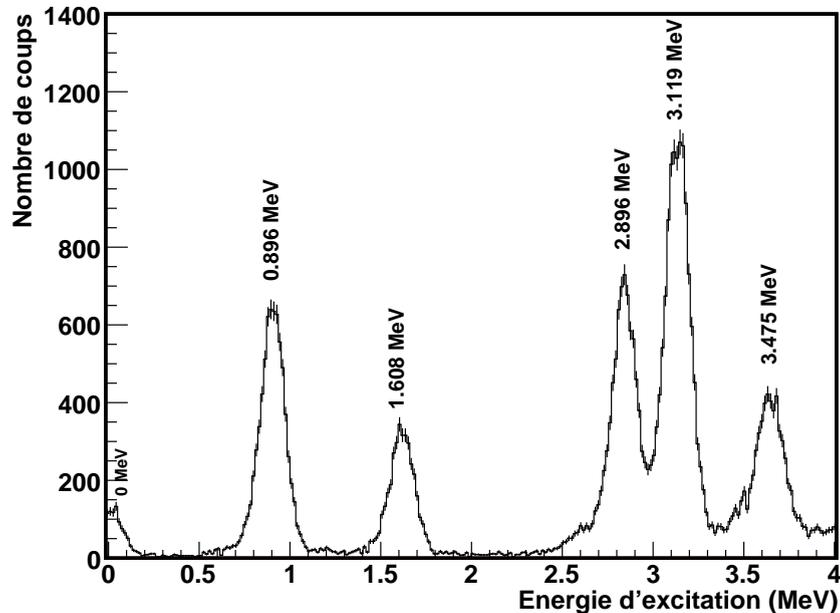


FIGURE 3.11 – Spectre calibré en énergie d'excitation  $E^*$  pour le  $^{209}\text{Bi}$  pour les deux télescopes.

La calibration déterminée ici a été utilisée pour les voies proton et triton.

### 3.3.3 Réduction des données

Un premier traitement est tout d'abord effectué sur les données. Ce travail préliminaire consiste à prendre en compte que les vrais événements. Un événement est défini comme vrai seulement si un seul télescope est touché et que si un seul strip en X et un seul strip en Y sont aussi touchés. Les événements ne correspondant pas à cette description ont été éliminés. Ils représentaient 5% de la statistique totale.

La deuxième étape consiste à effectuer une coupure graphique pour choisir la voie de réaction. Comme l'illustre la figure 3.12, cette coupure a été directement faite sur le spectre représentant la perte d'énergie dans le détecteur  $\Delta E$  en fonction de l'énergie résiduelle  $E_R$ .

Ensuite, pour la mesure de la probabilité d'émission  $\gamma$ , il faut déterminer les spectres en énergie des éjectiles en coïncidence avec les  $\gamma$  détectés par un des  $C_6D_6$ . Pour cela, une coupure en temps est appliquée. Cette coupure prend en compte les événements en coïncidence entre un télescope et un  $C_6D_6$  dans une fenêtre de 37 ns.

La troisième étape concerne la discrimination neutron/ $\gamma$  décrite dans la section 3.2.3. Elle s'applique aussi à l'aide d'une coupure graphique.

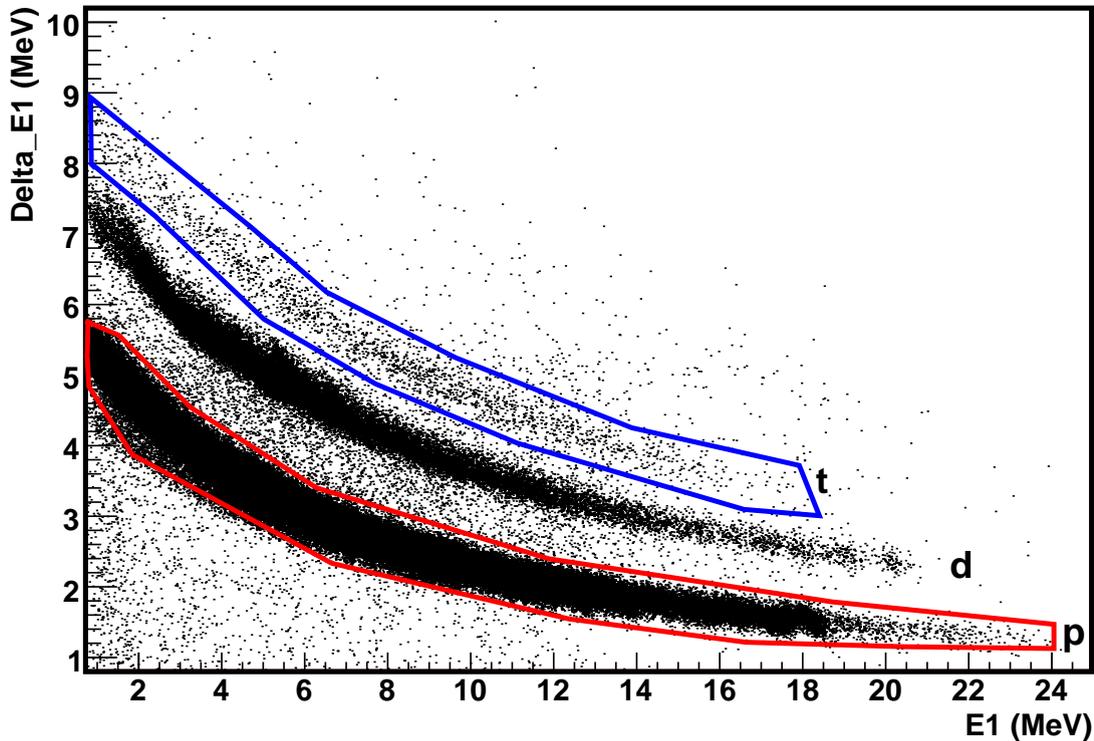


FIGURE 3.12 – Spectre représentant la perte d'énergie dans le  $\Delta E$  versus l'énergie résiduelle laissée dans  $E_R$ . Une coupure graphique permet de choisir la voie de réaction à étudier. Ici, une coupure sur la voie proton (en rouge) et une coupure sur la voie triton (en vert) sont représentées.

Une autre étape importante dans la réduction des données est la correction des événements venant de l'émission  $\gamma$  qui suit l'émission d'un neutron ( $n, n'\gamma$ ). La figure : 3.13 et 3.14 montre l'évolution du spectre en énergie  $\gamma$  venant des  $C_6D_6$  en fonction de l'énergie d'excitation. Lorsque l'énergie d'excitation est supérieure à l'énergie de séparation neutron, le spectre  $\gamma$  est contaminé par des  $\gamma$  qui suivent l'émission d'un neutron.

Les énergies de séparation neutron pour les réactions d'intérêt sont :

- de 6,28 MeV pour la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He}, p\gamma)^{176}\text{Lu}^*$ .
- de 6,76 MeV pour la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He}, t\gamma)^{174}\text{Lu}^*$ .

Pour supprimer la contribution des  $\gamma$  venant de la voie ( $n, n'\gamma$ ), un seuil en énergie sur les  $\gamma$  détectés par les  $C_6D_6$  a été appliqué. Cependant, afin de réduire les erreurs statistiques, un seuil variable sur l'énergie des  $\gamma$  vu par les  $C_6D_6$  a été privilégié. Celui-ci augmente avec l'énergie d'excitation.

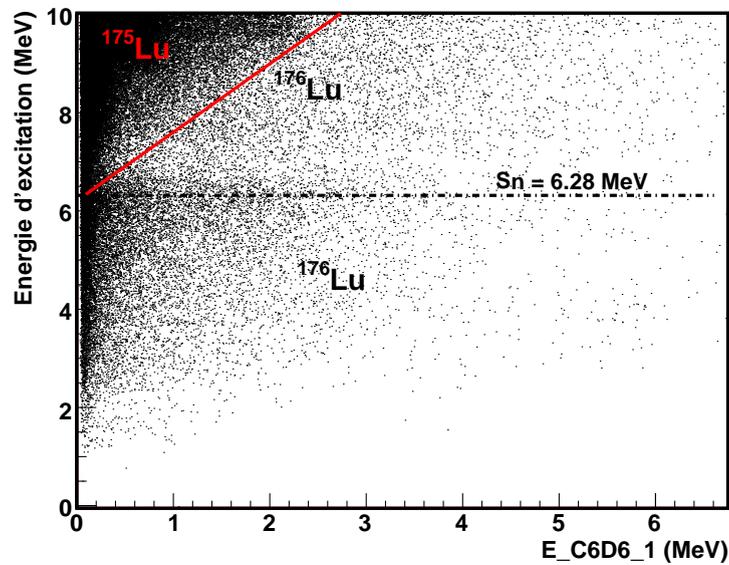


FIGURE 3.13 – Spectre représentant l'énergie d'excitation vs l'énergie déposée dans le détecteur  $C_6D_6$  1 dans le cadre de la réaction  $^{174}\text{Yb}({}^3\text{He},p\gamma){}^{176}\text{Lu}^*$ . En dessous de la ligne rouge, c'est-à-dire à  $E_\gamma > (E_{exc} - Sn)$ , il ne peut pas y avoir la contribution de la voie ( ${}^3\text{He},pn\gamma$ ).

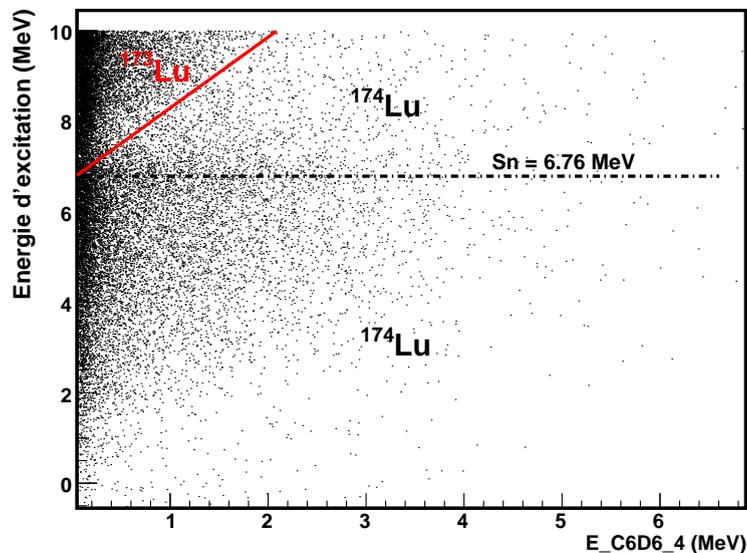


FIGURE 3.14 – Spectre représentant l'énergie d'excitation vs l'énergie déposée dans le détecteur  $C_6D_6$  1 dans le cadre de la réaction  $^{174}\text{Yb}({}^3\text{He},t\gamma){}^{174}\text{Lu}^*$ . En dessous de la ligne rouge, c'est-à-dire à  $E_\gamma > (E_{exc} - Sn)$ , il ne peut pas y avoir la contribution de la voie ( ${}^3\text{He},tn\gamma$ ).

Les valeurs des seuils à appliquer ont été déterminées d'après les émissions  $\gamma$  disponibles à l'annexe E pour :

- Le noyau  $^{175}\text{Lu}^*$  qui correspond au noyau résiduel formé à l'ouverture de la voie neutron  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},pn\gamma)$ .
- Le noyau  $^{173}\text{Lu}^*$  mais dans la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},tn\gamma)$ .

Les différents seuils appliqués sont donnés dans le tableau 3.3.

TABLE 3.3 – Seuils en énergie des  $\text{C}_6\text{D}_6$  utilisés pour chaque voie de réaction selon la gamme d'énergie d'excitation considérée.

Voie de réaction	Energie d'excitation (MeV)	Seuil $\text{C}_6\text{D}_6$ (keV)
$^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}$	$0 \leq E^* \leq 6.56$	100
	$6.56 \leq E^* \leq 6.92$	400
	$6.92 \leq E^* \leq 10$	450
$^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}$	$0 \leq E^* \leq 7.06$	100
	$7.06 \leq E^* \leq 7.18$	360
	$7.18 \leq E^* \leq 10$	640

La dernière étape à considérer pour le traitement des données concerne la soustraction des événements carbone provenant du support de la cible d'ytterbium. La présence du carbone va biaiser la mesure de la probabilité d'émission  $\gamma$  en apportant un nombre d'éjectiles supplémentaires.

Pour supprimer la contribution du carbone pour la voie proton et triton, une mesure sur une cible de carbone de  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  a été effectuée dans les mêmes conditions expérimentales que pour la cible d'ytterbium. Les données provenant de ces deux mesures ont été normalisées en considérant le pic le plus intense du spectre en  $E^*$  de la réaction  $^{12}\text{C}(^3\text{He},p)^{14}\text{N}$ .

La soustraction suit la relation suivante :

$$N_{\text{Yb}}(E^*) = N_{\text{Yb+C}}(E^*) - \alpha \times N_{\text{C}}(E^*) \quad (3.9)$$

Où :

- $N_{\text{Yb}}(E^*)$  : est le nombre d'éjectiles provenant de la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)$ .
- $N_{\text{Yb+C}}(E^*)$  : est le nombre d'éjectiles lié à la cible d'ytterbium sur son support en carbone.
- $N_{\text{C}}(E^*)$  : est le nombre d'éjectiles lié à la cible de carbone.
- $\alpha$  : est le facteur de normalisation et vaut ici  $2,08 \pm 0,02$ . Il ne dépend pas de la voie de réaction étudiée ni de l'angle d'émission de l'éjectile. Ce facteur est obtenu

par le rapport de l'intégrale sous le pic du  $^{14}\text{N}$  formé par la réaction  $^{12}\text{C}(^3\text{He},\text{p})^{14}\text{N}$  obtenus pour les deux cibles.

La figure 3.15 montre le résultat de la soustraction du carbone pour la voie triton.

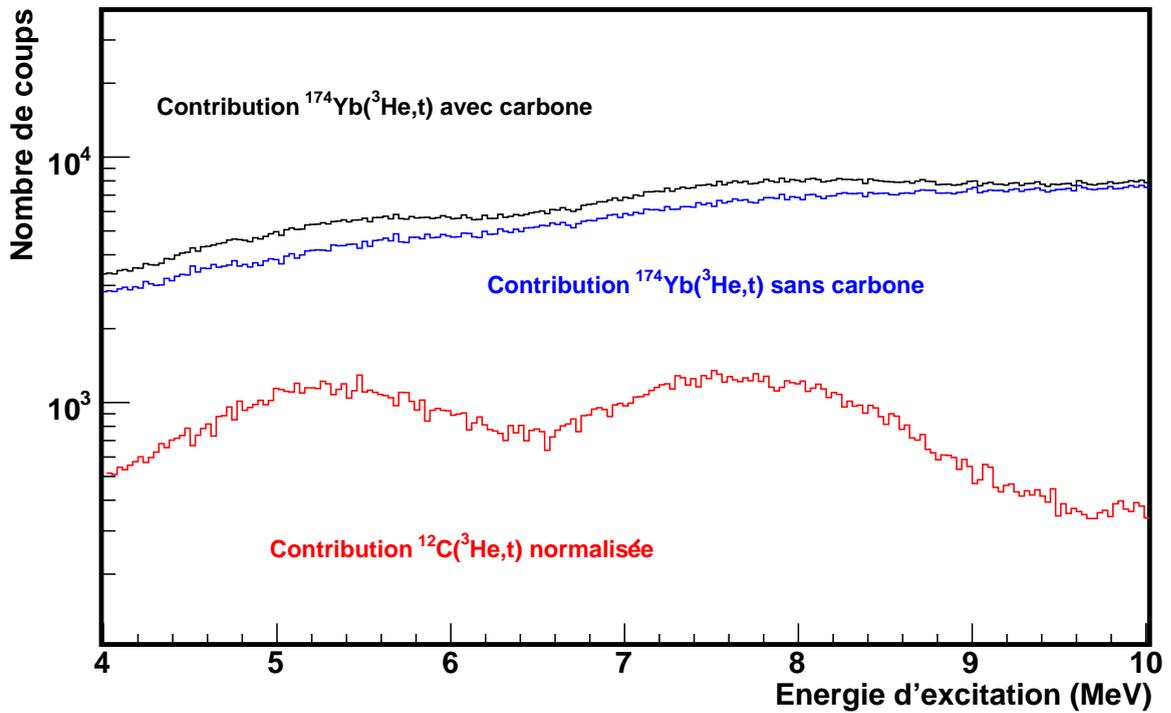


FIGURE 3.15 – Spectre en énergie d'excitation pour la voie triton. La courbe noire représente  $N_{Yb+C}(E^*)$ , la rouge représente  $N_C(E^*)$  normalisée avec le facteur 2,08 et la courbe bleue donne le résultat de la soustraction  $N_{Yb}(E^*)$ .

## 3.4 Résultats

### 3.4.1 Détermination de l'efficacité de détection de la cascade $\gamma$ pour les $C_6D_6$

Les détecteurs utilisés ici ont une faible efficacité de détection  $\gamma$ . Celle-ci dépend de l'énergie des  $\gamma$  émis et de la multiplicité de la cascade  $\gamma$ .

Pour obtenir l'efficacité, une technique utilisant des fonctions de poids est envisageable. Cette méthode est assez complexe à mettre en oeuvre et demande une détermination très précise des fonctions de réponses des détecteurs sur une large plage en énergie. Pour plus d'information sur cette méthode, se référer à [12].

Ici, une technique plus simple et mise au point dans cette expérience a été envisagée pour obtenir l'efficacité de détection de la cascade  $\gamma$  au voisinage de l'énergie de séparation neutron. Elle se présente sous le nom d'EXEM (EXtrapolated Efficiency Method) ou de méthode à efficacité constante que l'on peut retrouver aux références [7] et [13].

L'EXEM est basée sur l'hypothèse que l'efficacité de détection de la cascade  $\gamma$  est indépendante de l'énergie d'excitation. Ceci a été vérifié par un calcul TALYS [1] en observant l'énergie des  $\gamma$  émis ainsi que la multiplicité  $\gamma$  dans le cadre de la réaction  $(n,\gamma)$ . La figure 3.16 présente les résultats obtenus pour ces deux quantités. Elles s'avèrent relativement constantes au dessus du seuil de séparation neutron. Par conséquent, il semble raisonnable de considérer une efficacité de détection constante pour des énergies d'excitation se situant à proximité du Sn pour ce type de noyau.

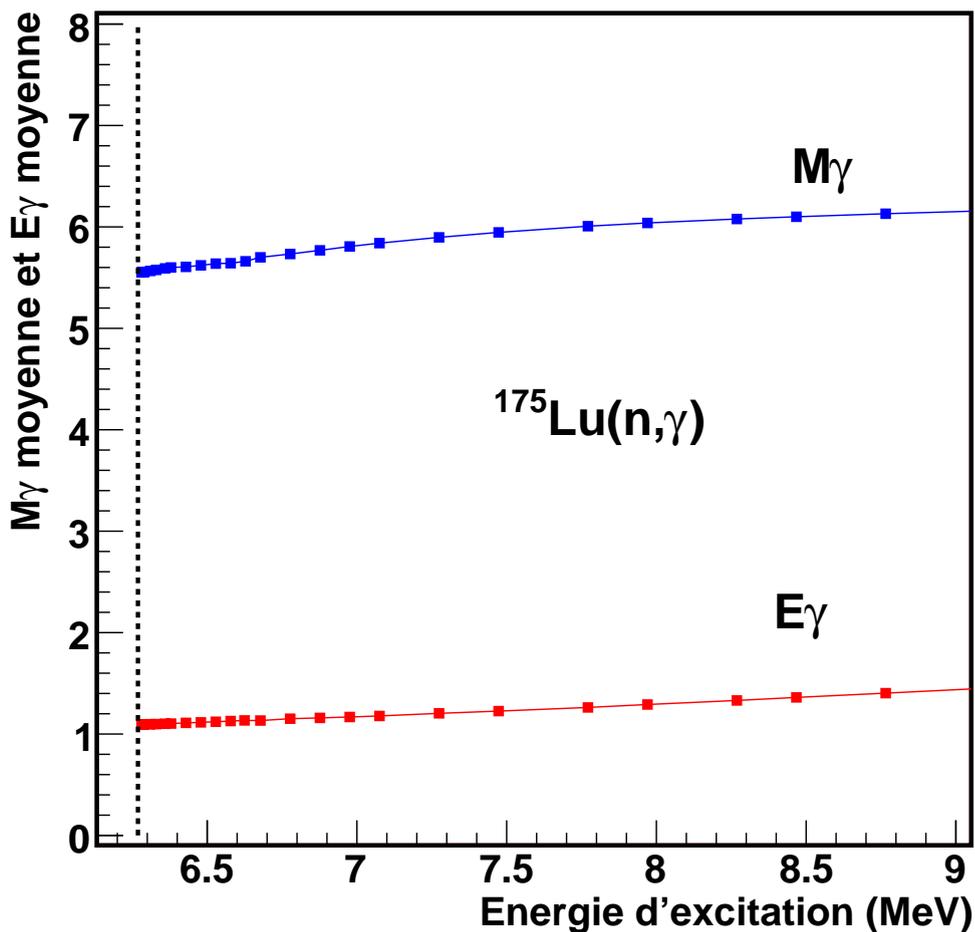


FIGURE 3.16 – Calculs TALYS de l'énergie moyenne des  $\gamma$  émis dans une cascade et de la multiplicité en fonction de l'énergie d'excitation pour la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}^*$ .

Par définition, en dessous du seuil de séparation neutron, seuls des  $\gamma$  peuvent être émis. Par conséquent, la probabilité d'émission  $\gamma$  est égale à 1. En considérant l'expression suivante pour cette probabilité :

$$P_{\gamma}(E^* < Sn) = 1 = \frac{N_c(E^* < Sn)}{N(E^* < Sn) \times \epsilon_{\gamma}} \quad (3.10)$$

Avec :

- $N_c(E^* < Sn)$  représentant le nombre d'éjectiles comptés en coïncidence pour une énergie d'excitation située sous le Sn.
- $N(E^* < Sn)$  représentant le nombre total d'éjectiles pour une énergie d'excitation située sous le Sn.

### 3.4.2 Obtention de la probabilité d'émission $\gamma$ avec les $C_6D_6$

En prenant en compte les différents éléments décrits précédemment, la probabilité d'émission  $\gamma$  s'exprime pour une énergie d'excitation donnée et une voie de réaction de la manière suivante :

$$P_{\gamma}(E^*) = k \times \frac{N_{Yb+C}^{coinc}(E^*) - \alpha \times N_C^{coinc}(E^*)}{N_{Yb+C}^{tot}(E^*) - \alpha \times N_C^{tot}(E^*)} \quad (3.11)$$

Où :

- $N_{Yb+C}^{coinc}(E^*)$  est le nombre de réactions comptées en coïncidence sur les runs ytterbium.
- $N_C^{coinc}(E^*)$  est le nombre de réactions comptées en coïncidence sur les runs carbone.
- $N_{Yb+C}^{tot}(E^*)$  est le nombre total de réactions sur les runs ytterbium.
- $N_C^{tot}(E^*)$  est le nombre total de réactions sur les runs carbone.
- $\alpha$  est le coefficient de normalisation du carbone.
- $k$  est le coefficient de normalisation à 1 de la probabilité d'émission  $\gamma$ .

Les probabilités d'émission  $\gamma$  pour la voie proton et triton sont présentées sur les figures 3.17 et 3.18. Elles sont en bon accord avec l'analyse menée par G. Boutoux [7] :

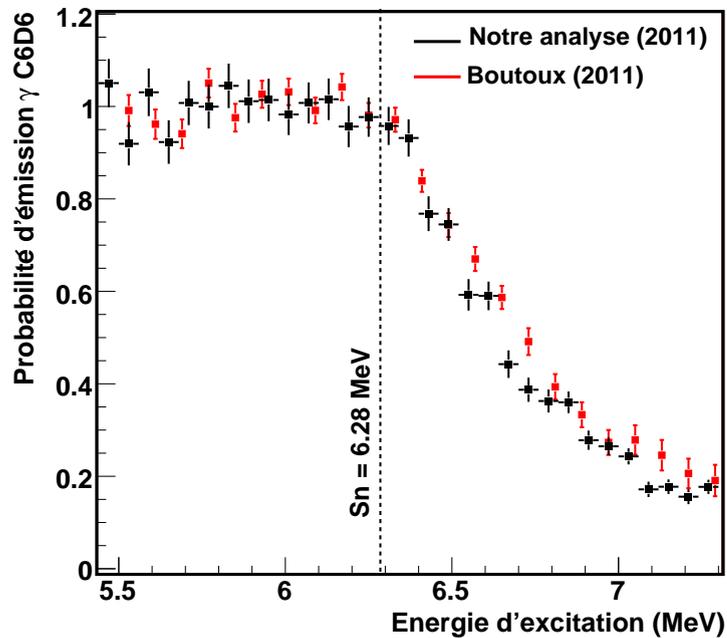


FIGURE 3.17 – Probabilité d'émission  $\gamma$  pour la voie proton  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}^*$ . Avant la normalisation à 1, l'efficacité a été déterminée comme étant égale à 8.15 %.

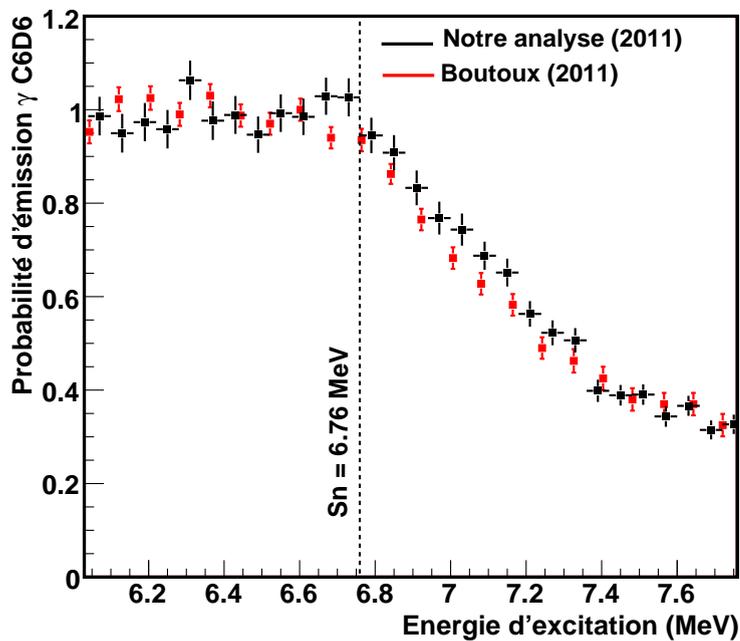


FIGURE 3.18 – Probabilité d'émission  $\gamma$  pour la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}^*$ . Avant la normalisation à 1, l'efficacité a été déterminée comme étant égale à 8.05 %.

Les différentes sources d'erreur sur la probabilité d'émission  $\gamma$  sont :

- L'erreur statistique sur le nombre de noyaux comptés en coïncidence sur les runs ytterbium noté  $\Delta N_c$  pour une voie donnée.
- L'erreur statistique sur le nombre de noyaux comptés en coïncidence sur les runs carbone noté  $\Delta C_c$ .
- L'erreur statistique sur le nombre total de noyaux sur les runs ytterbium noté  $\Delta N$  pour une voie donnée.
- L'erreur statistique sur le nombre total de noyaux sur les runs carbone noté  $\Delta C$ .
- L'erreur sur l'évaluation du coefficient de normalisation du carbone noté  $\Delta\alpha$ .
- L'erreur sur l'évaluation du coefficient de normalisation à 1 de la probabilité d'émission  $\gamma$  noté  $\Delta k$ .

L'erreur sur  $P_\gamma(E^*)$  a été calculée de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \Delta P_\gamma^2 = & \left(\frac{dP_\gamma}{dk}\right)^2 \Delta k^2 + \left(\frac{dP_\gamma}{d\alpha}\right)^2 \Delta\alpha^2 + \left(\frac{dP_\gamma}{dN}\right)^2 \Delta N^2 \\ & + \left(\frac{dP_\gamma}{dN_c}\right)^2 \Delta N_c^2 + \left(\frac{dP_\gamma}{dC}\right)^2 \Delta C^2 + \left(\frac{dP_\gamma}{dC_c}\right)^2 \Delta C_c^2 \end{aligned} \quad (3.12)$$

Soit finalement :

$$\Delta P_\gamma^2 = P_\gamma^2 \left[ \frac{\Delta N_c^2 + \alpha^2 \Delta C_c^2}{(N_c - \alpha C_c)^2} + \frac{\Delta N^2 + \alpha^2 \Delta C^2}{(N - \alpha C)^2} + \Delta\alpha^2 \left( \frac{-\Delta C_c}{N_c - \alpha C_c} + \frac{\Delta C}{N - \alpha C} \right) \right] + \frac{P_\gamma^2}{k^2} \Delta k^2 \quad (3.13)$$

A noter que dans ce travail, la méthode de substitution est testée pour savoir si cette technique est utilisable sur les réactions  $(n,\gamma)$ . En aucun cas, il ne s'agit de déterminer avec une précision exacte les sections efficaces. C'est pourquoi, il a été choisi de négliger ici les termes de covariance entre les différentes erreurs.

### 3.4.3 Probabilité d'émission $\gamma$ avec les germaniums

Les 6 détecteurs germaniums sont une autre alternative pour effectuer l'analyse des données et obtenir la probabilité d'émission  $\gamma$ .

Tout comme pour l'analyse effectuée avec les  $C_6D_6$ , seuls les  $\gamma$  vus par un germanium en coïncidence avec un éjectile détecté par un télescope  $\Delta E - E_R$  sont considérés. Les spectres  $\gamma$  ainsi générés vont pouvoir permettre de faire une analyse spectroscopique des différents noyaux composés. Ces spectres ont été obtenus dans une gamme en énergie

allant de 50 keV jusqu'à 1,5 MeV environ.

Pour des raisons statistiques, les  $\gamma$  prompts et retardés ont été inclus dans ces spectres en utilisant une fenêtre de coïncidence en temps de 320 ns.

Pour la voie proton et triton, les spectres germaniums ont été analysés pour deux gammes d'énergie d'excitation :

- Zone 1 : De 0 au Sn où la seule voie de décroissance envisageable pour le noyau composé est l'émission de  $\gamma$ .
- Zone 2 : Entre Sn + 600 keV et Sn + 2 MeV où la voie de décroissance par émission de neutron est largement favorisée pour le noyau composé.

Les spectres germaniums correspondant à ces différentes zones sont visibles sur les figures 3.19 et 3.20. Le spin et la parité de départ de chaque transition sont donnés sur les mêmes figures pour les zones 1 et 2.

Ces nouvelles informations vont permettre d'appliquer une méthode alternative pour obtenir la probabilité d'émission  $\gamma$ .

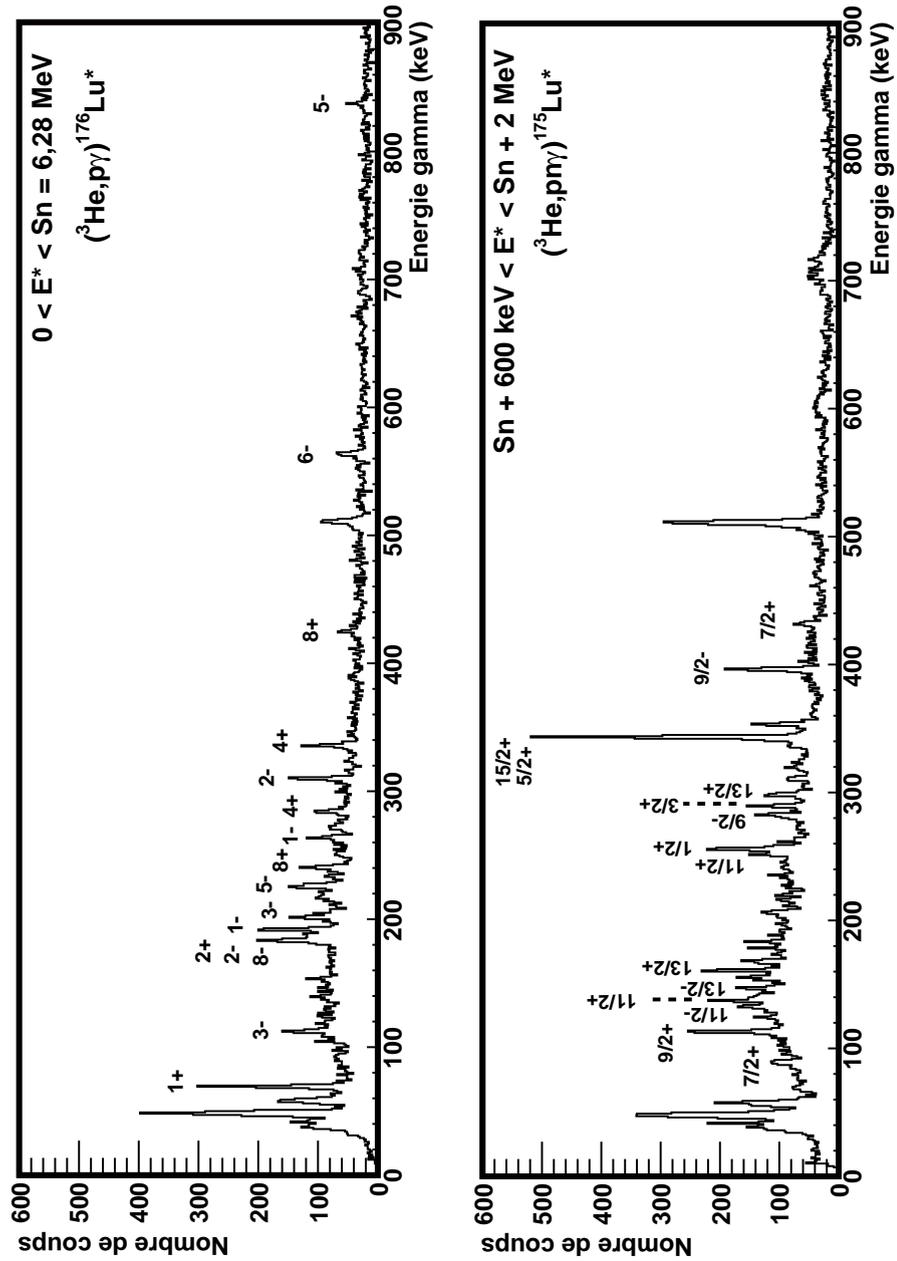


FIGURE 3.19 – Spectres  $\gamma$  obtenus avec les détecteurs germaniums pour les réactions  $({}^3\text{He}, p){}^{176}\text{Lu}^*$  et  $({}^3\text{He}, pn){}^{175}\text{Lu}^*$  après application de coupures en  $E^*$ .

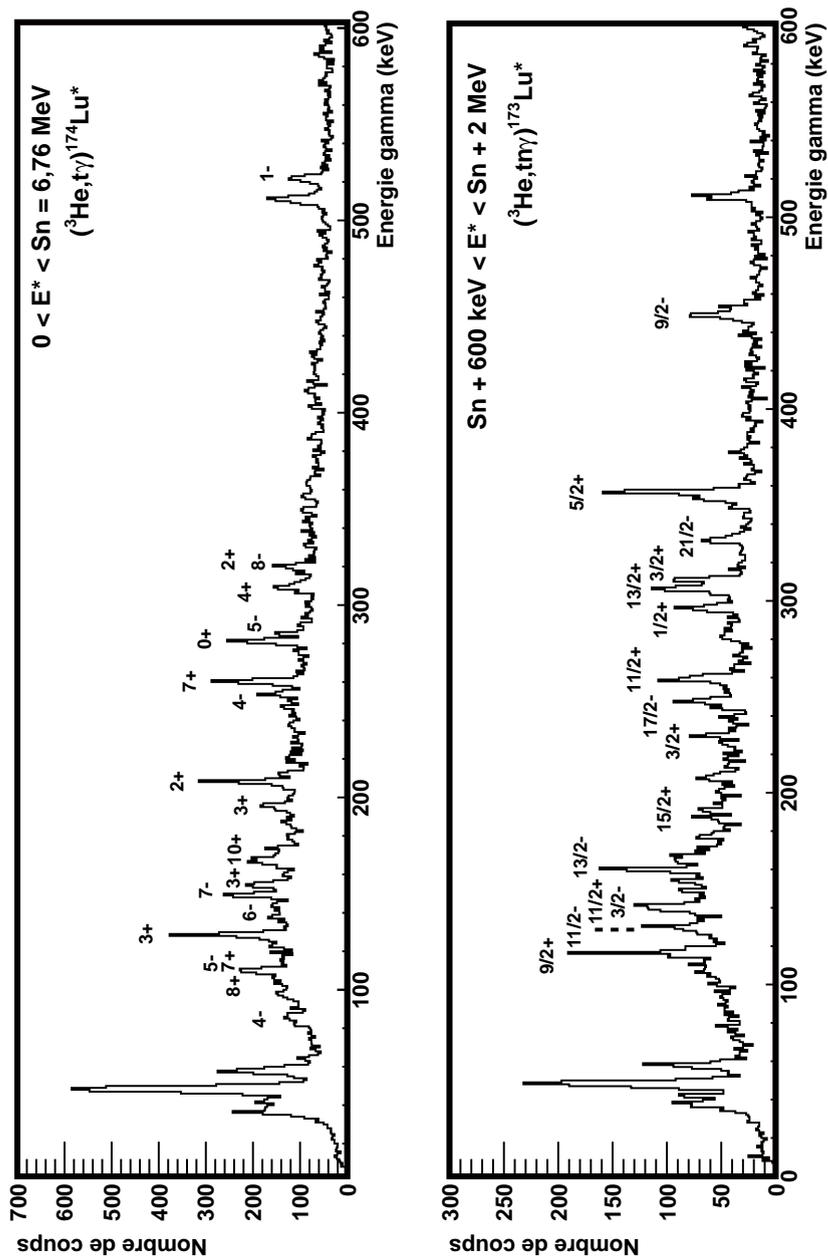


FIGURE 3.20 – Spectres  $\gamma$  obtenus avec les détecteurs germaniums pour les réactions  $({}^3\text{He},t){}^{174}\text{Lu}^*$  et  $({}^3\text{He},tn){}^{173}\text{Lu}^*$  après application de coupures en  $E^*$ .

La probabilité d'émission  $\gamma$  s'obtient en déterminant le rapport entre la somme des intensités de plusieurs transitions et le nombre correspondant d'éjectiles en fonction de l'énergie d'excitation. La probabilité obtenue est ensuite normalisée à 1 en dessous du Sn comme pour les détecteurs  $C_6D_6$ . Dans l'objectif de réduire les erreurs statistiques, le binning choisi en énergie d'excitation est de 250 keV.

Les transitions sélectionnées pour l'obtention de la probabilité d'émission  $\gamma$  sont données à la table 3.4.

Réactions	spin	$\gamma$ sélectionnées (keV)	$E^*$ (MeV)
$^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}^*$	1+ $\rightarrow$ 1-	71,5	6.48
	1- $\rightarrow$ 1+	192,2	6.68
	5- $\rightarrow$ 3-	201,5	6.73
	8+ $\rightarrow$ 8-	240,7	6.71
	1- $\rightarrow$ 1-	263,7	6.67
	2- $\rightarrow$ 1-	310,2	6.72
	4+ $\rightarrow$ 3+	335,8	6.92
	8+ $\rightarrow$ 7-	424,9	6.71
	6- $\rightarrow$ 7-	563,9	6.85
	5- $\rightarrow$ 7-	838,6	7.13
$^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}^*$	2+ $\rightarrow$ 3-	208,4	7.08
	3+ $\rightarrow$ 3-	129,1	7.00
	7- $\rightarrow$ 6-	149,4	7.08
	3+ $\rightarrow$ 2-	196,1	7.00
	2+ $\rightarrow$ 3-	208,4	7.08
	4- $\rightarrow$ 3-	253,4	7.13
	7+ $\rightarrow$ 6-	260,6	7.19
	0+ $\rightarrow$ 1-	281,2	7.04
	1- $\rightarrow$ 1-	522,4	7.28

TABLE 3.4 – Transitions sélectionnées et spins associés pour la probabilité d'émission  $\gamma$  mesurée avec les détecteurs germaniums.

Pour chaque pic  $\gamma$ , une soustraction de bruit de fond a été effectuée. Le bruit a été défini à coté de chaque pic  $\gamma$  pour une même largeur de bin en énergie. Le carbone a été soustrait sur les voies "singles".

Les probabilités obtenues sont présentées sur les figures 3.21 et 3.22. Ces probabilités d'émission  $\gamma$  sont directement comparées avec celles obtenues avec les  $C_6D_6$ . Les deux analyses effectuées ont des probabilités très similaires.

L'avantage de l'analyse avec les détecteurs germaniums est que la voie neutron est soustraite correctement puisque les  $\gamma$  observés signent directement le noyau. Ses limitations sont :

- Dans le cas des noyaux impairs-impairs comme le  $^{176}\text{Lu}$ , le spectre  $\gamma$  est très fragmenté.
- La mesure peut être biaisée puisque l'on privilégie un chemin de désexcitation qui a la possibilité d'être plus ou moins favorisé suivant le spin de l'état du noyau composé.

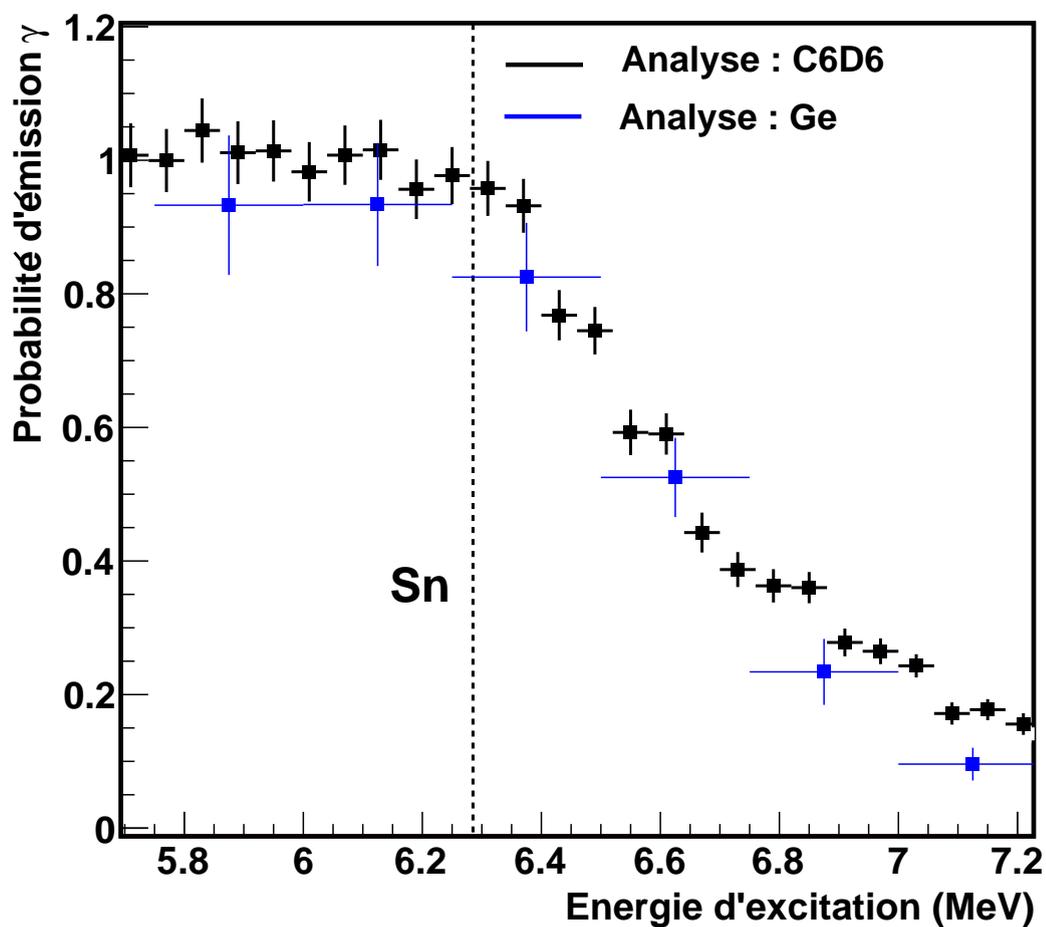


FIGURE 3.21 – Probabilité d'émission  $\gamma$  obtenu pour la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}^*$  avec les détecteurs germaniums en comparaison avec celle obtenue par les  $\text{C}_6\text{D}_6$ .

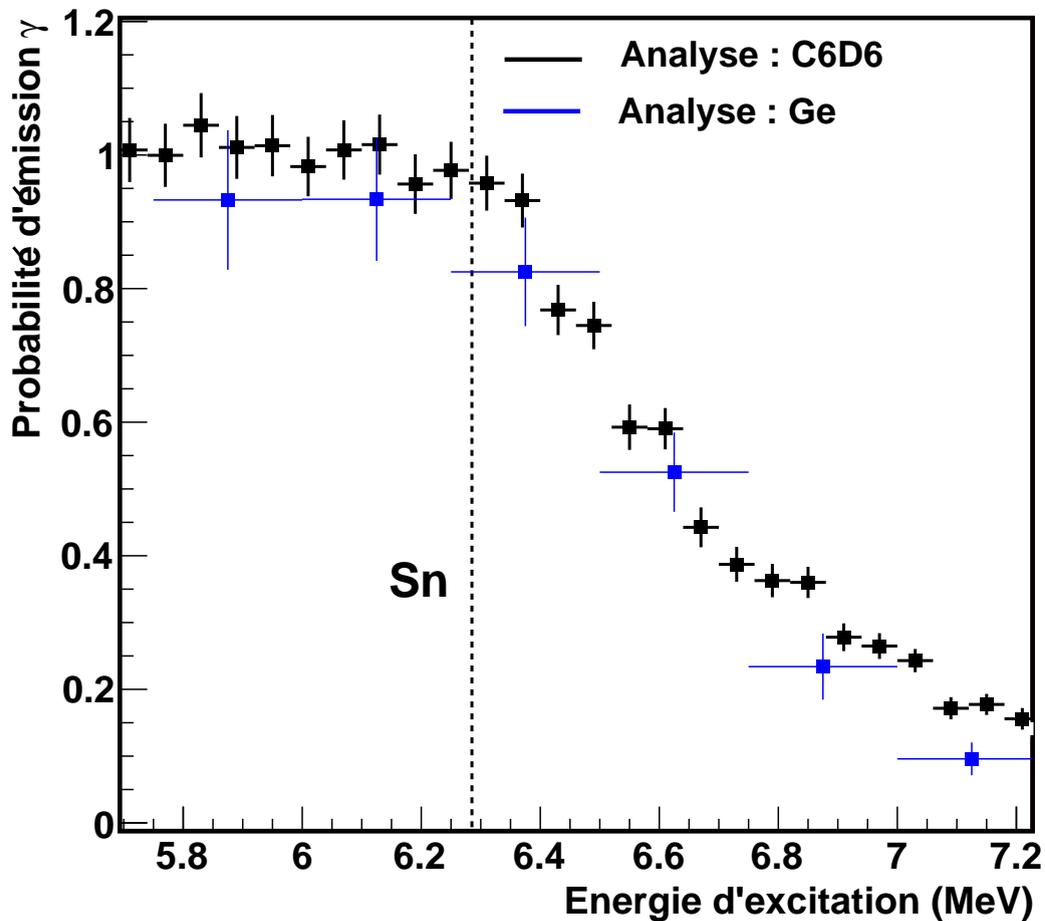


FIGURE 3.22 – Probabilité d'émission  $\gamma$  obtenu pour la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}^*$  avec les détecteurs germaniums en comparaison avec celle obtenue par les  $\text{C}_6\text{D}_6$ .

### 3.5 Interprétation des résultats

Les probabilités d'émission  $\gamma$  mesurées peuvent être comparées à celle obtenue par un calcul TALYS [1].

#### 3.5.1 Etude de la probabilité d'émission $\gamma$ dans la réaction $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}$

La figure 3.23 compare les probabilités d'émission  $\gamma$  dans la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}$  et celle obtenue à l'aide du code TALYS pour la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ . Rappelons que le code TALYS a été ajusté pour reproduire la section efficace  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$  (voir chapitre 1).

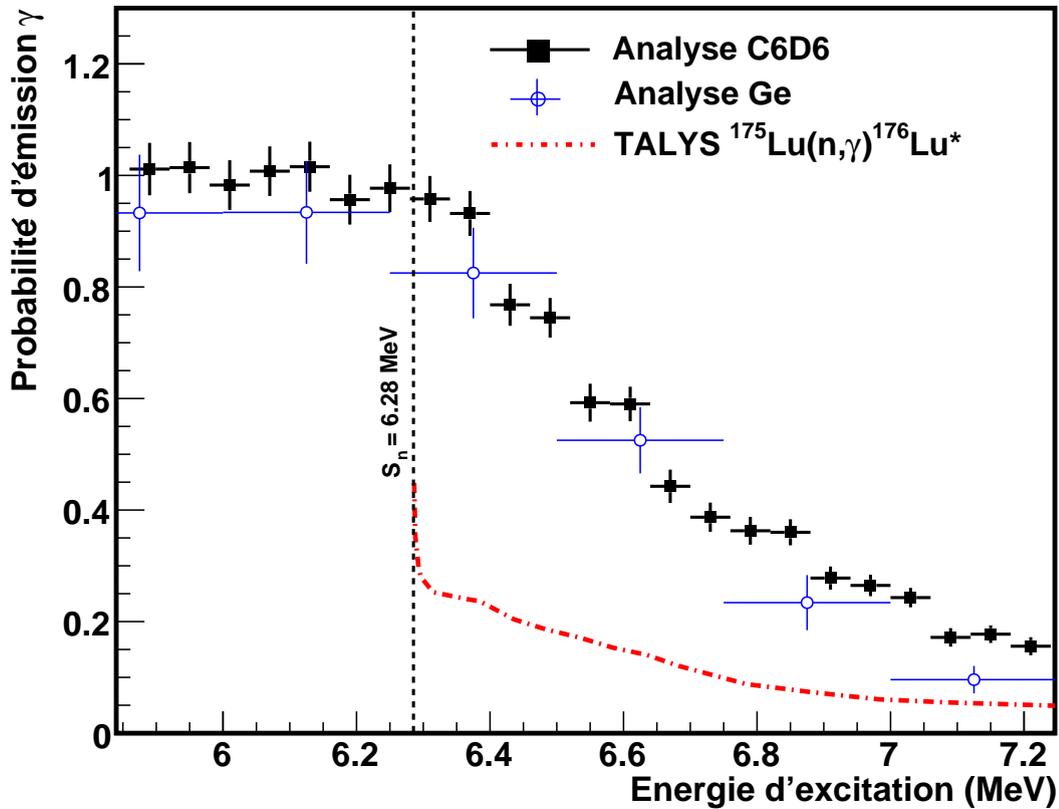


FIGURE 3.23 – Probabilités d'émission  $\gamma$  en fonction de l'énergie d'excitation mesurées dans cette expérience avec les détecteurs  $C_6D_6$  et les détecteurs germaniums pour la voie  $(^3He,p)$  en comparaison avec un calcul TALYS pour la réaction  $^{175}Lu(n,\gamma)^{176}Lu^*$ .

La probabilité mesurée est très éloignée de la probabilité évaluée par TALYS. Comme nous l'avons discuté dans le chapitre 1, la distribution de spin peut être responsable d'un tel désaccord.

Utilisant les calculs TALYS des rapports d'embranchement  $\gamma$  en fonction du spin et de la parité du noyau composé présenté à l'annexe F, nous avons ajusté la probabilité expérimentale à l'aide de la fonction suivante :

$$P_\gamma(E) = \sum_{J^\pi} S(E, J^\pi) G_\gamma(E, J^\pi) = \sum_{J^\pi} \frac{1}{2\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(J-\langle J \rangle)^2}{2\sigma^2}} G_\gamma(E, J^\pi) \quad (3.14)$$

où la distribution de spin du noyau composé,  $S(E, J^\pi)$ , est une gaussienne centrée sur  $\langle J \rangle$ , de largeur  $\sigma$ . Les rapports d'embranchement  $G_\gamma(E, J^\pi)$  sont fournis par le calcul TALYS. La formule 3.14 suppose que :

- La distribution en spin et parité n'a pas de dépendance en énergie d'excitation.

- Les parités positives et négatives ont le même poids au sein de cette distribution.
- La désexcitation peut être décrite par le modèle Hauser-Feshbach utilisé pour calculer les  $G_\gamma(E, J^\pi)$ .

Le résultat de l'ajustement est présenté pour la voie ( $^3\text{He}, p$ ) sur la figure 3.24. Le moment angulaire moyen  $\langle J \rangle$  obtenu est de  $7,005\hbar \pm 0,093$  pour un écart type de  $2,104\hbar \pm 0,133$ .

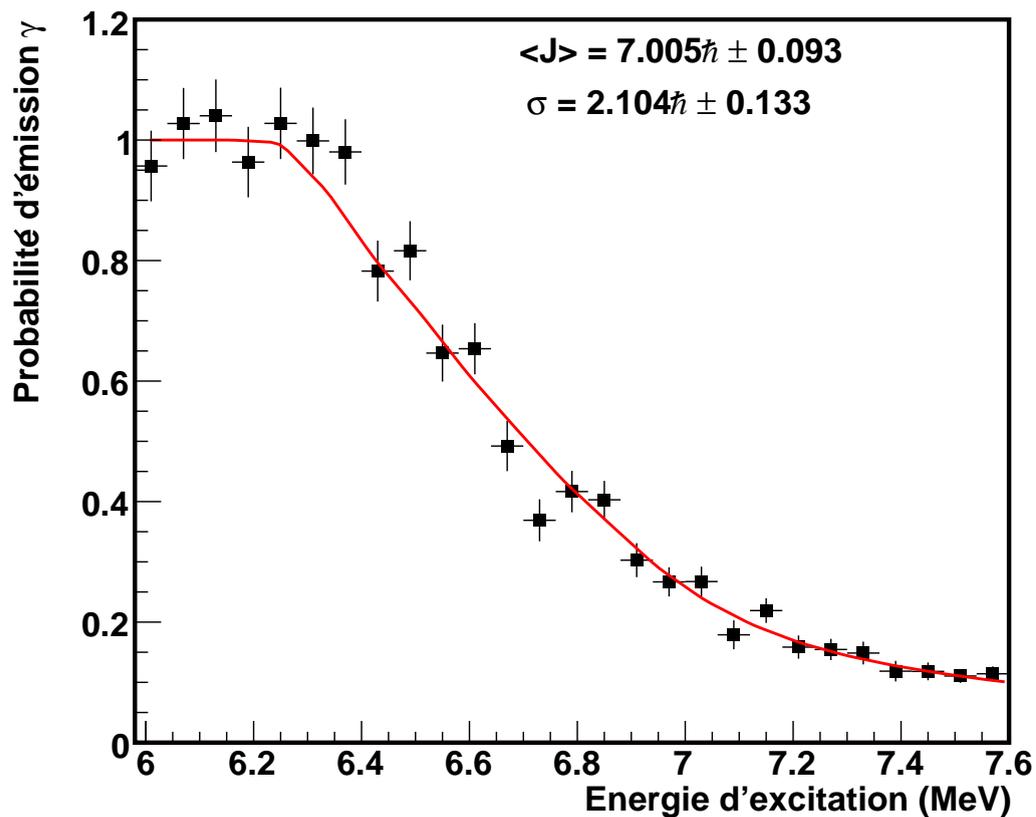


FIGURE 3.24 – Détermination de la distribution gaussienne en moment angulaire par ajustement de la probabilité d'émission  $\gamma$  pour la voie ( $^3\text{He}, p$ ).

Nous avons comparé ce résultat avec la distribution de spin obtenue dans la réaction  $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)$  à deux énergies neutrons incidentes, 0.11 MeV et 1.050 MeV (figure 3.25).

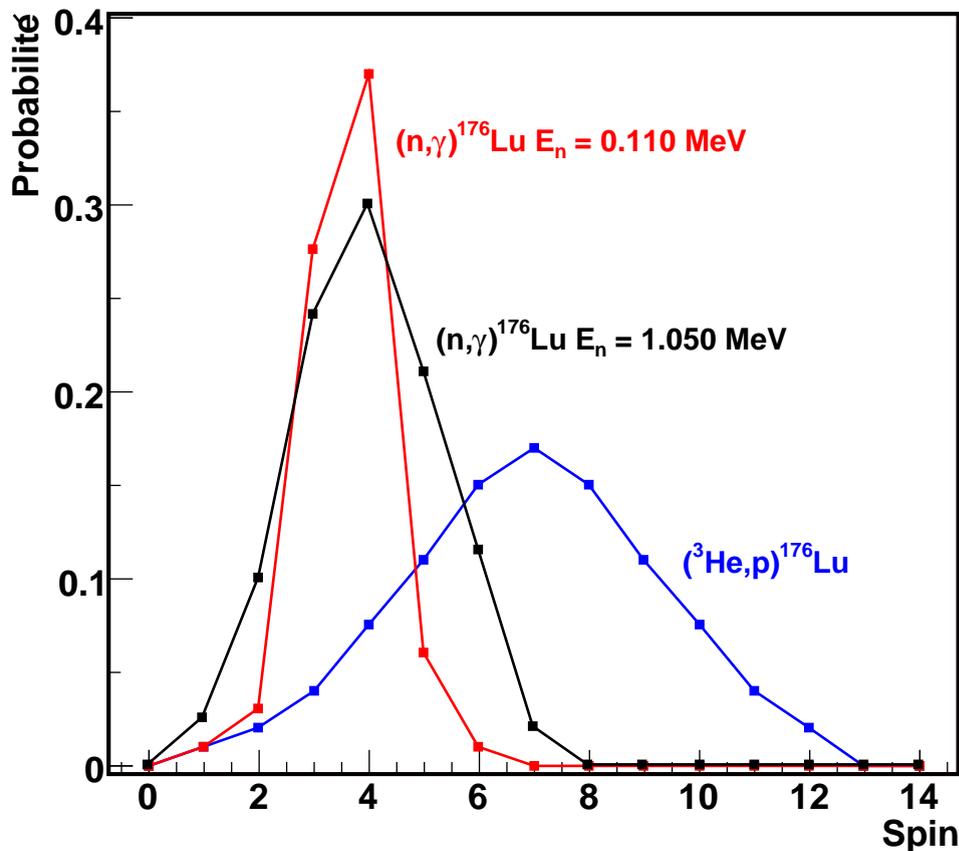


FIGURE 3.25 – Distributions de moment angulaire pour le noyau composé du  $^{176}\text{Lu}$ .

Cette figure montre que la distribution en spin obtenue pour le  $^{176}\text{Lu}$  formé dans la réaction  $(^3\text{He,p})$  est très différente de celle obtenue en  $(n,\gamma)$ . La réaction de capture neutronique peuple des spins beaucoup plus petits que la réaction de transfert. Le spin de l'état fondamental du  $^{174}\text{Yb}$  étant un  $0^+$ , le transfert de moment angulaire trouvé est en moyenne de  $7\hbar$  ce qui est très grand et assez éloigné du calcul DWBA présenté au début de ce chapitre (figure 3.2).

Ces grandes valeurs de spins doivent être confirmées par la mesure des intensités des transitions  $\gamma$  discrètes. Pour cela nous avons mesuré et calculé le rapport des intensités de différentes raies sur la transition de 192 keV qui provient d'un niveau  $1^-$  situé à 386.5 keV. Dans un premier temps, nous avons validé notre calcul TALYS en comparant ces rapports aux valeurs obtenues en neutrons thermiques [14]. Le tableau 3.5 récapitule l'ensemble des résultats. Le calcul TALYS effectué à 1 keV, reproduit très bien les données thermiques. Pour une énergie neutron de 500 keV, les intensités des transitions provenant des niveaux  $8^+$  et  $6^-$  évoluent fortement comparées à l'intensité de la transition de 335 keV provenant d'un niveau  $4^+$ .

Ratio $I_\gamma /$ 192 keV ( $1^- \rightarrow 1^+$ )	Mesures neutrons thermiques	TALYS En=1 keV	TALYS En=500 keV
424 keV ( $8^+ \rightarrow 7^-$ )	0.019(4)	0.0198	0.08
240 keV ( $8^+ \rightarrow 8^-$ )	0.045(7)	0.0450	0.18
335 keV ( $4^+ \rightarrow 5^-$ )	0.7(1)	0.62	0.63
563 keV ( $6^- \rightarrow 7^-$ )	0.34(5)	0.37	0.64

TABLE 3.5 – Rapports d'intensités de transition  $\gamma$  mesurées et calculées.

Sur le tableau 3.6 sont reportés les rapports mesurés et calculés dans la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He,p})^{176}\text{Lu}$  pour une énergie d'excitation comprise entre 4 MeV et le seuil d'émission d'un neutron. Trois calculs TALYS sont présentés pour trois distributions de spin gaussiennes. Les calculs sont faits entre 4 MeV et 6.3 MeV en prenant en compte la variation de la section efficace de production du  $^{176}\text{Lu}$  mesurée.

Le premier calcul est effectué avec la distribution extraite des données (figure 3.25). Dans le second calcul, nous avons modifié la valeur moyenne et le sigma afin de reproduire la distribution de spin calculée en DWBA à 6 MeV et intégrée sur des angles compris entre [110-150] degrés. Dans le dernier calcul, nous avons ajusté la valeur moyenne et le sigma pour s'approcher au mieux des données. Le meilleur ajustement est alors obtenu pour une valeur moyenne  $\langle J \rangle$  de  $5\hbar$  et un  $\sigma = 3\hbar$ , ce qui est sensiblement éloigné des valeurs obtenues plus haut (figure 3.25).

Ratio $I_\gamma /$ 192 keV ( $1^- \rightarrow 1^+$ )	Mesures $^{174}\text{Yb}(^3\text{He,p})^{176}\text{Lu}$ 4 MeV $< E_{exc} < S_n$	TALYS Distribution extraite $J=7\hbar$ $\sigma=2.1\hbar$	TALYS Distribution DWBA à 6 MeV $J=4.5\hbar$ $\sigma=2.2\hbar$	TALYS Meilleur ajustement $J=5\hbar$ $\sigma=3\hbar$
424 keV ( $8^+ \rightarrow 7^-$ )	0.40(15)	1.235	0.25	0.3
240 keV ( $8^+ \rightarrow 8^-$ )	0.70(17)	2.8	0.57	0.7
335 keV ( $4^+ \rightarrow 5^-$ )	0.7(2)	0.98	0.63	0.58
563 keV ( $6^- \rightarrow 7^-$ )	0.7(2)	3.2	1.04	1.

TABLE 3.6 – Rapports d'intensités de transition  $\gamma$  mesurées dans la réaction de substitution et calculées par TALYS pour des énergies d'excitation comprises entre 4 MeV et le seuil d'émission de neutrons.

La figure 3.26 montre la variation du rapport de l'intensité de la raie à 240 keV, sur la raie de référence à 192 keV, en fonction du spin de l'état créé dans la réaction. Ce rapport qui est très sensible à la variation du spin, intercepte la valeur de la mesure entre 5 et 6  $\hbar$ .

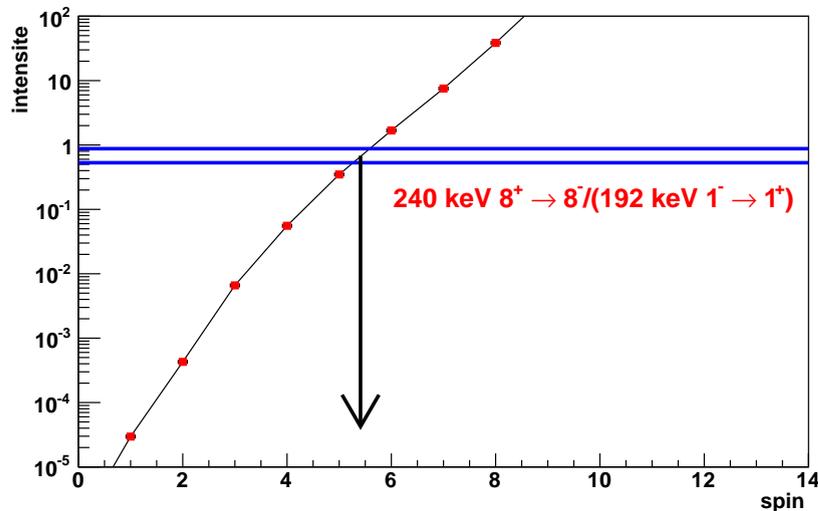


FIGURE 3.26 – Variation en fonction du spin du rapport de l'intensité de la transition à 240 keV sur la transition à 192 keV pour des énergies d'excitation comprises entre 4 MeV et 6.3 MeV. En rouge, il s'agit d'un calcul TALYS et en bleu de la valeur de l'intensité mesurée (valeurs min et max).

Pour une énergie d'excitation supérieure au seuil d'émission d'un neutron et inférieure à 7 MeV, le rapport de l'intensité de la raie à 240 keV sur l'intensité de la raie à 192 keV vaut 0.9(4). Malgré l'incertitude importante, cette valeur est bien supérieure à la valeur de 0.18, obtenue pour des énergies neutrons de 500 keV (voir tableau 3.5).

Si l'analyse des transitions  $\gamma$  confirment que la réaction de substitution apporte plus de moment angulaire que la réaction (n, $\gamma$ ), les spins obtenus sont, cependant, plus faibles (d'environ  $2\hbar$ ) que ceux obtenus par l'analyse de la probabilité d'émission  $\gamma$ .

Sans pouvoir apporter de conclusions définitives, plusieurs causes peuvent cependant expliquer ce désaccord :

- Le noyau formé ne peut être décrit par un noyau composé et sa désexcitation n'est pas statistique.
- La forme gaussienne qui décrit la distribution de spin est trop simple.
- Il faut prendre en compte les variations en fonction de l'énergie des paramètres de la gaussienne.

Cette étude sur la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},\text{p})^{176}\text{Lu}$  montre, d'une part, que cette réaction n'est pas une bonne réaction de substitution, et, d'autre part, la difficulté d'utiliser une probabilité d'émission  $\gamma$  issue de cette réaction.

L'utilisation de la réaction ( $^3\text{He},p$ ) pour l'étude de la réaction ( $n,\gamma$ ) doit passer par une très bonne description de la distribution de spins et donc par une bonne connaissance de la réaction de substitution. Comme nous l'avons signalé dans le chapitre 1, un moyen pour accéder à cette distribution de spins est de mesurer avec une très grande résolution en énergie la probabilité d'émission et de dériver cette quantité par rapport à l'énergie d'excitation. Une expérience de ce type ne peut être réalisée qu'auprès d'un spectromètre magnétique et nécessite de mesurer la distribution angulaire.

Le second point qu'il faut résoudre est celui de la formation d'un noyau composé dans ce type de réaction. Pour cela, il faudrait mesurer la distribution angulaire et le spectre des particules émises par le noyau formé. Dans le cas d'un noyau composé la distribution angulaire doit être symétrique par rapport à 90 degrés dans le référentiel du noyau de recul.

### 3.5.2 Etude de la probabilité d'émission $\gamma$ dans la réaction $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}$

L'analyse de la voie ( $^3\text{He},t$ ) est particulièrement compliquée du fait du manque de données sur la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$ . Dans le chapitre 1, pour obtenir une évaluation de la section efficace, nous avons normalisé le calcul TALYS avec le même coefficient que celui obtenu dans la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ . Ce coefficient est obtenu en imposant la valeur de  $\Gamma_\gamma$  égale à 25 meV dans la région des résonances. La figure 3.27 compare la probabilité d'émission  $\gamma$  calculée avec TALYS et celle obtenue dans la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}$  pour 3 différentes valeurs de  $\Gamma_\gamma = 25$  meV, 50 meV et 250 meV.

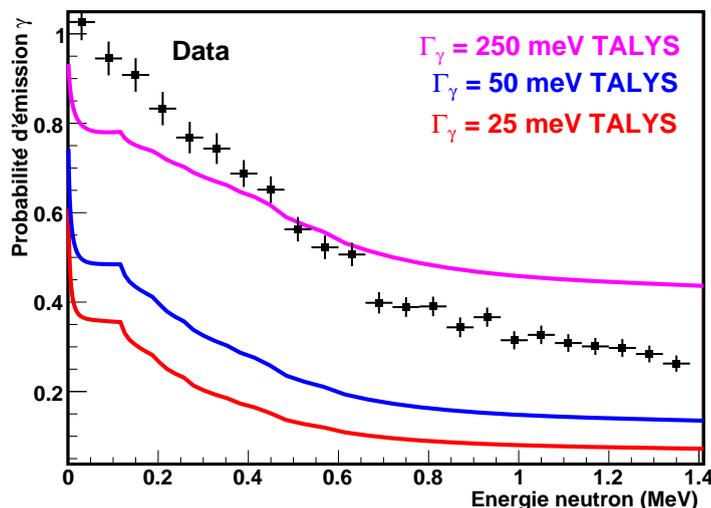


FIGURE 3.27 – Probabilité d'émission  $\gamma$  pour la voie ( $^3\text{He},t$ ) mesurée en fonction de l'énergie neutron comparée à des calculs TALYS avec 3  $\Gamma_\gamma$  différents : 25 meV, 50 meV et 250 meV.

On voit sur la figure 3.27 que, quelque soit la valeur de  $\Gamma_\gamma$ , la probabilité d'émission  $\gamma$  mesurée dans la réaction ( $^3\text{He},t$ ) est très différente des probabilités calculées. Le facteur de normalisation n'est pas la cause principale de l'écart entre les probabilités qui provient certainement de la différence des distributions de spins entre les deux réactions.

Du fait de la grande similitude des deux isotopes, la distribution de spin attendue dans la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)$  doit être très proche de celle de la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ . Afin d'étudier l'influence de la distribution en spin, nous avons calculé sous le seuil d'émission neutron le rapport de deux transitions  $\gamma$  provenant de niveaux de spins différents et observés à la figure 3.20 : la transition 260.58 keV ( $7^+ \rightarrow 6^-$ ) et la transition 208.36 keV ( $2^+ \rightarrow 3^-$ ). La figure 3.28 montre la variation de ce rapport en fonction du spin de l'état formé. Nous avons pris en compte la variation de la section efficace en fonction de l'énergie d'excitation. La mesure du rapport intercepte la courbe pour des spins aux environs de  $5.5 \hbar$ .

Sur le spectre  $\gamma$  qui suit l'émission d'un neutron (figure 3.20), on observe clairement les membres de la bande rotationnelle découplée,  $13/2^-$ ,  $17/2^-$ ,  $21/2^-$ , bâtie sur l'état isomère  $5/2^-$  ( $E_{exc} = 123.6$  keV,  $t_{1/2} = 74.2$   $\mu\text{s}$ ). Dans le  $^{175}\text{Lu}$ , cet état est à une énergie d'excitation de 353 keV et possède un temps de vie de 1.49  $\mu\text{s}$ . Dans le spectre  $\gamma$  de la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},pn)^{175}\text{Lu}$  (figure 3.19), les membres de cette bande de rotation ne sont pas observés, ce qui laisse à penser que le spin atteint dans la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}$  est plus grand que dans la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}$ .

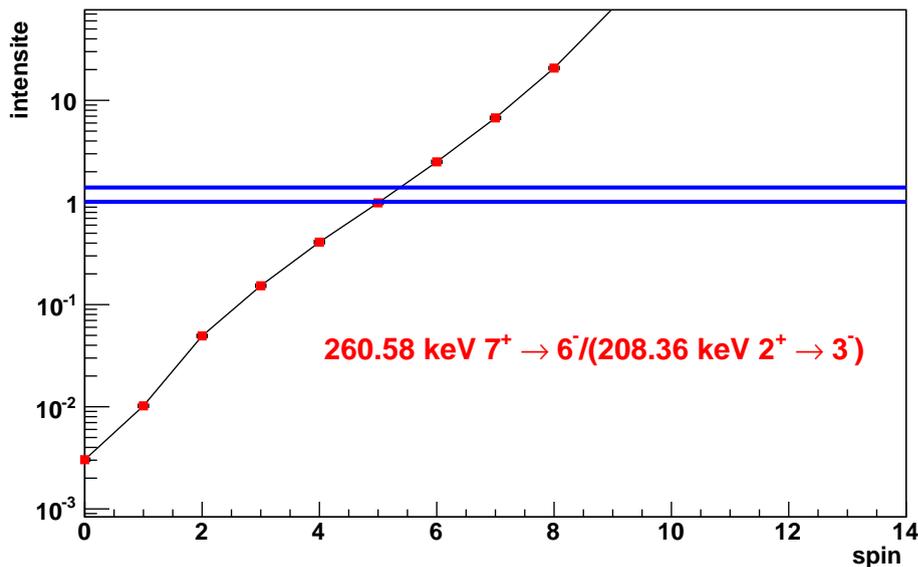


FIGURE 3.28 – Variation en fonction du spin du rapport de l'intensité de la transition à 260.6 keV sur la transition à 208.4 keV pour des énergies d'excitation comprises entre 4 MeV et 6.7 MeV. En rouge, il s'agit d'un calcul TALYS et en bleu de la valeur de l'intensité mesurée (valeurs min et max).

Ainsi, la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}$  ne peut être utilisée comme réaction de substitution pour les réactions de capture radiative et il faut se tourner vers une réaction apportant moins de moment angulaire, plus facilement modélisable. Ces raisons ont amené le groupe à se tourner vers des réactions de type (p,d).

La question à laquelle nous voulons répondre est : "Peut-on, par la mesure de la probabilité  $\gamma$  ajuster les paramètres des modèles (densité de niveau, fonction de force et potentiel optique) utilisés pour le calcul de la section efficace ?".

Il est évident que de toutes les façons, cela passe par une bonne description du mécanisme de réaction. C'est dans ce contexte que nous voulons étudier la réaction de transfert (p,d). L'utilisation de cette réaction présente plusieurs avantages. Le transfert de moment angulaire est attendu à être plus faible que dans une réaction utilisant un faisceau d' $^3\text{He}$ . Cette réaction est mieux décrite par les modèles même si des développements théoriques sont nécessaires. Les potentiels optiques proton-noyau et deuton-noyau peuvent être déterminés avec une très bonne fiabilité. La fonction d'onde du neutron transféré est accessible par des modèles de structure nucléaire. A l'inverse de la réaction (d,p), dans laquelle la cassure du deuton (break-up) peut perturber fortement l'analyse, la réaction (p,d) permet de sélectionner sans ambiguïté le mécanisme de réaction. Dans le cadre de l'étude de cette réaction, une expérience a eu lieu en mai 2012 afin d'étudier la réaction  $^{174}\text{Yb}(p,d)^{173}\text{Yb}$  auprès du 88-inch de l'université de Texas AM. L'analyse est en cours. La probabilité d'émission  $\gamma$  a été mesurée et sera comparée à la réaction  $^{172}\text{Yb}(n,\gamma)^{173}\text{Yb}$ . Une analyse identique à celles effectuées dans cette thèse sera faite et décidera de la réalisation d'une expérience utilisant la réaction  $^{175}\text{Lu}(p,d)^{174}\text{Lu}$  en vue d'étudier la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)^{174}\text{Lu}$ .



# Bibliographie

- [1] A. Koning, S. Hilaire. TALYS-1.2, (2000).
- [2] M. Petit *et al.*, Nucl. Phys. A 735 345 (2004).
- [3] G. Kessedjan *et al.*, Phys. Lett. B. 692 297 (2010).
- [4] G. Kessedjan *et al.*, Phys. Rev C85, 044613 (2012).
- [5] I. Thompson, Comput. Phys. Rep. 7, 167(1988).
- [6] N. Keeley, communication privée.
- [7] G. Boutoux, thèse de doctorat CENBG, Bordeaux, (2011).
- [8] N. Chauvin *et al.* Nucl. Instr. Meth. A521,149 (2004).
- [9] S. Normand, Nucl. Instr. and Meth. A 484 342 (2002).
- [10] R. Brun and ROOT collaborators, ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework <http://root.cern.ch/root>.
- [11] F. Corvi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 265 3 475-484 (1988).
- [12] S. Boyer, thèse de doctorat CENBG, Bordeaux, (2006).
- [13] G. Boutoux *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A 700 (2013) 59-64 (2012).
- [14] <http://www.nndc.bnl.gov/capgam/>.
- [15] R. L. Macklin *et al.*, Los Alamos Scientific Lab. Reports. 7479 (1978).



# Conclusions et perspectives

Dans ce document, nous avons présenté une étude réalisée sur la capture neutronique radiative pour un noyau instable, le  $^{173}\text{Lu}$ . Il n'existait auparavant aucune donnée nucléaire (sections efficaces ou paramètres de résonances) sur ce noyau. Nous avons apporté par ce travail un jeu de données originales et le plus exhaustif possible en l'état actuel des expériences et des modèles en physique nucléaire. Pour cela, nous avons utilisé trois méthodes théorique et expérimentales pour aboutir à une section efficace de capture neutronique radiative la plus juste possible sur cet isotope.

La première méthode a été d'utiliser le code TALYS, basé sur les modèles de réactions nucléaires. En s'appuyant sur l'évaluation précise de la section efficace de la réaction  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ , nous avons pu :

- **Réaliser une première évaluation de la section efficace de capture radiative sur  $^{173}\text{Lu}$**  compte-tenu des grandes similitudes de structure nucléaire entre le  $^{173}\text{Lu}$  et le  $^{175}\text{Lu}$ . Bien entendu, l'incertitude la plus grande restant sur cette évaluation est la valeur du coefficient de normalisation. Le moyen le plus efficace pour obtenir ce coefficient consiste à mesurer cette section efficace dans la région du continuum.

Nous avons donc utilisé cette deuxième méthode présentée ci-dessous.

La deuxième méthode a été de réaliser une expérience de capture radiative  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)^{174}\text{Lu}$  pour mesurer la section efficace et autres paramètres pouvant apporter des informations pour les modèles de réaction. Cette expérience a été un véritable défi aussi bien pour la fabrication de la cible de  $^{173}\text{Lu}$  que pour la prise de données avec le détecteur DANCE du LANSCE. Non sans effort, celle-ci a révélé que le détecteur DANCE est pleinement en mesure de fournir des données sur une cible de grande activité. Hormis l'impossibilité d'attribuer des spins à cause du blindage utilisé et de l'extinction de 39 détecteurs  $\text{BaF}_2$ , nous avons pu jusqu'à 200 eV :

- **Extraire le taux de capture total de la cible de  $^{173}\text{Lu}$** . Ceci a nécessité une analyse précise des signaux des cristaux  $\text{BaF}_2$  du détecteur DANCE et des moniteurs neutrons associées. Nous avons obtenu d'une part, avec le meilleur rapport signal/bruit possible, un nombre de capture sur la cible et d'autre part, le flux de neutrons précis impactant la cible. Ce taux de capture a été ensuite analysé à l'aide du code SAMMY, basé sur la théorie de la matrice R.
- **Identifier et caractériser de nouvelles résonances pouvant être attribuées au**

<sup>173</sup>Lu. Nous avons caractérisé 87 nouvelles résonances. Cette étape a été réalisée à l'aide du code SAMMY par ajustement.

- **Déterminer l'espace moyen mesuré des résonances.** Nous avons pu corriger en utilisant la distribution intégrale de Porter-Thomas le nombre de résonances attendues par rapport au nombre de résonances observées. Ceci a permis d'estimer l'espace moyen  $\langle D_0 \rangle$  pour les ondes s ( $l=0$ ) pour le noyau composé <sup>174</sup>Lu formé dans la réaction <sup>173</sup>Lu(n,γ).
- **Déterminer les largeurs neutroniques  $\Gamma_n$  et gamma  $\Gamma_\gamma$  de ces résonances.** L'analyse faite sur ces paramètres a montré une bonne cohérence avec les distributions théoriques statistiques attendues. Nous avons pu déterminer ainsi les paramètres moyens pour les largeurs neutroniques et gamma pour cet isotope et pour les deux spin atteints ( $J = 3$  et  $J = 4$ ).
- **Déterminer la valeur de la fonction densité  $S_0$ .** Cette valeur a été directement comparée aux valeurs évaluées par le code TALYS.
- **Reconstruire la section efficace (n,γ) mesurée sur le <sup>173</sup>Lu.** Ceci a nécessité l'apport d'informations tels que le taux de capture total, le bruit de fond, les efficacités de détection et les masses des différents isotopes présents dans la cible. Nous avons pu extraire les efficacités de détection à l'aide du code EVITA, simulant des cascades γ, basé sur le formalisme d'Hauser-Feshbach, et le code GEANT4 adapté pour DANCE, simulant la réponse du détecteur dans les conditions expérimentales que nous avons eues. Le bruit de fond a été caractérisé avec le code SAMMY. Avec les paramètres des résonances extraits et en réutilisant le code SAMMY, nous avons finalement reconstruit la section efficace de capture radiative <sup>173</sup>Lu(n,γ) jusqu'à 200 eV.
- **Estimer une correction de la section efficace évaluée avec le code TALYS.** Ceci a été fait en considérant les paramètres des résonances déterminés dans cette expérience pour le <sup>173</sup>Lu et en les comparant à la fois aux données expérimentales existantes pour le <sup>175</sup>Lu et à celles calculées pour le <sup>173</sup>Lu. Une nouvelle évaluation de la section efficace (n,γ) du <sup>173</sup>Lu a pu ainsi être présentée.

Cette expérience a donc montré toute la difficulté à extraire la section efficace à 1 keV pour le <sup>173</sup>Lu. Cependant les informations obtenues ici vont pouvoir apporter des précisions supplémentaires pour contraindre les modèles de réactions comme TALYS.

*La validité de l'ensemble de ces résultats sera à conforter à l'aide d'une autre expérience qui aura lieu prochainement. Elle consistera à effectuer de nouveau la réaction <sup>173</sup>Lu(n,γ)<sup>174</sup>Lu avec la même cible pour voir la contribution de <sup>174</sup>Lu. Elle permettra par la même occasion d'acquérir des informations sur le <sup>174</sup>Lu où aucune donnée est pour l'instant disponible.*

La troisième méthode a consisté à utiliser la méthode de substitution pour obtenir

des informations sur la décroissance radiative du  $^{174}\text{Lu}$ . Une première partie a été dédiée à tester la validité de la méthode en étudiant la réaction de transfert  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},\text{p})^{176}\text{Lu}$  comme substituée à la réaction  $^{175}\text{Lu}(\text{n},\gamma)^{176}\text{Lu}$  où la section efficace a l'avantage d'être connue. Cela a permis d'effectuer directement une comparaison entre l'expérience et le calcul. Dans un deuxième temps, nous nous sommes aussi intéressés à la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},\text{t})^{174}\text{Lu}$  dans l'optique d'obtenir des informations sur la réaction  $^{173}\text{Lu}(\text{n},\gamma)^{174}\text{Lu}$ . Le caractère prospectif de cette deuxième partie ne permet qu'une comparaison avec des calculs. Les informations obtenues ici sont :

- **La mesure de la probabilité d'émission  $\gamma$ .** Pour ces deux réactions, les probabilités d'émission  $\gamma$  ont été mesurées de deux manières différentes. Tout d'abord, avec des détecteurs  $\text{C}_6\text{D}_6$  utilisant la méthode EXEM pour la détermination de l'efficacité. Cette technique suppose que l'efficacité est constante sous le seuil d'émission neutron. Celle-ci est alors directement extraite par le rapport du nombre d'éjectiles détectés en coïncidence sur le nombre total d'éjectiles détectés. Puis, avec les détecteurs germaniums mesurant l'intensité de plusieurs transitions  $\gamma$  de basse énergie en fonction de l'énergie d'excitation. Les deux techniques, nous donne des résultats concordant sur la probabilité d'émission  $\gamma$ . Les probabilités d'émission  $\gamma$  mesurée en  $(^3\text{He},\text{p})$  et en  $(^3\text{He},\text{t})$  ont été ensuite comparées avec une évaluation TALYS sur cette quantité. Cette comparaison montre explicitement que les probabilités mesurées sont très différentes de celles évaluées en  $(\text{n},\gamma)$ . Pour comprendre un tel écart, nous avons orienté notre investigation sur la distribution de spin.
- **La distribution en spin avec la probabilité d'émission  $\gamma$ .** Celle-ci a été extraite en ajustant la probabilité d'émission  $\gamma$  mesurée avec les rapports d'embranchement calculés par le code TALYS. Cette distribution a révélé que la réaction  $(^3\text{He},\text{p})$  peuple des spins de  $7\hbar$  en moyenne contre  $4\hbar$  pour une réaction  $(\text{n},\gamma)$ . Cette observation met clairement en évidence l'inapplicabilité de l'approximation de Weisskopf-Ewing à basse énergie. L'analyse de la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},\text{t})^{174}\text{Lu}$  est davantage complexe en raison du déficit d'information sur la réaction  $^{173}\text{Lu}(\text{n},\gamma)^{174}\text{Lu}$ . C'est pour cette raison que la distribution en spin n'a pas pu être obtenue pour cette voie. Encore une fois ici, c'est la distribution en spin qui est mise en cause pour expliquer un tel écart.
- **La distribution en spin avec la mesure des rapports d'intensités des transitions  $\gamma$ .** Pour la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},\text{p})$ , nous avons regardé sous le seuil d'émission neutron le rapport des intensités de plusieurs transitions  $\gamma$  par rapport à la transition à 192 keV. Les résultats obtenus ont été comparés avec plusieurs calculs TALYS. Le meilleur accord est obtenu pour un calcul TALYS donnant une distribution de spin centrée sur  $5\hbar$ . Cette analyse a confirmé que la réaction de transfert  $(^3\text{He},\text{p})$  apporte plus de moment angulaire que la réaction  $(\text{n},\gamma)$ . Cependant les spins obtenus ici sont plus faibles que ceux obtenus avec la probabilité d'émission  $\gamma$ . De la même façon que pour la voie  $(^3\text{He},\text{p})$ , un rapport d'intensité sur deux transitions  $\gamma$  a été mesuré pour étudier l'influence de la distribution en spin sur la voie  $(^3\text{He},\text{t})$ . Celui-ci a aussi été comparé à un calcul TALYS montrant une compatibilité des

résultats autour de  $5.5\hbar$ . De plus, la comparaison des spectres germaniums en dessous du  $S_n$  semble indiquer que la valeur des spins peuplés en ( $^3\text{He},t$ ) est plus grande qu'en ( $^3\text{He},p$ ).

Cette expérience a mis en évidence que ni la réaction ( $^3\text{He},p$ ) et ni la réaction ( $^3\text{He},t$ ) peuvent être utilisées comme réaction de substitution pour la capture neutronique radiative. Cependant, il semble aussi raisonnable de modérer l'apport d'informations venant de la probabilité d'émission  $\gamma$  sur la distribution en spin en raison des hypothèses simplificatrices effectuées pour son extraction. La mesure de cette distribution par le rapport d'intensité apporte une confiance supplémentaire quand à l'observation d'une distribution de spin différente entre la capture et réaction de transfert. Les spins moyens peuplés obtenus par la méthode de l'ajustement de la probabilité d'émission  $\gamma$  et par la méthode des ratios montrent cependant des différences. Sachant que les calculs TALYS ont déjà été validés précédemment sur l'expérience  $^{175}\text{Lu}(n,n'\gamma)$ <sup>1</sup> où des mesures de rapports d'intensités sur des transitions  $\gamma$  ont aussi été effectuées, il semblerait plus judicieux de faire confiance aux résultats obtenus par cette technique pour la distribution en spin.

*Toujours dans l'optique de vérifier l'applicabilité de la méthode de substitution, une possibilité serait de tester une réaction où le moment angulaire transféré est moins important et où le mécanisme de réaction est bien connu. C'est dans cette optique que nous nous sommes intéressés à la réaction de transfert ( $p,d$ ). Pour cela, une expérience a été effectuée en mai 2012 afin d'étudier la réaction  $^{174}\text{Yb}(p,d)^{173}\text{Yb}$  à l'université de Texas AM. L'analyse de cette expérience indiquera si la probabilité d'émission  $\gamma$  mesurée sera compatible ou non avec celle de la réaction  $^{172}\text{Yb}(n,\gamma)^{173}\text{Yb}$  où des données sont disponibles. Si celles-ci s'avèrent compatibles, l'expérience  $^{175}\text{Lu}(p,d)^{174}\text{Lu}$  pourra être réalisée pour tenter d'apporter des informations supplémentaires sur la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)^{174}\text{Lu}$ .*

---

1. A. Blanc *et al.*, "Neutron inelastic scattering cross section measurements on  $^{175}\text{Lu}$ ", article prochainement soumis à Phys. Rev. C.

# Annexe A

## Le potentiel optique de Romain-Delaroche

TABLE A.1 – Les paramètres du potentiel optique de Romain-Delaroche pour la réaction  $^{175}\text{Lu} + n$

Energy (eV)	$V_{HF} + \Delta V_V$	$W_V$	$\Delta V_D$	$W_D$	$\Delta V_{S.O}$	$W_{S.O}$
0.001	45.543	0.119	3.208	2.970	6.000	0.228
0.002	45.543	0.119	3.208	2.971	6.000	0.228
0.003	45.543	0.119	3.208	2.972	6.000	0.228
0.004	45.543	0.119	3.208	2.972	6.000	0.228
0.005	45.543	0.119	3.208	2.973	6.000	0.228
0.006	45.542	0.119	3.208	2.973	6.000	0.228
0.007	45.542	0.119	3.208	2.974	6.000	0.228
0.008	45.542	0.119	3.208	2.974	6.000	0.228
0.009	45.542	0.119	3.208	2.975	6.000	0.228
0.010	45.541	0.119	3.208	2.976	6.000	0.228
0.012	45.541	0.119	3.208	2.977	6.000	0.228
0.014	45.541	0.119	3.208	2.978	6.000	0.228
0.016	45.540	0.119	3.208	2.979	6.000	0.228
0.018	45.540	0.119	3.209	2.980	6.000	0.228
0.020	45.539	0.120	3.209	2.981	5.999	0.228
0.025	45.538	0.120	3.209	2.984	5.999	0.228
0.030	45.537	0.120	3.209	2.987	5.999	0.228
0.035	45.536	0.120	3.209	2.990	5.999	0.228
0.040	45.535	0.120	3.209	2.993	5.999	0.228
0.045	45.534	0.120	3.210	2.996	5.999	0.227
0.050	45.533	0.121	3.210	2.999	5.999	0.227
0.055	45.532	0.121	3.210	3.002	5.999	0.227
0.060	45.531	0.121	3.210	3.004	5.998	0.227
0.065	45.530	0.121	3.211	3.007	5.998	0.227

0.070	45.529	0.121	3.211	3.010	5.998	0.227
0.075	45.528	0.121	3.211	3.013	5.998	0.227
0.080	45.527	0.122	3.211	3.016	5.998	0.227
0.085	45.526	0.122	3.211	3.019	5.998	0.227
0.091	45.525	0.122	3.211	3.022	5.998	0.227
0.096	45.524	0.122	3.212	3.025	5.998	0.227
0.101	45.522	0.122	3.212	3.027	5.997	0.227
0.151	45.512	0.124	3.213	3.056	5.996	0.226
0.201	45.501	0.126	3.215	3.085	5.995	0.226
0.251	45.491	0.128	3.216	3.113	5.994	0.225
0.302	45.480	0.129	3.217	3.141	5.992	0.225
0.352	45.470	0.131	3.218	3.170	5.991	0.224
0.402	45.459	0.133	3.218	3.198	5.990	0.223
0.453	45.449	0.135	3.218	3.226	5.988	0.223
0.503	45.438	0.137	3.218	3.254	5.987	0.222
0.553	45.428	0.139	3.218	3.282	5.986	0.222
0.603	45.417	0.141	3.218	3.309	5.984	0.221
0.654	45.407	0.142	3.217	3.337	5.983	0.221
0.704	45.396	0.144	3.216	3.365	5.982	0.220
0.754	45.386	0.146	3.215	3.392	5.981	0.219
0.805	45.376	0.148	3.214	3.419	5.979	0.219
0.855	45.365	0.150	3.212	3.446	5.978	0.218
0.905	45.355	0.152	3.210	3.474	5.977	0.218
0.955	45.344	0.154	3.208	3.500	5.975	0.217
1.006	45.333	0.156	3.206	3.527	5.974	0.217
1.207	45.291	0.164	3.194	3.633	5.969	0.214
1.408	45.249	0.172	3.179	3.737	5.964	0.212
1.609	45.207	0.181	3.160	3.839	5.959	0.210
1.810	45.165	0.189	3.138	3.939	5.953	0.207
2.012	45.123	0.198	3.115	4.037	5.948	0.205
2.213	45.081	0.207	3.090	4.132	5.943	0.203
2.414	45.039	0.216	3.061	4.225	5.938	0.200
2.615	44.997	0.226	3.029	4.316	5.933	0.198
2.816	44.955	0.235	2.996	4.404	5.928	0.196
3.017	44.913	0.245	2.960	4.491	5.923	0.194
3.218	44.871	0.255	2.924	4.575	5.918	0.191
3.420	44.829	0.265	2.886	4.656	5.912	0.189
3.621	44.787	0.275	2.845	4.736	5.907	0.187
3.822	44.745	0.286	2.802	4.813	5.902	0.184
4.023	44.704	0.296	2.757	4.888	5.897	0.182
4.224	44.661	0.307	2.714	4.960	5.892	0.180
4.425	44.619	0.318	2.668	5.031	5.887	0.178

4.627	44.577	0.330	2.621	5.099	5.882	0.175
4.828	44.536	0.341	2.572	5.165	5.877	0.173
5.029	44.493	0.352	2.523	5.229	5.872	0.171
5.230	44.451	0.364	2.473	5.291	5.867	0.168
5.431	44.410	0.376	2.421	5.351	5.862	0.166
5.632	44.368	0.388	2.369	5.409	5.856	0.164
5.833	44.326	0.400	2.318	5.465	5.851	0.161
6.035	44.284	0.413	2.265	5.518	5.846	0.159
6.236	44.242	0.425	2.211	5.570	5.841	0.157
6.437	44.200	0.438	2.157	5.620	5.836	0.155
6.638	44.157	0.451	2.103	5.669	5.831	0.152
6.839	44.115	0.464	2.048	5.715	5.826	0.150
7.040	44.073	0.477	1.992	5.759	5.821	0.148
7.242	44.031	0.491	1.937	5.802	5.816	0.145
7.443	43.989	0.504	1.882	5.843	5.811	0.143
7.644	43.947	0.518	1.826	5.883	5.806	0.141
7.845	43.905	0.532	1.770	5.921	5.801	0.139
8.046	43.863	0.546	1.714	5.957	5.796	0.136
8.247	43.821	0.560	1.658	5.992	5.791	0.134
8.448	43.779	0.575	1.602	6.025	5.786	0.132
8.650	43.736	0.589	1.545	6.057	5.781	0.129
8.851	43.694	0.604	1.490	6.087	5.776	0.127
9.052	43.652	0.619	1.433	6.116	5.771	0.125
9.253	43.609	0.633	1.377	6.143	5.766	0.123
9.454	43.567	0.649	1.321	6.169	5.761	0.120
9.655	43.525	0.664	1.265	6.194	5.756	0.118
9.857	43.482	0.679	1.210	6.217	5.751	0.116
10.058	43.440	0.695	1.154	6.239	5.746	0.113
10.561	43.333	0.734	1.015	6.289	5.734	0.108
11.063	43.227	0.775	0.879	6.332	5.721	0.102
11.566	43.120	0.816	0.743	6.368	5.709	0.096
12.069	43.013	0.858	0.609	6.397	5.697	0.090
12.572	42.905	0.901	0.478	6.421	5.684	0.085
13.075	42.798	0.944	0.348	6.438	5.672	0.079
13.578	42.690	0.989	0.220	6.451	5.660	0.073
14.081	42.581	1.034	0.095	6.458	5.647	0.067
14.584	42.473	1.080	-0.029	6.460	5.635	0.062
15.086	42.364	1.126	-0.150	6.458	5.623	0.056
15.589	42.254	1.174	-0.268	6.451	5.611	0.050
16.092	42.145	1.222	-0.384	6.440	5.599	0.045
16.595	42.035	1.270	-0.498	6.426	5.587	0.039
17.098	41.924	1.319	-0.610	6.408	5.575	0.033

17.601	41.814	1.369	-0.718	6.387	5.563	0.027
18.104	41.702	1.419	-0.825	6.362	5.551	0.022
18.607	41.591	1.470	-0.929	6.335	5.539	0.016
19.110	41.479	1.521	-1.030	6.304	5.527	0.010
19.612	41.367	1.573	-1.129	6.271	5.515	0.004
20.115	41.254	1.625	-1.226	6.235	5.503	-0.001
20.618	41.141	1.678	-1.320	6.197	5.491	-0.007
21.121	41.028	1.731	-1.412	6.157	5.479	-0.013
21.624	40.914	1.785	-1.501	6.115	5.467	-0.019
22.127	40.800	1.839	-1.588	6.070	5.455	-0.024
22.630	40.685	1.893	-1.672	6.024	5.444	-0.030
23.133	40.570	1.948	-1.755	5.976	5.432	-0.036
23.635	40.455	2.003	-1.834	5.926	5.420	-0.041
24.138	40.339	2.058	-1.912	5.875	5.408	-0.047
24.641	40.223	2.114	-1.987	5.822	5.397	-0.053
25.144	40.107	2.169	-2.060	5.768	5.385	-0.059
25.647	39.990	2.225	-2.131	5.712	5.373	-0.064
26.150	39.873	2.282	-2.199	5.656	5.362	-0.070
26.653	39.756	2.338	-2.266	5.598	5.350	-0.076
27.156	39.638	2.395	-2.330	5.539	5.339	-0.082
27.659	39.519	2.452	-2.392	5.480	5.327	-0.087
28.161	39.401	2.509	-2.452	5.419	5.316	-0.093
28.664	39.282	2.566	-2.510	5.357	5.304	-0.099
29.167	39.163	2.623	-2.566	5.295	5.293	-0.105
29.670	39.043	2.681	-2.619	5.232	5.281	-0.110
30.173	38.923	2.738	-2.669	5.169	5.270	-0.116
30.676	38.803	2.796	-2.720	5.105	5.259	-0.122
31.179	38.682	2.853	-2.768	5.040	5.247	-0.127
31.682	38.562	2.911	-2.813	4.975	5.236	-0.133
32.185	38.440	2.968	-2.856	4.910	5.225	-0.139
32.687	38.319	3.026	-2.899	4.844	5.213	-0.145
33.190	38.198	3.084	-2.940	4.778	5.202	-0.150
33.693	38.076	3.141	-2.978	4.712	5.191	-0.156
34.196	37.953	3.199	-3.014	4.645	5.180	-0.162
34.699	37.831	3.256	-3.049	4.578	5.168	-0.168
35.202	37.708	3.314	-3.082	4.511	5.157	-0.173
35.705	37.585	3.371	-3.114	4.445	5.146	-0.179
36.208	37.461	3.429	-3.144	4.378	5.135	-0.185
36.710	37.338	3.486	-3.172	4.311	5.124	-0.190
37.213	37.214	3.543	-3.198	4.244	5.113	-0.196
37.716	37.090	3.600	-3.222	4.177	5.102	-0.202
38.219	36.966	3.657	-3.245	4.111	5.091	-0.208

38.722	36.842	3.714	-3.266	4.044	5.080	-0.213
39.225	36.717	3.770	-3.286	3.978	5.069	-0.219
39.728	36.592	3.827	-3.304	3.912	5.058	-0.225
40.231	36.468	3.883	-3.321	3.846	5.047	-0.231
40.734	36.343	3.939	-3.337	3.780	5.036	-0.236
41.236	36.217	3.995	-3.351	3.715	5.025	-0.242
41.739	36.092	4.051	-3.364	3.650	5.014	-0.248
42.242	35.967	4.106	-3.375	3.586	5.003	-0.254
42.745	35.841	4.161	-3.386	3.521	4.993	-0.259
43.248	35.715	4.216	-3.394	3.458	4.982	-0.265
43.751	35.589	4.271	-3.402	3.394	4.971	-0.271
44.254	35.464	4.326	-3.409	3.331	4.960	-0.276
44.757	35.338	4.380	-3.415	3.269	4.950	-0.282
45.259	35.212	4.434	-3.419	3.207	4.939	-0.288
45.762	35.086	4.488	-3.422	3.146	4.928	-0.294
46.265	34.960	4.542	-3.424	3.085	4.918	-0.299
46.768	34.834	4.595	-3.424	3.024	4.907	-0.305
47.271	34.707	4.648	-3.423	2.964	4.896	-0.311
47.774	34.581	4.701	-3.421	2.905	4.886	-0.317
48.277	34.455	4.754	-3.418	2.847	4.875	-0.322
48.780	34.329	4.806	-3.415	2.789	4.865	-0.328
49.283	34.203	4.858	-3.410	2.731	4.854	-0.334
49.785	34.076	4.910	-3.405	2.674	4.844	-0.340
50.288	33.950	4.961	-3.398	2.618	4.833	-0.345
50.791	33.824	5.012	-3.391	2.563	4.823	-0.351
51.294	33.698	5.063	-3.384	2.508	4.812	-0.357
51.797	33.572	5.114	-3.375	2.454	4.802	-0.362
52.300	33.446	5.164	-3.365	2.400	4.792	-0.368
52.803	33.320	5.214	-3.355	2.348	4.781	-0.374
53.306	33.194	5.263	-3.345	2.296	4.771	-0.380
53.808	33.069	5.313	-3.333	2.244	4.761	-0.385
54.311	32.943	5.362	-3.321	2.193	4.750	-0.391
54.814	32.818	5.410	-3.307	2.143	4.740	-0.397
55.317	32.692	5.459	-3.293	2.094	4.730	-0.403
55.820	32.567	5.507	-3.278	2.046	4.720	-0.408
56.323	32.441	5.554	-3.263	1.998	4.709	-0.414
56.826	32.316	5.602	-3.247	1.951	4.699	-0.420
57.329	32.191	5.649	-3.230	1.904	4.689	-0.426
57.832	32.066	5.695	-3.213	1.859	4.679	-0.431
58.334	31.942	5.742	-3.196	1.814	4.669	-0.437
58.837	31.817	5.788	-3.178	1.770	4.659	-0.443
59.340	31.693	5.834	-3.160	1.726	4.649	-0.448

59.843	31.568	5.879	-3.141	1.684	4.639	-0.454
60.346	31.444	5.924	-3.122	1.642	4.629	-0.460
61.352	31.197	6.013	-3.083	1.560	4.609	-0.471
62.357	30.950	6.101	-3.043	1.481	4.589	-0.483
63.363	30.704	6.188	-3.001	1.405	4.569	-0.494
64.369	30.459	6.273	-2.957	1.332	4.549	-0.506
65.375	30.215	6.357	-2.912	1.261	4.530	-0.517
68.392	29.488	6.601	-2.772	1.067	4.471	-0.552
70.404	29.009	6.758	-2.677	0.950	4.433	-0.575
75.432	27.832	7.127	-2.439	0.702	4.338	-0.632
80.461	26.687	7.466	-2.198	0.509	4.245	-0.689
85.490	25.577	7.778	-1.971	0.361	4.154	-0.747
90.519	24.505	8.063	-1.763	0.252	4.065	-0.804
95.548	23.471	8.325	-1.574	0.172	3.978	-0.861
100.577	22.476	8.565	-1.396	0.115	3.893	-0.919
110.634	20.605	8.987	-1.104	0.049	3.729	-1.033
120.692	18.890	9.342	-0.880	0.019	3.571	-1.148
130.750	17.326	9.643	-0.708	0.007	3.420	-1.263
140.807	15.903	9.899	-0.575	0.002	3.275	-1.377
150.865	14.613	10.118	-0.470	0.001	3.136	-1.492
160.923	13.445	10.306	-0.386	0.000	3.004	-1.607
170.980	12.389	10.468	-0.319	0.000	2.876	-1.721
181.038	11.435	10.610	-0.264	0.000	2.755	-1.836
191.095	10.574	10.733	-0.218	0.000	2.638	-1.950
201.153	9.797	10.841	-0.181	0.000	2.526	-2.065

## Annexe B

# La section efficace élastique par le modèle optique

L'équation de Schrödinger s'écrit :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(r)\right)\psi = E\psi \quad (\text{B.1})$$

où  $\mu$  est la masse réduite du système projectile + cible et  $E$  est son énergie dans le centre de masse.

La partie cinétique de l'Hamiltonien se décompose en une partie radiale et une partie angulaire telle que :

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 = -\frac{\hbar^2}{2\mu r} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{L^2}{2\mu r^2} \quad (\text{B.2})$$

L'équation B.1 peut être résolue dans la région asymptotique c'est à dire où la distance  $r$  entre le projectile et la cible est grande. La forme de cette solution dans cette région est la somme d'une fonction d'onde plane et d'une fonction d'onde sphérique diffusées élastiquement. En coordonnées cylindriques, cette solution s'écrit :

$$\psi(\vec{r} \rightarrow \infty) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (\text{B.3})$$

où  $k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}$  est appelé le nombre d'onde et  $f(\theta)$  est l'amplitude de diffusion.

Ensuite, il est possible de décomposer  $\psi$  en ondes partielles  $u_l(r)$  selon le moment angulaire  $l$  en supposant que le potentiel optique soit de symétrie cylindrique. La fonction d'onde  $\psi$  s'écrit alors :

$$\psi = \sum_l (2l+1) \frac{u_l(kr)}{r} i^l P_l(\cos\theta) \quad (\text{B.4})$$

où  $P_l(\cos\theta)$  sont des polynômes de Legendre.

A noter que  $P_l$  sont des fonctions propres de  $L^2$  telles que :

$$L^2 P_l(\cos\theta) = \hbar^2 l(l+1) P_l(\cos\theta) \quad (\text{B.5})$$

En utilisant la remarque précédente et l'expression de  $\psi$  de la relation B.2, l'équation de Schrödinger devient :

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} V(r) + k^2 \right) u_l(r) = 0 \quad (\text{B.6})$$

Pour résoudre cette équation différentielle, il faut donner des conditions aux limites sur  $u_l(r)$ . Lorsque  $r \rightarrow 0$ ,  $u_l(r)$  est nul. Pour  $r \rightarrow \infty$ ,  $V(r)$  et  $\frac{l(l+1)}{r^2}$  sont nuls. Les solutions de  $u_l(r \rightarrow \infty)$  sont de la forme :

$$u_l(r \rightarrow \infty) = a_l \frac{i^{-l} e^{i\delta_l} e^{ikr} - i^l e^{-i\delta_l} e^{-ikr}}{2i} \quad (\text{B.7})$$

Où  $a_l$  est une constante et  $\delta_l$  est le décalage de phase dû au potentiel. A l'infini, l'unique effet du potentiel sur  $u_l(r)$  est d'induire une phase dans cette fonction d'onde.

La présence de ce décalage conduit à l'introduction de la matrice  $S_l$  qui n'est rien d'autre que la fonction densité ou encore appelée fonction de force neutron définie au paragraphe 1.2.2.6. Plus précisément,  $S_l$  représente la probabilité pour qu'un neutron incident puisse être diffusé avec un moment orbital  $l$ . Cette matrice s'écrit :

$$S_l = e^{2i\delta_l} \quad (\text{B.8})$$

A partir de cette matrice  $S_l$ , il est possible de définir aussi les coefficients de transmission  $T_l$  présentés au paragraphe 1.3.1 tels que :

$$T_l = 1 - |S_l|^2 \quad (\text{B.9})$$

$T_l$  donne la probabilité d'absorber un neutron incident pour un moment orbital  $l$  donné.

En utilisant et comparant les relations B.3, B.4 et B.7, B.8, une solution se dégage pour  $f(\theta)$  qui peut aussi se décomposer en ondes partielles :

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l P_l(\cos\theta) \quad (\text{B.10})$$

Avec :

$$f_l = \frac{1}{2ik}(S_l - 1) \quad (\text{B.11})$$

A partir de l'expression de  $f(\theta)$ , il va être possible d'obtenir la section efficace de diffusion élastique qui se définit de la façon suivante :

$$\frac{d\sigma_{elas}}{d\omega} = |f(\theta)|^2 \quad (\text{B.12})$$

Soit après intégration sur les angles :

$$\sigma_{elas} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) |S_l - 1|^2 \quad (\text{B.13})$$



## Annexe C

# Formalisme du modèle optique : cas des couplages de voies

Soit  $\phi_i$ , représentant les états internes qui n'ont pas été considérés dans le cas des noyaux sphériques. Si  $\phi_i$  possède  $N$  états propres alors pour chaque  $i$  de 1 à  $N$ ,  $\phi_i$  est une fonction propre de l'équation de Schrödinger avec  $e_i$  comme valeur propre correspondante :

$$H\phi_i = e_i\phi_i \quad (\text{C.1})$$

et

$$\int d\epsilon \phi_i^*(\epsilon)\phi_j(\epsilon) = \delta_{ij} \quad (\text{C.2})$$

Les états de diffusion  $\Psi_i(\vec{r}, \epsilon)$  solutions de l'équation de Schrödinger sont tels que :

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + H + V - E\right)\Psi_i = 0 \quad (\text{C.3})$$

Ils peuvent s'écrire :

$$\Psi_i(\vec{r}, \epsilon) = \sum_{j=1}^N \chi_{ij}(\vec{r})\phi_j(\epsilon) \quad (\text{C.4})$$

avec :

$$\chi_{ij}(\vec{r}) = \int d\epsilon \phi_j^*(\epsilon)\psi_i(\vec{r}, \epsilon) \quad (\text{C.5})$$

$\chi_{ij}$  représente le recouvrement entre l'état de diffusion  $\psi_i$  et la fonction d'onde  $\phi_j$ .

En développant l'équation C.3,  $N$  équations couplées sont obtenues :

$$\int d\epsilon \phi_j^*(\epsilon) \left( \frac{-\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + H + V - E \right) \sum_{j=1}^N \chi_{ij}(\vec{r}) \phi_i(\epsilon) = 0 \quad (\text{C.6})$$

Or  $\phi$  est une fonction d'onde orthogonale :

$$\left( \frac{-\hbar^2}{2\mu} + V_{ii}(\vec{r}) - E + e_i \right) \chi_{ii}(\vec{r}) = - \sum_{j \neq i} V_{ij}(\vec{r}) \chi_{ij}(\vec{r}) \quad (\text{C.7})$$

avec :

$$V_{ij}(\vec{r}) = \int d\epsilon \phi_i^*(\epsilon) V(\vec{r}, \epsilon) \phi_j(\epsilon) \quad (\text{C.8})$$

$V_{ij}(\vec{r})$  représente le potentiel de couplage entre deux états internes. Pour obtenir  $\Psi_i(\vec{r}, \epsilon)$  pour chaque  $i$ , il faut résoudre  $N$  systèmes d'équations couplées.

## Annexe D

# Validation du code EVITA par DICEBOX

Tout comme le code DICEBOX, le code EVITA est conçu pour modéliser des cascades  $\gamma$ . Cette étude a pour but de valider ce nouveau code à l'aide de DICEBOX. Pour cela, des cascades  $\gamma$  ont été simulées pour le  $^{176}\text{Lu}^*$  à l'aide de ces deux codes. Ces cascades ont été utilisées dans une simulation GEANT4 afin de reproduire la réponse du détecteur DANCE en présence du blindage et des 39 détecteurs éteints. Les spectres en énergie somme obtenus sont comparés à la figure D.1 pour différentes coupures en multiplicité.

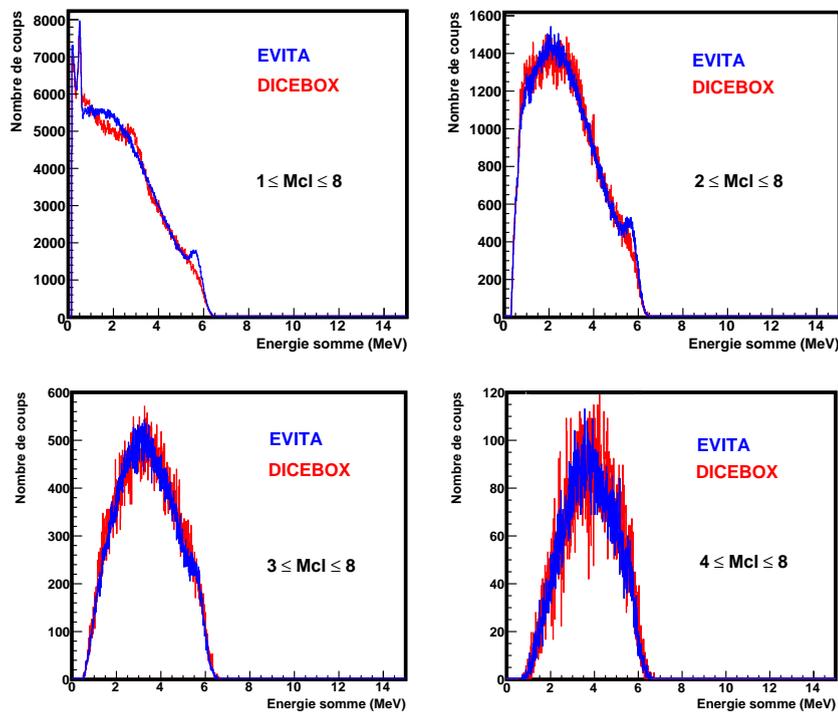


FIGURE D.1 – Comparaison de spectres en énergie somme pour différentes multiplicités obtenus avec le code EVITA et DICEBOX.

Pour une multiplicité comprise entre 1 et 8, le spectre EVITA est semblable à celui de DICEBOX excepté à 3 MeV. Cela vient d'une paramétrisation incorrecte de la fonction de force M1 représentative d'une résonance géante dipolaire magnétique (GMDR) dans le fichier d'entrée de DICEBOX à cette énergie. En regard des résultats connus sur ce noyau il est évident qu'un poids trop important a été accordé à cette résonance.

Les paramètres utilisés dans le code EVITA pour les fonctions de force E1, M1 et E2 du  $^{176}\text{Lu}^*$  sont directement issus du code TALYS. Ils sont présentés dans le tableau 1.2 du chapitre 1. Pour DICEBOX, ils proviennent directement de la bibliothèque RIPL-3.

Pour les autres multiplicités, les résultats donnés par le code EVITA et le code DICEBOX sont en parfait accord.

La conclusion de cette étude est que le code EVITA a bien été validé par DICEBOX. Il reproduit de manière fidèle la cascade  $\gamma$  du  $^{176}\text{Lu}^*$  et cela grâce à une bonne paramétrisation des fonctions de force  $\gamma$ .

## **Annexe E**

### **Liste des niveaux du $^{173}\text{Lu}$ et $^{175}\text{Lu}$**

TABLE E.1 – Liste de niveaux du  $^{175}\text{Lu}$  jusqu'à 700 keV (ENSDF). Ici, pour chacune des 3 zones définies en énergie d'excitation voici les  $\gamma$  problématiques respectifs : 343 keV venant du niveau à 343 keV, le 396 keV venant du niveau à 396 keV et le 432 keV venant du niveau à 432 keV.

$E_{level}$ (keV)	J	$T_{1/2}$	E (keV)	I	mult
113.806 4	9/2+	90 ps 4	113.805 4	100	M1+E2
251.465 7	11/2+	32.4 ps 16	137.658 6	100.0 7	M1+E2
251.465 7	11/2+	32.4 ps 16	251.474 17	77.1 7	E2
343.38 8	5/2+	0.281 ns 10	229.6 6	0.813 20	E2
343.38 8	5/2+	0.281 ns 10	343.40 8	100	M1+E2
353.48 13	5/2-	1.49 $\mu\text{s}$ 7	353.3 2	100	E1
396.328 7	9/2-	3.28 ns 6	396.329 20	100.0 15	E1+M2
396.328 7	9/2-	3.28 ns 6	282.522 14	46.6 3	E1(+M2)
396.328 7	9/2-	3.28 ns 6	144.863 5	5.11 5	E1(+M2)
412.39 7	13/2+	12.7 ps 4	298.7 1	100.0 9	E2
412.39 7	13/2+	12.7 ps 4	160.9 1	50.8 5	M1+E2
414.98 18	(9/2)-		62		
432.74 8	7/2+	$\leq 0.1$ ns	318.9 6	7.0 17	M1+E2
432.74 8	7/2+	$\leq 0.1$ ns	89.36 1	100 8	M1+E2
432.74 8	7/2+	$\leq 0.1$ ns	433.0 5	59.8 10	M1
514.66 14	(3/2-)		161.20 10	100	M1
514.66 14	(3/2-)		143.89 10	35 6	
529.25 10	(11/2-)		132.92 10	100	
546.4 3	(9/2+)		113.6 4		
546.4 3	(9/2+)		203.0 4		
562.3 4	(13/2-)		147.4 4	100	
595.25 8	15/2+	7.65 ps 13	182.9 1	37.4 6	M1+E2
595.25 8	15/2+	7.65 ps 13	343.7 1	100.0 10	E2
626.53 15	(1/2+)	10.6 ns 5	255.72 10	100	
626.53 15	(1/2+)	10.6 ns 5	111.9 4	10.7	
632.76 11	(3/2+)		279.25 10	38 4	
632.76 11	(3/2+)		261.9 4	23 3	
632.76 11	(3/2+)		289.43 10	100	
672.83 15	(7/2-)		257.86 10	94 11	
672.83 15	(7/2-)		158.23 10		
672.83 15	(7/2-)		319.29 10	100	
684.3 3	(11/2+)		251.5 4		
684.3 3	(11/2+)		137.9 4		
685.32 14	(13/2-)		289.1	15 2	
685.32 14	(13/2-)		156.07 10	100	

TABLE E.2 – Liste de niveaux du  $^{173}\text{Lu}$  jusqu'à 820 keV (ENSDF). Ici, pour chacune des 3 zones définies en énergie d'excitation voici les  $\gamma$  problématiques respectifs : 258 keV venant du niveau à 258 keV, le 357 keV venant du niveau à 357 keV et le 621 keV venant du niveau à 820 keV.

$E_{level}$ (keV)	J	$T_{1/2}$	E (keV)	I	mult
117.181 13	(9/2+)		117.181 13	100	[M1,E2]
123.672 13	5/2-	74.2 $\mu\text{s}$ 10	123.672 13	100	E1
128.343 15	1/2-	5.2 ns 5	4.670 8	100	E2
198.47 7	(9/2)-		74.80 7	100	[E2]
258.56 7	(11/2+)		258.56 7		
258.56 7	(11/2+)		141.41 9		
263.306 15	3/2-	? 0.16 ns	134.964 7	37.3 10	M1+E2
263.306 15	3/2-	? 0.16 ns	139.634 8	100 3	M1+E2
356.996 15	5/2+	383 ps 19	356.996 15	100 4	M1
356.996 15	5/2+	383 ps 19	239.828 25	1.2 5	[E2]
358.70 10	(13/2-)		160.23 8	100	[E2]
423.62 9	(13/2+)		165.06 7	67 13	[M1,E2]
423.62 9	(13/2+)		306.45 9	100 20	[E2]
425.317 16	1/2+	0.84 ns 20	296.974 9	100 2	E1
425.317 16	1/2+	0.84 ns 20	162.011 9	19.1 5	E1
428.10 7	(7/2-)		304.43 7	82 11	
428.10 7	(7/2-)		229.64 7	84 11	
428.10 7	(7/2-)		164.80 7	100 16	
434.912 15	3/2+	0.38 ns 10	311.239 8	100.0 19	E1
434.912 15	3/2+	0.38 ns 10	77.916 15	0.489 15	M1+E2
434.912 15	3/2+	0.38 ns 10	306.569 8	59.8 13	E1
434.912 15	3/2+	0.38 ns 10	9.595 9		
434.912 15	3/2+	0.38 ns 10	171.606 8	1.58 8	E1
448.98 8	(9/2-)	0.58 ns 12	448.98 8	100 20	
448.98 8	(9/2-)	0.58 ns 12	331.81 8	47 9	[E1]
448.98 8	(9/2-)	0.58 ns 12	190.42 9	9.1 18	[E1]
451.10 8	(7/2+)		451.10 8	63 13	
451.10 8	(7/2+)		94.10 8	100 21	
552.093 18	(5/2)+		288.786 13	45 3	[E1]
552.093 18	(5/2)+		126.776 14	4.3 9	
552.093 18	(5/2)+		428.420 13	19.5 25	
552.093 18	(5/2)+		117.181 13	100 20	
570.80 11	(9/2+)		213.80 11	15 3	
570.80 11	(9/2+)		119.70 8	100 19	
576.32 9	(7/2+)		377.85 10	44 9	[E1]

TABLE E.3 – Liste de niveaux du  $^{173}\text{Lu}$  jusqu'à 820 keV (ENSDF). (Suite)

$E_{level}$ (keV)	J	$T_{1/2}$	E (keV)	I	mult
576.32 9	(7/2+)		141.41 9	<233	
576.32 9	(7/2+)		452.65 9	100 12	
580.08 10	(11/2)-		462.91 10	20 4	
580.08 10	(11/2)-		131.10 8	100 20	
606.69 13	(17/2-)		248.00 8	100	
611.40 10	(15/2+)		352.84 8	100 12	
611.40 10	(15/2+)		187.78 7	31 4	
654.36 10	(11/2-)		295.67 9	69 9	
654.36 10	(11/2-)		226.26 10	35 5	
654.36 10	(11/2-)		455.89 8	100 21	
715.30 13	(11/2+)		264.20 11	31 4	
715.30 13	(11/2+)		144.51 8	100 12	
721.54 8	(1/2+)		593.20 8	100 25	
721.54 8	(1/2+)		458.23 8	51 25	
734.64 11	(13/2-)		154.56 8	100 12	
734.64 11	(13/2-)		476.08 11	5.8 13	
734.64 11	(13/2-)		285.66 9	26 4	
734.71 6	(7/2-)		734.71 6	100 16	
734.71 6	(7/2-)		377.71 6	?16	
777.90 12	(9/2+)		201.58 12	100 20	
777.90 12	(9/2+)		349.80 12	48 10	
777.90 12	(9/2+)		225.81 12	43 9	
820.13 11	(11/2+)		243.80 13	85 17	
820.13 11	(11/2+)		461.43 11	80 16	
820.13 11	(11/2+)		396.51 14	29 5	
820.13 11	(11/2+)		621.66 9	100 20	
820.97 15	(17/2+)		397.35 13	100 18	

## Annexe F

### Rapports d'embranchement $\gamma$ calculés par TALYS pour le $^{176}\text{Lu}$

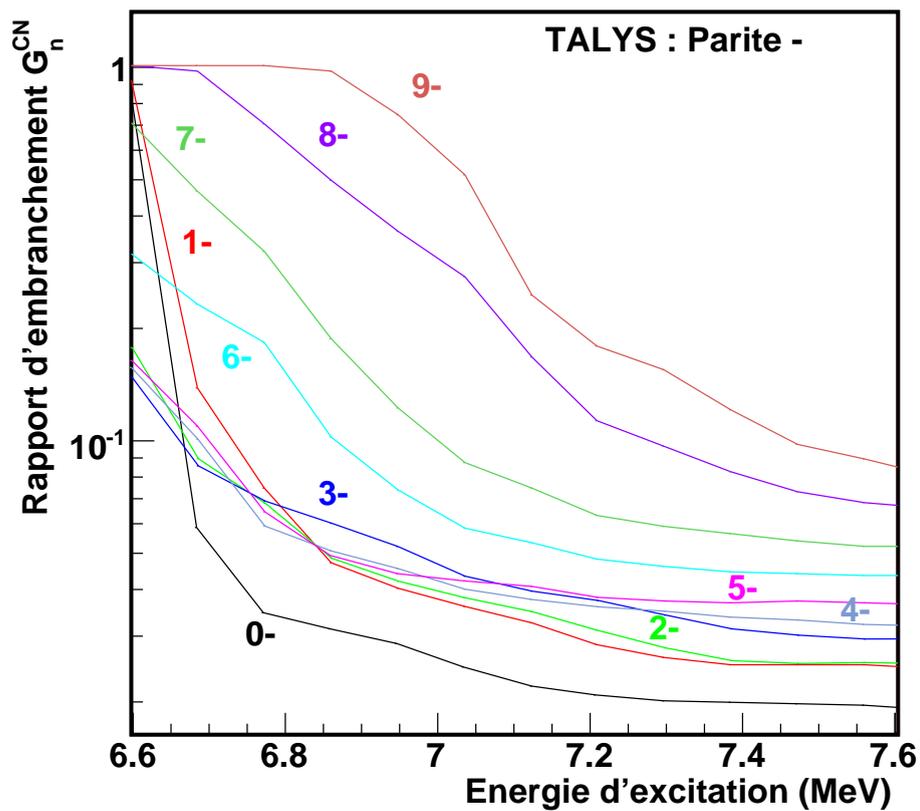


FIGURE F.1 – Rapports d'embranchement  $G_n^{CN}$  du  $^{176}\text{Lu}$  calculé avec le code TALYS pour une parité négative et des spins allant de 0 à 9 en fonction de l'énergie d'excitation.

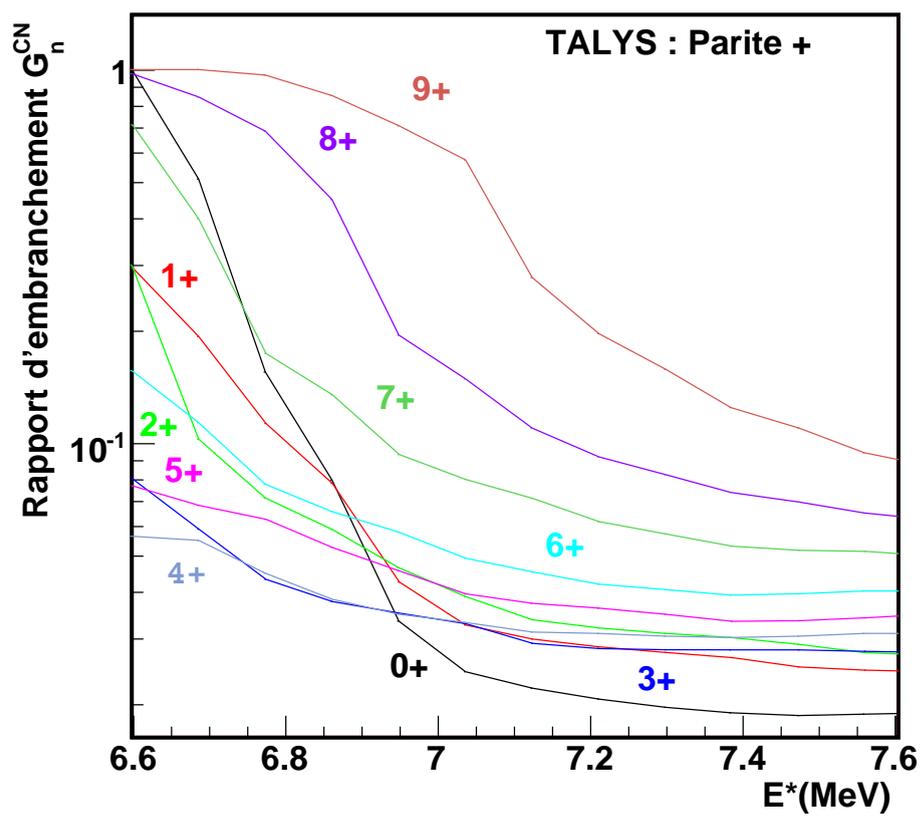


FIGURE F.2 – Rapports d'embranchement  $G_n^{CN}$  du  $^{176}\text{Lu}$  calculé avec le code TALYS pour une parité positive et des spins allant de 0 à 9 en fonction de l'énergie d'excitation.

**Résumé : Etude de la réaction de capture neutronique radiative pour le noyau instable du  $^{173}\text{Lu}$  par méthode directe et par réaction de substitution.**

L'objectif de ce document est de présenter une étude sur la réaction de capture neutronique radiative du noyau instable du  $^{173}\text{Lu}$  afin de déterminer sa section efficace ( $n,\gamma$ ). Si globalement, pour les noyaux stables de nombreuses informations sont à disposition, il reste un véritable manque de données pour les noyaux radioactifs. La première partie de cette thèse se consacre à la présentation des différents formalismes impliqués dans le calcul d'une section efficace ainsi qu'à l'utilisation du code TALYS basé sur ces différents modèles. TALYS nous a permis d'évaluer la section efficace ( $n,\gamma$ ) sur le  $^{173}\text{Lu}$  en s'appuyant sur la connaissance de la réaction de capture sur le  $^{175}\text{Lu}$ . Dans un deuxième temps, la section efficace ( $n,\gamma$ ) sur le  $^{173}\text{Lu}$  a été mesurée sur l'installation LANSCE avec le détecteur  $4\pi$  DANCE. Cette expérience s'est révélée être un véritable défi tant pour la fabrication de la cible de  $^{173}\text{Lu}$  que pour l'obtention de données d'« à la grande radioactivité de cet isotope. Nous avons pu extraire des informations intéressantes comme le taux de capture total, identifier et caractériser de nouvelles résonances, déterminer des paramètres comme l'espacement moyen, les largeurs neutroniques et les largeurs  $\gamma$  ainsi que la valeur de la fonction densité. Tous ces nouveaux renseignements nous ont permis de reconstruire la section efficace ( $n,\gamma$ ) sur le  $^{173}\text{Lu}$  jusqu'à 200 eV. Grâce à ces différentes informations, nous avons estimé une correction à appliquer sur la section efficace évaluée par TALYS permettant in fine d'obtenir une nouvelle évaluation de cette quantité. La troisième partie de cette thèse est consacrée à apporter des informations supplémentaires sur la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)^{174}\text{Lu}$  en utilisant la méthode de substitution. En premier lieu, nous avons testé la validité de cette méthode sur une réaction connue :  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$  avec la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}$  puis dans un second temps nous avons regardé la réaction  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)^{174}\text{Lu}$  avec la réaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}$ . Pour cela, la probabilité d'émission  $\gamma$  dans ces deux voies a été mesurée et comparée à un calcul TALYS. Cette comparaison a révélé de grandes disparités entre les réactions de transfert utilisées et les réactions induites par des neutrons. Notre investigation s'est alors orientée à regarder de plus près la distribution de spins du noyau composé formé. Celle-ci a pu être extraite grâce à un ajustement de la probabilité d'émission  $\gamma$  mesurée. Cette distribution montre que les réactions ( $^3\text{He},X$ ) peuplent en réalité des spins beaucoup plus grands que ceux issus de la réaction ( $n,\gamma$ ). La mesure des rapports des intensités de transitions  $\gamma$  corroborent aussi ce résultat même si les spins peuplés semblent être plus faibles. Cette expérience a mis clairement en évidence qu'une réaction induite par un faisceau d' $^3\text{He}$  ne pouvait pas se substituer à une réaction ( $n,\gamma$ ). Tout au long de ce document, nous avons montré par différents aspects, à quel point il peut être difficile d'obtenir des informations sur les noyaux radioactifs tels que le  $^{173}\text{Lu}$  et que pour le futur de nombreux défis tant expérimentaux que théoriques sont encore à relever.

Mots clés :

Capture neutronique radiative, évaluations, section efficace, noyau composé, modèle de réaction, matrice R, Hauser-Feshbach, méthode de substitution, distribution de spin.

**Abstract : Study of radiative neutron capture reaction for the unstable nucleus of  $^{173}\text{Lu}$  by direct method and by surrogate reaction.**

This PhD report presents a study of radiative neutron capture reaction of the  $^{173}\text{Lu}$  to determine the  $(n,\gamma)$  cross section. Contrary to stable nuclei for which a huge amount of data is available, there is a real lack of information for radioactive nuclei. The first part of this PhD focuses on the presentation of different formalisms involved in cross section calculations and on the use of TALYS code based on these models. TALYS allowed us to evaluate the  $(n,\gamma)$  cross section on  $^{173}\text{Lu}$  with data from the capture reaction on the  $^{175}\text{Lu}$ . In a second step, the  $(n,\gamma)$  cross section on  $^{173}\text{Lu}$  was measured at the LANSCE facility with the  $4\pi$  detector DANCE. This experience turned out to be a real challenge for both the target production of  $^{173}\text{Lu}$  and for obtaining data due to the high radioactivity of this isotope. Interesting informations have been extracted such as the total capture yield, the identification and the characterization of new resonances, the determination of parameters like average spacing, neutron and  $\gamma$  widths and the value of the density function. All these new informations enabled us to reconstruct the  $(n,\gamma)$  cross section on  $^{173}\text{Lu}$  up to 200 eV. We could then estimate a correction for the cross section evaluated by TALYS in order to obtain a new evaluation. The third part of this PhD deals with getting additional information on the  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)^{174}\text{Lu}$  reaction by using the surrogate method. Firstly, this technique has been tested on a well-known reaction :  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$  with the reaction  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},p)^{176}\text{Lu}$ . Secondly, we studied the  $^{173}\text{Lu}(n,\gamma)^{174}\text{Lu}$  reaction with the  $^{174}\text{Yb}(^3\text{He},t)^{174}\text{Lu}$  reaction. The  $\gamma$  decay probability in different ways have been measured and compared with a TALYS calculation. This comparison showed large discrepancies between the transfer reactions and the reactions induced by neutrons. Then our investigation was focused on the spin distribution of the formed compound nucleus. It has been extracted thanks to a fit of the measured  $\gamma$  decay probability. This distribution has shown  $(^3\text{He},X)$  reactions populate much higher spins than observed in  $(n,\gamma)$  reactions. The measurement of the  $\gamma$  transitions intensities ratios also corroborates this result even if the mean value of the populated spins seem to be lower. This experiment clearly demonstrated a reaction induced by a  $^3\text{He}$  beam could not to be substituted to a  $(n,\gamma)$  reaction. Throughout this document, we have shown by different aspects on one hand, how it can be difficult to extract information on unstable nuclei such as  $^{173}\text{Lu}$  and on the other hand that both experimental and theoretical challenges still remain for the future.

Key words :

Radiative neutron capture, evaluations, cross section, compound nucleus, reaction model, R matrix, Hauser-Feshbach, surrogate method, spin distribution.