

N° D'ORDRE : 7973

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée
Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

Par

Gaëlle AERTS

Mesure de la section efficace de capture
neutronique du ^{232}Th à n_TOF au CERN

Soutenue le 23 septembre 2005 devant la Commission d'examen :

Sylvain DAVID	Chercheur, CNRS-IPN Orsay	
Nimet FRASCARIA	Professeur, Université Paris XI	Directeur de Thèse
Frank GUNSING	Chercheur, CEA-Saclay	Responsable CEA
Bernard HAAS	Directeur de recherche, CNRS-CENBG	Rapporteur
Peter SCHILLBEECKX	Chercheur, CE-CCR-IRMM	
Laurent TASSAN-GOT	Directeur de recherche, CNRS-IPN Orsay	Rapporteur

Remerciements

Le projet de la thèse s'est construit d'années en années, et la première personne qui m'a encouragée fût un professeur de l'université de Cergy-Pontoise, Monsieur Tuong Truong. J'ai très apprécié ce soutien, son attitude positive et son enthousiasme.

Je voudrais ensuite exprimer ma profonde gratitude envers Jacques Martino ainsi que Bijan Saghai qui m'ont accueillie au sein du Service de Physique Nucléaire de Saclay. Je remercie également Nicolas Alamanos et Françoise Auger qui, prenant le relais, m'ont permis d'achever cette thèse dans de bonnes conditions.

Notamment pour leur gentillesse, je tiens à remercier tous les membres du jury. En particulier mes rapporteurs, Bernard Haas et Laurent Tassan-Got, qui m'ont fait l'honneur de bien vouloir accepter de juger mon travail. Merci également à Nimet Frascaria pour l'intérêt qu'elle a montré vis-à-vis de ce sujet, à Peter Schillebeeckx qui a toujours été accueillant lors de mes déplacements à Geel, et à Sylvain David pour ses judicieuses remarques et sa sympathie.

Pour la confiance qu'il m'a portée, je tiens à souligner ma profonde reconnaissance envers Frank Gunsing, ayant accepté d'être mon responsable CEA. Son aide ainsi que ses conseils m'ont été précieux tout au long de mes travaux de recherche pour lesquels il a su m'encadrer avec beaucoup d'attention et de compréhension.

Merci aussi à Eric Berthoumieux et ses intarissables pointes d'humour... J'ai très apprécié sa disponibilité, surtout en fin de thèse. Pour leur sympathie, je voudrais remercier les post-doctorants et thésards de mon groupe que j'ai cotoyés au cours de ces quatre années : Arturas Plukis, Luc Perrot, Julien Pancin, Alessandro Borella et Walid Dridi. Je tiens particulièrement à remercier Luc qui m'a apporté bien souvent son aide ainsi que ses encouragements.

Au sein de la collaboration n_TOF, j'ai particulièrement apprécié Paolo Cennini, Franz Käppeler, Alberto Mengoni, Nicola Colonna, Vasilis Vlachoudis, Véronique Lacoste, Fanny Rejmund, Helmut Wendler, Samuel Andriamonje et Claude Stephan pour leur accueil et leur bienveillance. Et, même si la salle de contrôle du site expérimental n'était pas très engageante au début de l'ère n_TOF, j'ai tout de même passé de très bons moments. Avec Laure, Julien, Christophe, Pino, Shawn et Michael, je me souviendrai de nos mémorables virées au Charly's!

Pour leur bonne humeur presque quotidienne, merci au groupe "gamma"! Toujours prêts à se réunir autour d'un buffet-pot amoureusement improvisé par notre petite Danielle, je cite Wolfram, Christophe, Andreas, Yves, Alexia, Emmanuelle, Audrey, Emmanuel, Alexander et maintenant Cédric. Une mention spéciale est attribuée à Emmanuel pour les incontournables pauses café, et sans qui un certain nombre de mes crises de nerf latentes auraient fini par exploser! Un clin d'oeil également aux trois "gamma girls", une équipe de choc!

Un très grand merci bien sûr à toute ma famille pour son soutien, sa présence et sa compréhension, durant toutes ces années d'études jusqu'au jour de la soutenance. Le plus grand des mercis donc à mes parents, grands-parents, oncles et tantes, sans oublier mes frangins, cousins et cousines. J'ai eu beaucoup de plaisir à accueillir Mathieu en stage, et j'espère avoir un jour l'occasion de faire de même pour Aurélien, s'il est toujours intéressé par les sciences!

Merci bien évidemment à mes meilleures amies, Sandra et Manue, qui ont toujours su m'encourager dans les moments difficiles, et notamment en fin de parcours! Je remercie aussi tout particulièrement Anne, qui m'épaule depuis si longtemps. Une pensée également dédiée à Barbara, Amandine, Laura, Jean-Paul, Eric, Laure, Julien, Nassima, Danielle, Antoine et bien d'autres encore...

C'est enfin grâce au professeur Dousset que j'ai vraiment pu achever cette thèse, alors tout simplement, mille mercis...

A mon père,

Table des Matières

Introduction	1
1 Contexte et intérêt de l'étude du thorium	3
1.1 Production de l'énergie	4
1.1.1 Énergies renouvelables	4
1.1.2 Combustibles fossiles	5
1.1.3 Énergie nucléaire	6
1.2 La question du futur	9
1.2.1 Effet de serre	9
1.2.2 Déchets nucléaires	10
1.3 Le cycle thorium : une alternative	12
2 Aspects théoriques	17
2.1 Réactions nucléaires induites par neutrons	18
2.1.1 Les neutrons dans la matière	18
2.1.2 Section efficace et résonances	20
2.2 Le formalisme de la matrice R	24
2.2.1 Introduction générale	24
2.2.2 Matrice de collision et matrice R	25
2.3 Approximations de la matrice R	29
2.3.1 Formalisme de Breit et Wigner Simple Niveau	29
2.3.2 Formalisme de Reich-Moore	29
3 Mesure de la réaction de capture neutronique	31
3.1 Principe de la mesure	32
3.1.1 Rendement de capture	32
3.1.2 Taux de comptage	33
3.1.3 Fonction de pondération	36
3.1.4 Méthode du temps de vol	38

3.2	Dispositif expérimental	41
3.2.1	De la source pulsée de protons au faisceau de neutrons	41
3.2.2	Les détecteurs utilisés	44
3.2.3	Principe des C_6D_6	46
3.2.4	Le système d'acquisition	49
3.2.5	Les échantillons	51
3.2.6	Les performances du dispositif	52
4	Étude des caractéristiques des détecteurs C_6D_6	57
4.1	Simulation des réponses aux photons et aux neutrons	58
4.1.1	Modélisation des détecteurs	58
4.1.2	Efficacité aux photons	63
4.1.3	Sensibilité aux neutrons	67
4.2	Détermination des fonctions de pondération	70
4.2.1	Procédure	70
4.2.2	Résultats	72
4.3	Validation par des mesures	76
4.3.1	Réponse aux photons	76
4.3.2	Efficacité aux photons	77
4.3.3	Fonction de pondération	78
4.3.4	Réponse aux neutrons	78
5	Section efficace de capture neutronique du ^{232}Th	83
5.1	Réduction des données	84
5.1.1	Extraction et normalisation relative	84
5.1.2	Calibration et fonction de pondération	89
5.1.3	Coïncidence, temps mort et flash gamma	93
5.1.4	Estimation du bruit de fond	94
5.1.5	Flux de neutrons et rendement de capture	101
5.2	Domaine des résonances résolues	104
5.2.1	Résolution	104
5.2.2	Ajustements à partir de SAMMY	106
5.2.3	Résonances saturées	109
5.2.4	Assignement du moment orbital	111
5.2.5	Estimation de l'espacement moyen	114
5.3	Domaine des résonances non-résolues	117
5.3.1	Rendement de capture moyen	117
5.3.2	Auto-absorption et diffusion multiple	117

5.3.3	Description de la section efficace	117
5.3.4	Résultats	119
Conclusion		125
Bibliographie		127
Annexe A : Fonctions de pondération		134
A.1	Dispositifs modélisés pour n-TOF	134
A.2	Dispositifs modélisés pour GELINA	140
A.3	Fonctions de pondération associées	144
Annexe B : Paramètres de résonances du ^{232}Th		158
Liste des figures		175
Liste des tableaux		181

Introduction

A l'heure où notre société s'interroge sur la suffisance de nos ressources énergétiques dans les décennies à venir, la question des déchets induits par la production de l'énergie nucléaire perdure. Des axes de recherche, définis par la loi Bataille de 1991, mettent en avant plusieurs types de solutions. Parallèlement, des projets de réacteurs moins polluants sont d'actualité. La bonne connaissance des réactions nucléaires mises en jeu dans ces systèmes constitue une étape incontournable quant à leur élaboration.

La réaction de capture neutronique est un processus nucléaire que l'on rencontre dans les réacteurs. Il s'agit de l'absorption d'un neutron par un noyau qui, excité par cet apport d'énergie, émet des photons en cascade. La fine connaissance de la probabilité d'occurrence de ce type de processus, exprimée en terme de section efficace, est donc indispensable et en particulier, en ce qui concerne le contrôle de la réaction en chaîne du réacteur.

Plusieurs bases de données nucléaires regroupent un bon nombre de sections efficaces relatives à différents noyaux et processus impliqués. Ces bibliothèques sont issues d'évaluations effectuées sur des mesures, combinées à des calculs théoriques. Or jusqu'à aujourd'hui, certaines sections efficaces sont connues avec trop peu de précision : c'est le cas de la section efficace de capture neutronique du ^{232}Th , utilisée dans le cadre d'études liées au cycle thorium.

La collaboration internationale n_TOF (neutron Time Of Flight) a choisi de porter son intérêt sur les réactions induites par neutrons telles que la fission, les réactions (n,xn) et la capture neutronique. Le site expérimental, constitué d'une base de vol de 185 mètres et utilisant un faisceau de protons heurtant une cible de plomb comme source de neutrons induits par spallation, est situé au CERN. Il se caractérise par une bonne résolution en énergie couplée à un haut flux instantané de neutrons, facilitant ainsi la mesure d'échantillons radioactifs tels que le ^{232}Th .

L'objet de cette étude a consisté à mesurer la réaction de capture neutronique sur le ^{232}Th et à analyser ces données pour en extraire la section efficace associée. Nous avons utilisé pour la mesure deux détecteurs à base de benzène deutéré (C_6D_6).

Dans un premier chapitre nous introduisons de manière globale le contexte dans lequel ce travail se situe, à savoir celui de la production de l'énergie soulevant la problématique liée aux déchets induits. Dans l'optique d'un développement durable du nucléaire, un regain d'intérêt se porte sur une nouvelle filière basée sur le cycle thorium. Le principal avantage de ce cycle est sa plus faible production d'actinides mineurs, en comparaison avec le cycle uranium à partir duquel fonctionnent les réacteurs électronucléaires du parc français.

L'aspect théorique relatif aux réactions nucléaires induites par neutrons est traité dans le second chapitre. La description d'une section efficace résonante peut se faire à partir de la théorie de la matrice R , dont nous mentionnons deux approximations couramment employées.

Le principe de la mesure s'inscrit dans le troisième chapitre. En particulier, nous explicitons la méthode de la fonction de pondération, à laquelle nous avons eu recours pour la détermination de l'efficacité de détection d'une cascade de photons. La description ainsi que les performances du dispositif expérimental sont ensuite abordées.

Le quatrième chapitre est consacré au travail de simulation, faisant partie intégrante de la méthode de l'analyse de la mesure et visant à décrire le comportement des détecteurs en présence de photons et de neutrons. A l'aide du code MCNP, le dispositif expérimental proche de l'environnement de l'échantillon et des détecteurs a été modélisé. La méthode de calcul de la fonction de pondération est également exposée.

Enfin, l'analyse des données et les résultats obtenus correspondent au cinquième et dernier chapitre. La réduction des données consiste en plusieurs étapes dont celle de l'estimation du bruit de fond. Nous avons ajusté les données à partir du code SAMMY incluant le traitement de la matrice R , et déduit les paramètres individuels et moyens des résonances de la section efficace de capture neutronique du ^{232}Th , dont la précision obtenue n'excède pas les 3,5%.

Chapitre 1

Contexte et intérêt de l'étude du thorium

La question de la production de l'énergie sera abordée en évoquant les diverses sources énergétiques existantes. En particulier nous ferons un point sur ce qu'est l'énergie nucléaire, la raison de son essor en France, ainsi que sur les moyens qui ont été mis en oeuvre pour son utilisation.

Les impacts possibles de ces sources sur l'environnement seront ensuite soulignés. Plus en détail, nous décrirons ce qu'implique le recours au nucléaire, à savoir les déchets produits en sortie des réacteurs : que sont-ils, comment sont ou seront-ils traités aujourd'hui ou demain ?

S'il ne faut pas négliger les reflets tant économiques que politiques qui ont leur poids dans le débat sur l'énergie, nous nous attacherons à la "simple" problématique suivante : si nous décidons l'arrêt du nucléaire du jour au lendemain, il est clair que nos besoins en énergie ne seront largement pas satisfaits. Par conséquent, de quelles façons peut-on minimiser les déchets induits si le cycle électronucléaire poursuit son avancement ?

Le cycle du thorium peut répondre à ce type d'alternative. Nous verrons dans cette dernière partie ce qu'il est, mais aussi qu'il nécessite des études particulières pour sa mise en oeuvre, à savoir notamment la bonne connaissance de la section efficace de capture neutronique du ^{232}Th .

1.1 Production de l'énergie

1.1.1 Énergies renouvelables

Les énergies renouvelables sont basées sur le principe du non-épuisement de leurs ressources. A cet avantage certain, se greffe celui de leur propreté. Néanmoins, il est à nuancer cet aspect non-polluant caractérisant ce type de source d'énergie. En effet, prenons le cas des cellules photovoltaïques par exemple. Dans leur phase de production, elles entraînent également celle de déchets de nature chimique (manipulation du silicium) causant alors un impact sur l'environnement. Certes, l'échelle de cette pollution n'est certainement pas à la hauteur de celle créée par d'autres sources d'énergie, mais cette remarque n'a ici d'objectif que d'introduire un avant-goût de la complexité du contexte énergétique.

Les énergies renouvelables sont principalement de deux types : mécanique et rayonnante. Appartenant à la première famille, on distingue notamment l'hydraulique et l'éolien. Dans une centrale hydraulique, on exploite l'énergie potentielle : la chute de l'eau actionne des turbines qui entraînent des alternateurs. L'hydraulique est utilisée dans le cadre de la production de l'électricité. Les éoliennes tirent parti de la force du vent pour entraîner leurs hélices en rotation. Elles consistent principalement à fournir de l'électricité, et sont parfois installées au large des côtes, les "offshore", où le vent est plus fort et plus stable.

Quant à la deuxième famille, la biomasse, le photovoltaïque et le solaire thermique en font partie. La biomasse représente la matière végétale présente dans les forêts, les cultures : l'énergie solaire est stockée sous forme d'hydrates de carbone par les végétaux qui utilisent le gaz carbonique atmosphérique. Le principe consiste en la transformation de cette biomasse, par le biais de diverses filières ayant recours à des réacteurs haute température, en produits notamment gazeux pouvant être alors utilisés pour la production de chaleur, d'électricité, de carburants de substitution ou d'hydrogène. L'énergie d'origine photovoltaïque est basée sur la conversion du rayonnement solaire en électricité. Celle-ci produite peut ensuite être soit stockée dans des batteries, soit convertie par un onduleur pour être distribuée aux normes sur le réseau. Tandis que le solaire thermique, applicable au chauffage des habitations, fait appel à la conversion du rayonnement solaire en chaleur. Celle-ci est récupérée grâce à un fluide caloporteur, qui s'échauffe en circulant dans un absorbeur placé sous un vitrage.

Le développement des énergies renouvelables, excepté l'hydraulique, est en essor. Mais, leur rendement énergétique demeure pour la plupart extrêmement faible en comparaison avec d'autres sources d'énergie telles que le nucléaire ou encore les combustibles fossiles. De plus, le caractère intermittent associé à ces énergies engendrent la problématique de leur stockage. Les batteries en plomb sont une des réponses à ce stockage mais restent très polluantes.

1.1.2 Combustibles fossiles

Le pétrole, le gaz naturel et le charbon, constituent ce qu'on appelle les combustibles fossiles : ils sont formés sur des millions d'années par la décomposition de la végétation, tel le charbon, mais aussi celle de micro-organismes marins, sources de pétrole et de gaz. Brûlés dans les centrales, ils permettent la production d'électricité. Les véhicules brûlent également des combustibles fossiles mais sous forme d'essence ou de diesel, qui sont des produits raffinés du pétrole.

Le charbon est un combustible solide largement répandu dans la génération de l'électricité et ce, en raison de sa forte concentration énergétique. Cependant, il n'est pas un carburant particulièrement propre, libérant plus de dioxyde de soufre que le pétrole ou le gaz. Avant l'introduction commerciale de l'électricité, le charbon était principalement utilisé dans les chaudières industrielles, créant ainsi de l'énergie de vapeur pour actionner les machines.

Les micro-organismes, acteurs de la formation du pétrole, sont issus de restes de plantes ou d'animaux microscopiques, déposés sur les fonds marins. S'accumulant et s'infiltrant progressivement dans des cavités de la roche sous-marine, ils vont se décomposer. Le pétrole qui en résulte reste emprisonné dans ces espaces, formant alors des réserves qui peuvent ensuite être extraites par de grandes plates-formes de forage.

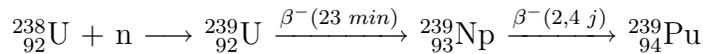
Le gaz naturel est formé de la même manière que le pétrole : des restes de micro-organismes marins. Il s'agit d'un carburant légèrement plus efficace que le charbon ou le pétrole, et une fois brûlé, libère également du dioxyde de carbone, en quantité inférieure que le charbon et le pétrole. Cependant, son constituant principal étant le méthane, les fuites de distribution sont une source significative de cet hydrocarbure dans l'atmosphère.

Excepté pour le charbon, les ressources des combustibles fossiles diminuent. La taille des gisements est de plus en plus petite, et les réévaluations ne sont guères optimistes : la situation apparaît critique d'ici une cinquantaine d'années [1].

1.1.3 Énergie nucléaire

L'énergie nucléaire est produite à partir de la fission d'un noyau. Cette réaction, correspondant à la cassure de noyaux lourds sous l'effet de l'impact d'une particule légère, telle qu'un neutron, est libératrice d'énergie que l'on transforme en chaleur. Des échangeurs thermiques extraient cette chaleur du coeur du réacteur et la transfèrent vers des turbines. A partir d'alternateurs, elle est ensuite convertie en électricité.

Jusqu'à aujourd'hui, les réacteurs nucléaires fonctionnent sur ce principe et sont principalement basés sur le cycle de l'uranium. Un de ses isotopes, le ^{235}U , est en effet très intéressant du point de vue de cette réaction de fission car il est tout simplement le seul noyau isotopique naturel fissile. Le seuil de fission du ^{236}U étant plus faible que l'énergie de liaison d'un de ses neutrons, cela implique qu'un neutron de très faible énergie cinétique incident sur le ^{235}U est capable de provoquer la fission de cet ^{236}U . Dans la nature, le ^{235}U représentant 0,7% d'uranium naturel, n'est pas aussi abondant que l'isotope ^{238}U présent à 99,3%. On utilise de l'uranium naturel parfois enrichi par du ^{235}U à environ 3-4% permettant alors une économie de neutrons. Cependant, si cet ^{238}U n'est pas fissile, il est tout de même fertile, c'est à dire qu'en présence de neutrons il va être capable de produire un noyau fissile. En effet, après une capture de neutron et deux désintégrations β^- , cet isotope produit du ^{239}Pu qui est un noyau non naturel mais fissile :



En conséquence, le ^{239}Pu va être lui aussi acteur dans la réaction en chaîne, sur lequel fonctionne le réacteur.

Le principe de cette réaction est relativement simple : au démarrage du réacteur, un combustible fissile est placé dans le coeur. Un flux de neutrons incidents engendre alors des réactions de fission, caractérisées par l'émission de fragments de fission mais aussi de neutrons qui, à leur tour induisent d'autres fissions. Les performances neutroniques du noyau fissile sont reflétées par un paramètre, η , correspondant au nombre de neutrons produits à la suite de l'absorption d'un neutron incident par ce

noyau et défini par :

$$\eta = \frac{\nu}{1 + \alpha} \quad (1.1)$$

avec ν le nombre moyen de neutrons émis par fission et α le rapport du nombre de capture (réaction sans émission de neutrons) sur le nombre de fission.

Une autre caractéristique associée aux réacteurs électronucléaires est ce qu'on appelle la fraction de neutrons retardés, jouant un rôle important en ce qui concerne le contrôle du réacteur. Il s'agit de neutrons émis par les fragments de fission avec un retard de quelques secondes en moyenne après la fission. Bien que représentant moins de 1% des neutrons émis, ce sont eux qui, par ce décalage dans le temps, permettent *in fine* le pilotage des réacteurs.

Plusieurs filières de réacteurs sont en activité. Elles se distinguent principalement par le type de combustible utilisé, le modérateur ralentissant les neutrons, et le caloporteur pour le transport de la chaleur. Le tableau 1.1 présente les différents types de réacteurs employés dans le monde. Aujourd'hui, la quasi-totalité du parc

Table 1.1 Filières des réacteurs nucléaires en activité dans le monde.

Filière	Combustible	Modérateur	Caloporteur
Graphite-gaz	U naturel	graphite	CO ₂ ou Hélium
Eau lourde	U naturel ou enrichi	D ₂ O	D ₂ O + H ₂ O
Eau pressurisée	U enrichi	H ₂ O	H ₂ O
Eau bouillante	U enrichi	H ₂ O	H ₂ O
Haute température	U enrichi au Th	graphite	Hélium
Surgénérateur	U + Pu	-	Sodium

électronucléaire français est composée de réacteurs de la filière à eau pressurisée, la filière graphite-gaz ayant été progressivement abandonnée. Quant à la future génération des réacteurs, dénommée Génération IV, elle concerne plusieurs concepts auxquels la recherche travaille, dans le but de leurs développements d'ici 2050. Au nombre de six, ces systèmes sont les suivants : le VHTR (Very High Temperature Reactor), le GFR (Gas-cooled Fast Reactor), le LFR (Lead-cooled Fast Reactor), le SFR (Sodium-cooled Fast Reactor), le SCWR (Supercritical Water-cooled Reactor) et enfin le MSR (Molten Salt Reactor).

Enfin, rappelons qu'une autre réaction nucléaire, celle de la fusion de noyaux très légers, libère également de l'énergie. Néanmoins, ce type de réaction reste encore au stade de la recherche. La France s'est engagée dans la construction de grosses machines telles que le tokamak ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), un démonstrateur correspondant à la filière magnétique de la fusion thermonucléaire contrôlée.

1.2 La question du futur

1.2.1 Effet de serre

Le Soleil, seule source externe de chaleur de la Terre, émet des rayonnements principalement sous forme d'ondes courtes visibles et d'ultraviolets. Au cours de leur cheminement vers la surface de la Terre, environ 25% de ces rayonnements sont reflétés par les nuages vers l'espace, 25% sont absorbés par l'atmosphère, tandis que le restant la traverse. Atteignant la surface, ils sont alors reflétés sous forme de rayonnements infrarouges. Ceux-ci sont à nouveau envoyés vers l'espace, ou capturés par des gaz à effet de serre présents dans l'atmosphère, renvoyant alors cette énergie sur la Terre. Il s'agit là du même principe que celui des vitres d'une serre.

Les gaz à effet de serre correspondent à n'importe quel gaz dans l'atmosphère qui est capable, en raison de sa structure moléculaire particulière, d'absorber le rayonnement infrarouge ou autrement dit, la chaleur. Les gaz naturels à effet de serre incluent la vapeur d'eau ou l'humidité, le dioxyde de carbone, le méthane, l'oxyde nitreux et même l'ozone. Ils sont donc naturellement présents dans l'atmosphère et servent de régulateur d'énergie calorifique : le climat de notre planète est donc directement concerné par leur équilibre.

Mais la quantité de ces gaz augmente de façon importante et ceci, principalement en raison de la combustion des combustibles fossiles. La concentration atmosphérique du dioxyde de carbone, par exemple, a augmenté de 30% depuis le 18^e siècle [2], tandis que les niveaux du méthane ont plus que doublé. Par ailleurs, il ne faut pas oublier que d'autres sources, non reliées au secteur énergétique, contribuent à l'effet de serre. Les produits chimiques déversés dans l'atmosphère, tels que les HCFCs (hydrochlorofluorocarbones) et les HFCs (hydrofluorocarbones), posent également problème. Si leur quantité est bien moindre que les gaz induits par les combustibles fossiles, ils absorbent la chaleur de manière bien plus efficace. La déforestation aussi, impliquant une diminution de la photosynthèse donc d'absorption de CO₂, favorise cet effet de serre.

Si l'évolution de la production de ces gaz à effet de serre garde le même cap, l'amplification du réchauffement climatique de la planète est à prévoir. La question qui se pose est bien la suivante : comment y remédier sachant que 75% de l'approvisionnement mondial en énergie est issu des combustibles fossiles, émetteurs de CO₂ ?

Plusieurs réponses se profilent à l'horizon, telles que la maîtrise de la demande énergétique, la production de l'énergie sans émission globale de CO₂, et enfin la capture de ce CO₂.

1.2.2 Déchets nucléaires

La production de l'énergie nucléaire induit des déchets nucléaires, à savoir des éléments radioactifs et radiotoxiques. Issus du combustible utilisé, les déchets de très haute radioactivité correspondent principalement à des produits de fission (tels que ¹²⁹I, ⁹⁹Tc, ¹³⁵Cs) et des actinides mineurs (comme ²³⁷Np, ²⁴¹Am, ²⁴³Am, ²⁴³Cm, ²⁴⁴Cm, ²⁴⁵Cm). A long terme, les éléments qui contribuent le plus à la radiotoxicité sont les isotopes du plutonium, et ceux du neptunium, américium et curium. La durée de vie (période au bout de laquelle leur activité est divisée par deux) de ces trois derniers éléments peut atteindre plusieurs dizaines de milliers d'années. La production de ces déchets est principalement due à la présence abondante du ²³⁸U dans le cœur des réacteurs.

La loi Bataille de 1991 [3] votée par le Parlement français a défini les trois axes de recherche suivants : la séparation et la transmutation, le stockage profond, et enfin le conditionnement et l'entreposage. Une décision devrait être prise en 2006 quant à la gestion définitive des déchets nucléaires.

Actuellement le tri est fait, grâce à des composés chimiques spécifiques, selon le procédé Purex (Plutonium Uranium Refining by EXtraction) : sont extraits du combustible utilisé l'uranium et le plutonium. Mais l'objectif de la séparation poussée consiste à élargir les capacités de ce tri, à savoir extraire du combustible utilisé d'autres radioéléments possédant une forte radiotoxicité tels que les produits de fission à vie longue et les actinides mineurs, en vue de leur éventuelle transmutation ou de leur conditionnement.

La transmutation est un procédé qui vise à réduire l'inventaire en radionucléides à vie longue dans les déchets ultimes, en permettant leur recyclage en réacteur et leur transformation en noyaux stables ou radioactifs à vie plus courte, par fission ou capture neutronique. Leur radiotoxicité ainsi diminuée en sera plus gérable et disparaîtra plus rapidement. Pour ce faire, des réacteurs spécifiques doivent être conçus, tels les réacteurs hybrides. Devant être en régime sous-critique en raison des pro-

priétés neutroniques des éléments à transmuter, pour les alimenter, un accélérateur greffé à ces réacteurs est donc de mise.

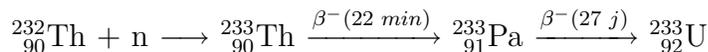
Le stockage profond consiste à enterrer les déchets ultimes. Pour cela, de nombreux critères de faisabilité associés au site géologique doivent être validés. Le confinement des éléments radioactifs est prévu sur des échelles de temps atteignant la centaine de milliers d'années : il est donc indispensable de s'assurer de l'absence d'éventuelles failles et de toute sismicité. Par ailleurs, la présence d'eau constitue un risque potentiellement important, de par sa capacité d'infiltration risquant d'induire une migration des radioéléments hors du site.

Le conditionnement est la première étape avant de décider du stockage ou bien de l'entreposage des déchets, ce dernier correspondant à leur dépôt temporaire et ne constituant donc qu'une solution provisoire. Pour confiner leur radioactivité, les produits de fission à vie longue et les actinides mineurs sont vitrifiés ensemble par incorporation dans du verre en fusion. Mais la recherche poursuit son avancement sur d'autres types d'emballages, de haute technologie, tels les matrices céramiques capables de confiner les éléments pour des durées comparables au temps d'extinction de leur radioactivité.

Pour répondre aux enjeux du développement durable au cours du XXI^e siècle, il faut de toute évidence accroître la destruction et la sûreté du stockage de ces déchets, et créer des filières nucléaires nouvelles moins polluantes.

1.3 Le cycle thorium : une alternative

Il existe un noyau naturel, le ^{232}Th , susceptible de produire un noyau fissile de la même manière que le ^{238}U produit le ^{239}Pu . Par capture d'un neutron sur le ^{232}Th suivie de deux désintégrations β^- , un isotope fissile d'uranium, le ^{233}U , est produit :



Dans un tel cycle, le ^{233}U constitue le combustible de base. Par contre, pour son démarrage il nécessite de la matière fissile : de l'uranium enrichi ou du plutonium produit à partir du cycle uranium.

Deux des atouts de ce cycle sont l'abondance dans la nature du thorium (3 à 4 fois plus élevée que l'uranium) mais aussi une bonne propriété neutronique dans le domaine du thermique du noyau de ^{233}U conduisant à $\eta = 2,29$, un nombre de neutrons produits à la suite de l'absorption d'un neutron plus élevé que ceux relatifs aux ^{235}U et ^{239}Pu dans le cycle uranium (tableau 1.2). Par ailleurs, il permet la lutte contre la prolifération du plutonium, sachant que celle de ^{233}U serait *a priori* plus complexe.

Table 1.2 Valeurs de η des noyaux fissiles ^{235}U , ^{239}Pu et ^{233}U pour des spectres de neutrons thermiques et de neutrons rapides.

Noyau	Spectre thermique	Spectre rapide
^{235}U	2,07	1,88
^{239}Pu	2,11	2,88
^{233}U	2,29	2,27

Par contre, le contrôle du réacteur critique apparaît plus délicat dans le cas du cycle thorium en raison de sa plus faible fraction de neutrons retardés comparé au cycle uranium. Du point de vue de la réactivité la difficulté est également plus grande avec ce cycle, du fait de la période relativement longue (27 jours) du ^{233}Pa , comparé à celle du ^{239}Np (2,4 jours) dans le cycle uranium. Un désavantage de ce cycle est aussi à spécifier : l'extraction du minerai contenant le thorium est beaucoup plus difficile de par son impact radiologique direct. C'est un émetteur α radiotoxique et de plus, les descendants du ^{228}Th ont de courtes périodes qui s'accumulent rapidement. Ils comprennent le ^{220}Ra , un gaz émetteur α , puis le ^{212}Bi et le ^{208}Tl qui forment

du ^{208}Pb dans un état excité, dont la décroissance vers le niveau fondamental se caractérise par l'émission d'un rayonnement γ de 2,614 MeV.

Même si dans les années 60-70, des réacteurs ont été développés, tels que le MSRE (Molten Salt Reactor Experiment) [4] et le MSBR (Molten Salt Breeder Reactor) [5] CANDU (CANada Deuterium Uranium) [6], la difficulté liée à la radiotoxicité lors de la manipulation de l'uranium recyclé a représenté un frein considérable, la France ayant même abandonné un tel projet. En effet, en raison de la présence du ^{232}U parmi les isotopes de l'uranium recyclé et dont un des descendants est le ^{208}Tl , la fabrication d'un combustible à base de ^{233}U est une tâche délicate. De plus, en raison de l'activité α du ^{232}U , le recyclage du ^{233}U pose un problème conséquent au niveau de la dose neutrons mais aussi de l'émission de chaleur.

Mais, le problème des déchets nucléaires aujourd'hui remet cette filière en course dans le domaine de la recherche. En effet, il s'avère que ce cycle présente un intérêt majeur, à savoir une réduction importante de la production des actinides mineurs comparé au cycle uranium. La figure 1.1 fait état de la chaîne de formation des noyaux dans un réacteur à base de thorium et d'uranium. La principale information déduite de ce schéma est la suivante : l'accès aux actinides mineurs tels que l'américium et le curium est bien plus facile à atteindre dans le cas du cycle uranium que dans celui du cycle thorium.

Des études sont actuellement développées au CNRS et au CEA dans le cadre des réacteurs hybrides [7] et des réacteurs à sels fondus, tous les deux capables d'utiliser le thorium comme combustible. La particularité d'un ADS (Accelerator Driven System) est son couplage à un accélérateur. Il s'agit d'un réacteur sous-critique pouvant être utilisé pour incinérer des déchets radioactifs, brûler des stocks de plutonium massifs, ou produire de l'énergie de façon efficace et sûre. Les RSF (Réacteurs à Sels Fondus) sont caractérisés par un combustible liquide (sels fondus) qui est aussi utilisé comme caloporteur. Le retraitement du combustible se fait en ligne, tandis que la gestion des transuraniens (éléments chimiques plus lourds que l'uranium) est davantage effectuée à l'arrêt. Du point de vue de la sûreté nucléaire, les avantages d'un RSF sont assez conséquents : il n'y a pas de risque de fusion du coeur ni de perte caloporteur, pas de réserve de réactivité et enfin, il est possible de vidanger le combustible.

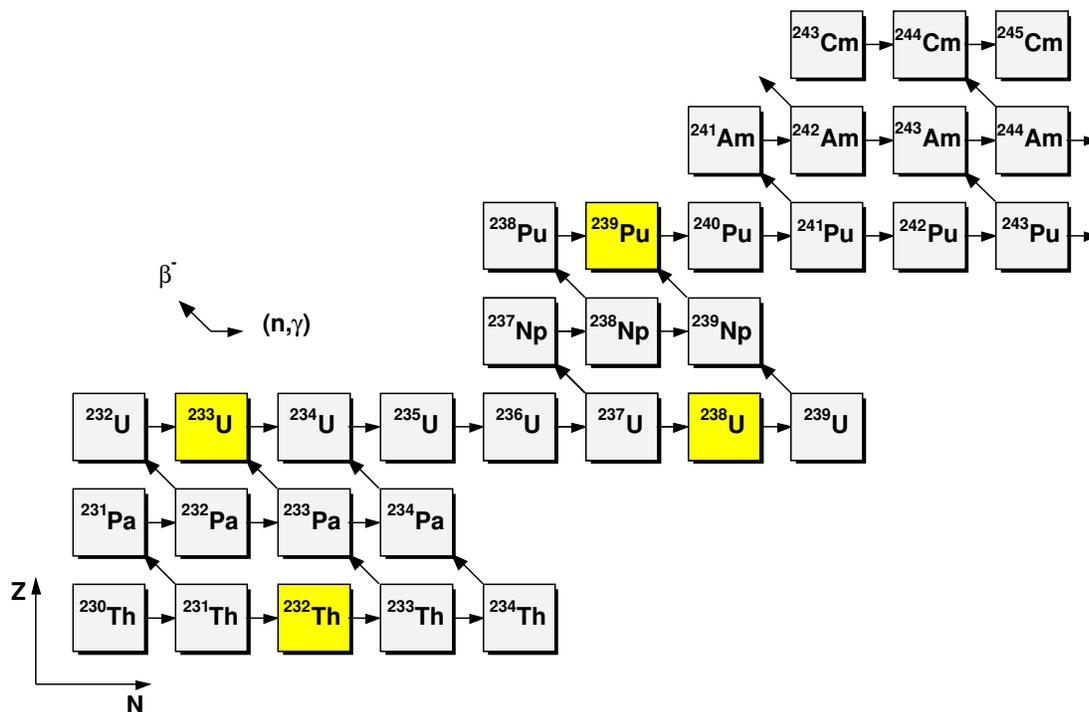


Figure 1.1 Chaînes de formation et de décroissance des cycles thorium et uranium.

Mais, de tels projets nécessitent une bonne connaissance des comportements des noyaux en flux neutronique. Une liste de priorités concernant les données nucléaires a été établie par la NEA (Nuclear Energy Agency) [8] parmi lesquelles figurent des noyaux utilisés dans le cadre du cycle thorium. Dans le cas des ADS par exemple, des études sont menées sur la cible de spallation Pb/Bi pour laquelle la connaissance, encore insuffisante aujourd'hui, des sections efficaces neutroniques de ces deux noyaux représente un besoin [9, 10]. De même, le ^{233}Pa présent dans le cycle thorium a son importance du point de vue du contrôle du réacteur : sa bonne connaissance est donc essentielle [11].

En ce qui concerne le thorium, les évaluations issues des bases de données sont relativement anciennes : la dernière en date étant JEFF3.0 en 1993. Du point de vue des incertitudes, seule l'évaluation de ENDF-B6 de 1977 en contient. Des études ont été effectuées sur la sensibilité du k_{eff} dans le cas d'un RSF [12], montrant qu'une incertitude de 1% sur la section efficace de capture neutronique du thorium engendre une incertitude de 0,3% sur le k_{eff} du réacteur. Or, aujourd'hui dans la

zone des résonances résolues, on a encore 10-12% d'incertitudes sur les données. De plus, le thorium joue également un rôle sur le coefficient de température ainsi que la régénération du combustible [13].

Dans ce contexte, de récentes mesures de sections efficaces de capture neutronique du ^{232}Th ont été effectuées [14, 15, 16] dont celle entreprise par la collaboration n_TOF.

Chapitre 2

Aspects théoriques

Nous allons, à travers ce chapitre, aborder quelques points théoriques relatifs aux réactions nucléaires induites par neutrons.

Une première partie est consacrée à la description des différentes réactions nucléaires susceptibles d'avoir lieu, dans notre contexte énergétique et dans le cas du noyau de thorium. Nous aborderons également la notion de section efficace, de résonance, ainsi que celle de noyau composé.

Dans la théorie des réactions nucléaires, une matrice de collision décrit le processus global de l'interaction d'un neutron avec un noyau, mais est indéterminée en raison de la complexité du potentiel nucléaire. Nous verrons par quels cheminements, dont celui du formalisme de la matrice R , cette problématique disparaît.

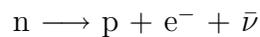
Si la théorie de la matrice R est générale, il n'en reste pas moins qu'elle est difficilement applicable de par sa taille. Plusieurs approximations ont été développées dans l'objectif de se soustraire à des calculs phénoménaux. Nous nous attarderons seulement sur le formalisme de Breit et Wigner de simple niveau, ainsi que sur celui de Reich-Moore que nous avons utilisé dans le cadre de l'analyse de forme des résonances du thorium.

2.1 Réactions nucléaires induites par neutrons

2.1.1 Les neutrons dans la matière

Un neutron, comme son nom l'indique, est une particule électriquement neutre. Son interaction avec les électrons dans la matière est donc négligeable et il est totalement insensible à la barrière coulombienne : même faiblement énergétique, un neutron va être capable d'atteindre un noyau et d'engendrer une réaction nucléaire. Pour la même raison, il peut traverser d'importantes épaisseurs de matériau sans interagir. C'est d'ailleurs en partie pourquoi ce constituant de la matière n'a été découvert que tardivement par Chadwick en 1932 [17].

A l'état libre, le neutron se désintègre par rayonnement β^- libérant une énergie de 0,78 MeV, avec une période de quelque 11 minutes :



S'il ne se désintègre pas, le neutron va entrer en interaction avec un noyau cible. Pour une gamme en énergie incidente du neutron allant de la dizaine de meV à quelques dizaines de MeV, il faut d'ores et déjà distinguer trois types de phénomènes : celui de la réaction directe, celui de la formation du noyau composé et enfin, celui de la diffusion potentielle.

Dans une réaction directe ou semi-directe, le neutron interagit directement avec un ou plusieurs nucléons du noyau cible avec une échelle de temps extrêmement rapide, soit de l'ordre de 10^{-22} s. Mais, ce type de réaction reste négligeable pour des neutrons d'énergie cinétique inférieure au MeV incidents sur des noyaux lourds tel que le thorium, qui est au centre de notre intérêt.

Le second processus consiste en la formation temporaire de ce que nous appellons un noyau composé. Au cours d'un temps bien plus long comparativement aux réactions directes, soit au minimum d'un facteur mille plus élevé, les différents nucléons vont interagir entre eux jusqu'à ce que toute l'énergie cinétique du neutron incident et l'énergie de liaison du neutron devenue disponible soient réparties dans le noyau : l'état d'équilibre correspond au noyau composé. Plusieurs alternatives sont alors possibles : ce noyau composé va libérer une partie de son énergie par le biais de l'émission de particules et/ou de rayonnements, modifiant ou non la nature du noyau cible.

Quant à la réaction de diffusion potentielle, il s'agit du neutron qui est réfléchi

par le potentiel du noyau cible. Il n'y a pas de pénétration du neutron incident dans le noyau, souvent dénommé dans un tel cas de figure, sphère dure. Cette réaction est dite élastique puisque l'énergie cinétique totale est conservée. Par ailleurs, il s'agit bien d'une diffusion car la particule incidente est la même que la particule émise.

La figure 2.1 résume toutes les réactions nucléaires possibles, négligeant les réactions directes, induites par des neutrons. Succinctement, elles sont de différents types : un neutron peut soit être diffusé, de façon élastique ou inélastique, soit être absorbé.

A l'inverse de la diffusion potentielle, la diffusion élastique résonante se fait par l'intermédiaire de la formation d'un noyau composé : le neutron absorbé par ce dernier, est réémis, n'altérant pas le nombre de masse du noyau cible.

Concernant la diffusion inélastique, il s'agit du même type de processus mis à part le fait que le neutron incident laisse le noyau cible dans un état excité. La désexcitation de celui-ci consiste en un ou plusieurs rayonnements γ , selon le niveau d'excitation atteint.

Diffusion élastique potentielle Diffusion résonante élastique (n,n) Diffusion résonante inélastique (n,n')	Elastique	Diffusion	Formation du noyau composé	T O T A L E
	Inélastique			
Capture radiative (n, γ) Fission (n,f) Emission (n,p), (n, α), (n,xn)...				

Figure 2.1 Les différents types d'interaction d'un neutron d'énergie incidente inférieure au MeV avec un noyau cible.

Les autres réactions sont de nature absorbante. On distingue la capture radiative (également dénommée capture neutronique), la fission et les réactions d'émission de particules.

La réaction de capture, sur laquelle porte notre intérêt, correspond à l'excitation du noyau composé par l'absorption du neutron incident et à sa désexcitation vers son état fondamental à travers l'émission d'un ou plusieurs photons. Le spectre en énergie de ces rayonnements, déterminé par les règles de sélection, est discret et fonction des énergies, spins et parités des niveaux excités du noyau composé.

La fission induite par neutron est une réaction également absorbante du neutron incident, qui résulte en la cassure du noyau cible en fragments et en l'émission de quelques neutrons, suite à une déformation du noyau subie par l'apport énergétique du neutron incident. Cette réaction concerne essentiellement les noyaux lourds et se caractérise par un seuil, dépendant de la nature des noyaux.

Quant aux réactions d'émission de particules, elles ont lieu dès que le neutron incident est suffisamment énergétique. Le noyau composé se désexcite alors par l'émission d'une particule chargée comme un proton, un α , ou plusieurs particules telles que par exemple, les neutrons à travers une réaction de type (n,xn).

2.1.2 Section efficace et résonances

Pour connaître la probabilité d'occurrence d'une réaction nucléaire donnée, une notion a été introduite : celle de section efficace. Il s'agit, de façon imagée, de la surface présentée à la particule incidente par chaque site de réaction. Elle dépend du noyau cible, du type de la réaction et de l'énergie de la particule incidente, soit dans notre contexte, celle du neutron. Cette grandeur s'exprime généralement en barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$), unité de surface jugée représentative puisqu'elle est du même ordre de grandeur que celle de la surface d'un noyau.

Au niveau des sections efficaces de réactions induites par neutrons, des variations de plusieurs ordres de grandeur sont observées. La figure 2.2, où sont représentées les sections efficaces du ^{232}Th telles que la capture, la diffusion élastique, et la section efficace totale, illustre ce phénomène. Toutes les réactions passant par la formation d'un noyau composé présentent ce qu'on appelle des résonances. Comme nous pouvons le remarquer sur cette même figure 2.2, ces résonances sont situées aux mêmes énergies et ce, indépendamment de la nature de la réaction : à une résonance donnée correspond un état excité du noyau composé. Sont également représentées les réactions à seuil que sont la fission et la diffusion inélastique.

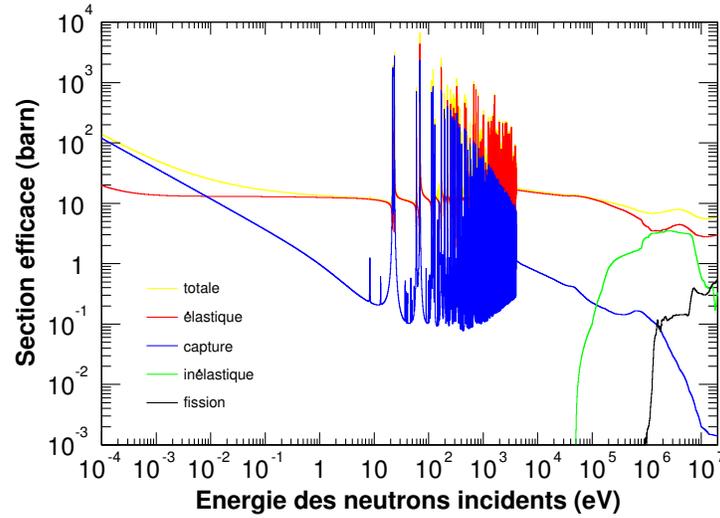


Figure 2.2 Sections efficaces totale, de diffusion, de capture, inélastique et de fission, issues de la bibliothèque ENDF, de réactions induites par neutrons sur le ^{232}Th .

La durée de vie τ de cet état excité du noyau composé est finie. En conséquence, elle satisfait la relation d'incertitude d'Heisenberg par :

$$\tau \cdot \Gamma \approx \hbar \quad (2.1)$$

où Γ représente la largeur en énergie de ce niveau ou autrement dit, la largeur énergétique de la résonance.

Nous avons vu, au travers de l'énumération des réactions induites par neutrons, qu'un noyau composé peut suivre différentes voies de désexcitation. Les neutrons incidents sur le ^{232}Th , dans le domaine d'énergie auquel nous nous sommes intéressés (1 eV - 1 MeV), ne peuvent donner lieu qu'à des diffusions ou de la capture. Sont ainsi définies pour un niveau excité, les largeurs partielles neutronique Γ_n et radiative Γ_γ associées à chacune de ces voies, et dont la somme, dans notre cas, correspond à la largeur totale Γ de la résonance :

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma \quad (2.2)$$

Ces états excités sont donc des états quantiques de temps de vie fini. La distribution en temps de leur désexcitation correspond à une exponentielle décroissante. La détermination du carré de la valeur absolue de la transformée de Fourier de cette

exponentielle conduit à la distribution $P(E)$ en énergie, associée à ces états :

$$P(E) = \frac{\Gamma/2\pi}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.3)$$

avec E_0 l'énergie du niveau et Γ sa largeur. La figure 2.3 montre cette distribution relative à la désexcitation de ce type d'état. Notons qu'il s'agit là de la forme typique de Breit et Wigner (paragraphe 2.3.1).

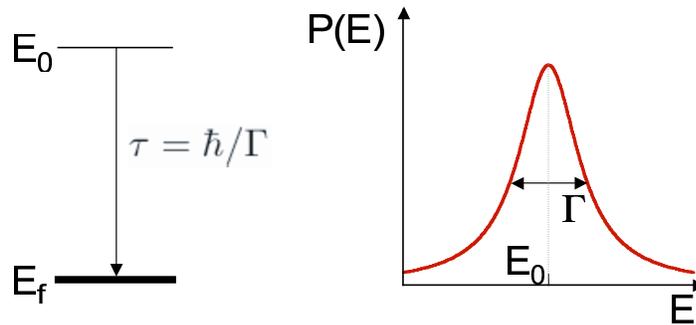


Figure 2.3 Correspondance en énergie E de la décroissance d'un état quantique de temps de vie τ fini.

On distingue communément deux régions d'énergie caractérisant les sections efficaces des réactions passant par un noyau composé. La région des résonances résolues se situe aux basses énergies de neutron incident, soit approximativement jusqu'à quelques keV pour les noyaux lourds et quelques MeV pour les noyaux légers ou les noyaux proches des fermetures de couche. Dans le cas du ^{232}Th , la limite supérieure de cette région est située autour de 4 keV. Les résonances apparaissent bien séparées et leur forme, proche de celle représentée sur la figure 2.3, est tout à fait observable. Le comportement des sections efficaces de capture neutronique dans cette région des résonances résolues est décroissant, suivant une allure en $1/\sqrt{E}$, et sur laquelle viennent se superposer les pics de résonance. L'espacement entre ces résonances est de l'ordre de quelques eV pour les noyaux lourds et quelques keV ou dizaines de keV pour les noyaux légers ou magiques. D'une manière générale, plus il y a de nucléons dans le système composé, plus la structure résonante est fine.

Au fur et à mesure que l'énergie des neutrons croît, l'espacement entre les résonances diminue tandis que leur largeur Γ augmente. Les résonances ne sont alors plus résolues du fait de la résolution expérimentale, mais aussi en raison de la disparition progressive de la structure résonante du noyau composé due à des superpositions très importantes de niveaux : il s'agit de la région des résonances non-résolues.

2.2 Le formalisme de la matrice R

2.2.1 Introduction générale

Si les prédictions par des modèles nucléaires sont impossibles de par le fait que les résonances, liées à un système complexe, relèvent d'un phénomène aléatoire, la théorie de la matrice R [18] représente la meilleure description que l'on puisse faire d'une section efficace dans le domaine des résonances résolues et ce, incluant tous les types d'interaction d'un neutron avec un noyau.

La philosophie de la théorie des réactions nucléaires consiste à considérer l'existence de deux régions de l'espace, et à en faire le lien. La région interne correspondant au noyau composé, se situe à l'intérieur d'un rayon de voie a_c arbitraire mais plus grand que le volume occupé par les nucléons, soit usuellement défini par :

$$a_c = r_0(A_a^{1/3} + A_A^{1/3}) \quad (2.4)$$

avec A_a et A_A les nombres de masse respectifs de la particule incidente a et du noyau cible A , et où r_0 est une constante dont la valeur se situe aux alentours de 1,35 fm. Au-delà de ce rayon de voie, dans la région dite externe, le potentiel nucléaire est nul : seule l'interaction coulombienne peut y régir.

Dans une telle configuration, les réactions nucléaires sont découpées en trois étapes : la première, située dans la région externe, correspond à ce qu'on appelle la voie de réaction d'entrée, que l'on notera c , la seconde au noyau composé dans la région interne, et la troisième à la voie de réaction c' de sortie.

Ces voies de réactions se caractérisent par la nature et les états quantiques des constituants du noyau composé, à savoir :

- la composition α du système, soit : la nature et le nombre de particules en entrée ou en sortie
- le moment angulaire orbital relatif ℓ de la particule incidente
- le spin s de la voie tel que : $|I - i| \leq s \leq |I + i|$, avec i le spin de la particule incidente et I celui du noyau cible
- le moment angulaire total J^π de l'ensemble du système, tel que : $|\ell - s| \leq J \leq |\ell + s|$ et avec π la parité vérifiant : $\pi = (-1)^\ell \cdot \pi_I \cdot \pi_i$

Le nombre de façons possibles d'accéder à un état caractérisé par un moment angulaire J est donné par le facteur de spin statistique g_J , correspondant à :

$$g_J = \frac{2J + 1}{(2i + 1)(2I + 1)} \quad (2.5)$$

Le tableau 2.1 indique les possibilités de J^π associées au noyau de ^{232}Th dans les cas d'ondes s ($\ell = 0$), p ($\ell = 1$) et d ($\ell = 2$) de neutrons incidents.

Table 2.1 Valeurs possibles du moment angulaire total J^π du ^{232}Th pour les ondes s , p et d .

I^π	ℓ	s	J^π	g_J	onde
0^+	0	1/2	$1/2^+$	1	s
	1	1/2	$1/2^-, 3/2^-$	1, 2	p
	2	1/2	$3/2^+, 5/2^+$	2, 3	d

2.2.2 Matrice de collision et matrice R

Les sections efficaces peuvent être exprimées en fonction d'une matrice de collision, dénotée $U_{cc'}$, faisant passer pour un J donné, un système dont la voie d'entrée est c à une voie de sortie c' :

$$\sigma_{cc'}^J = \pi \lambda^2 g_c |\delta_{cc'} - U_{cc'}|^2 \quad (2.6)$$

avec :

$$U_{cc'} = U_{\alpha\ell s, \alpha'\ell' s'}^J \quad (2.7)$$

et,

$$\delta_{cc'} = \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\ell\ell'} \delta_{ss'} \quad (2.8)$$

où λ est la longueur d'onde réduite de la voie c . La probabilité de transition d'une voie c à c' est simplement donnée par $|U_{cc'}|^2$.

Les sections efficaces de réaction faisant passer un système α à un système α' sont données par :

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \pi \lambda^2 \sum_J g_J \sum_{\ell, s, \ell', s'} |\delta_{cc'} - U_{cc'}|^2 \quad (2.9)$$

La section efficace de diffusion correspond donc à :

$$\sigma_{\alpha\alpha} = \pi\lambda^2 \sum_J g_J \sum_{\ell,s} |1 - U_{cc}|^2 \quad (2.10)$$

Tandis que la section efficace totale de réaction s'écrit :

$$\sigma_{\alpha} = 2\pi\lambda^2 \sum_J g_J \sum_{\ell,s} (1 - \text{Re} U_{cc}) \quad (2.11)$$

La matrice $U_{cc'}$ fait donc la liaison entre la fonction d'onde entrante et sortante qui ensemble, constituent la fonction d'onde dans la région externe $r > a_c$. Mais bien que la fonction d'onde sortante soit connue dans sa forme, puisqu'il s'agit de la solution de l'équation de Schrödinger en absence d'un potentiel, des conditions de bord doivent encore spécifier l'amplitude et la phase qui sont inconnues.

Si la fonction d'onde dans la région interne $r < a_c$ était connue, ces conditions de bord pourrait être appliquées en assurant la continuité de la fonction d'onde totale et de sa dérivée à la frontière de la région interne et externe où $r = a_c$.

Or, le potentiel du noyau est trop compliqué pour résoudre l'équation de Schrödinger dans la région interne et ainsi obtenir la fonction d'onde. Néanmoins, il est possible d'écrire une fonction d'onde comme une combinaison linéaire de ses états propres. C'est ainsi que la matrice R , qui contient les propriétés E_{λ} et $\gamma_{\lambda c}$ des états propres λ [19] :

$$R_{cc'}(E) = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E} \quad (2.12)$$

sert à reconstituer la fonction d'onde à la surface. E correspond à l'énergie de la particule incidente, λ à l'indice sur les états de la région interne, E_{λ} aux valeurs propres de l'énergie des états λ , et $\gamma_{\lambda c}$ aux amplitudes de largeur réduite des voies c pour les états λ . Ces amplitudes mises au carré, nous le verrons bientôt, sont proportionnelles aux largeurs partielles $\Gamma_{\lambda c}$ des niveaux.

A $r = a_c$, la valeur et la dérivée des fonctions d'onde interne et externe peuvent ensuite être égalisées. Les détails mathématiques, dont nous nous passerons ici, permettent d'exprimer la matrice de collision U en fonction de la matrice R . Pour des particules incidentes neutres cette relation peut s'écrire par l'expression suivante :

$$U_{cc'} = e^{-i(\phi_c + \phi_{c'})} \left\{ \delta_{cc'} + 2iP_c^{\frac{1}{2}} [(1 - R(L - B))^{-1} R]_{cc'} P_{c'}^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (2.13)$$

où ϕ_c correspond au décalage de phase induit par la diffusion potentielle, P_c au facteur de pénétrabilité dans la barrière de potentiel, et avec :

$$L_c = S_c + iP_c \quad (2.14)$$

S_c étant le facteur de décalage de cette barrière potentielle. Enfin, B_c représente les conditions aux limites lors de la projection des fonctions d'onde sur la surface. Le tableau 2.2 indique pour les ondes s , p et d , la définition associée aux paramètres que sont $\phi_{n,\ell}$, $S_{n,\ell}$ et $P_{n,\ell}$. Ils dépendent de ρ , fonction lui-même du rayon de voie tel que :

$$\rho_c = k_c a_c \quad (2.15)$$

où k_c est le nombre d'onde de la voie c , défini par :

$$k_c = \frac{1}{\lambda} = \frac{\sqrt{2M_\alpha |E_\alpha|}}{\hbar} \quad (2.16)$$

avec E_α l'énergie cinétique relative des particules en voie d'entrée et M_α leur masse réduite, soit pour un neutron incident :

$$M_\alpha = \frac{M_A \cdot m_n}{M_A + m_n} \quad (2.17)$$

avec M_A la masse du noyau cible et m_n celle du neutron.

Table 2.2 Définition des paramètres $\phi_{n,\ell}$, $S_{n,\ell}$ et $P_{n,\ell}$ en fonction de ρ pour les ondes s , p et d .

l	onde	$\phi_{n,\ell}$	$S_{n,\ell}$	$P_{n,\ell}$
0	s	ρ	0	ρ
1	p	$\rho - \arctan(\rho)$	$-\frac{1}{1+\rho^2}$	$\frac{\rho^3}{1+\rho^2}$
2	d	$\rho - \arctan\left(\frac{3\rho}{3-\rho^2}\right)$	$\frac{-3(\rho^2+6)}{9+3\rho^2+\rho^4}$	$\frac{\rho^5}{9+3\rho^2+\rho^4}$

Néanmoins, une nouvelle difficulté est à surmonter. En effet, inverser la relation matricielle $(1 - R(L - B))$ n'est pas évident, de par sa taille. Pour ce faire, une nouvelle matrice inverse dénotée A^{-1} , a été introduite par Wigner [20] telle que :

$$[1 - R(L - B)]_{cc'}^{-1} = \delta_{cc'} + \sum_{\lambda\mu} \gamma_{\lambda c}(L_{c'} - B_{c'}) \gamma_{\mu c} A_{\lambda\mu} \quad (2.18)$$

en considérant la matrice A^{-1} définie par :

$$A_{\lambda\mu}^{-1} = (E_\lambda - E)\delta_{\lambda\mu} + \Delta_{\lambda\mu} - \frac{i}{2} \sum_c \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\mu c}} \quad (2.19)$$

soit encore :

$$A_{\lambda\mu}^{-1} = (E_\lambda - E)\delta_{\lambda\mu} + \sum_c (L_c - B_c) \gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c} \quad (2.20)$$

avec le décalage de niveau $\Delta_{\lambda\mu}$:

$$\Delta_{\lambda\mu} = - \sum_c (S_c - B_c) \gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c} \quad (2.21)$$

et $\Gamma_{\lambda c}$ la largeur partielle reliée à l'amplitude de largeur réduite comme suit :

$$\Gamma_{\lambda c} = \gamma_{\lambda c}^2 \cdot 2P_c \quad (2.22)$$

Déduite de l'équation (2.13) établie pour des particules incidentes neutres, il en résulte une nouvelle écriture de la matrice U de collision, à savoir :

$$U_{cc'} = e^{-i(\phi_c + \phi_{c'})} \left\{ \delta_{cc'} + i \sum_{\lambda\mu} \sqrt{\Gamma_{\lambda c}} A_{\lambda\mu} \sqrt{\Gamma_{\mu c'}} \right\} \quad (2.23)$$

2.3 Approximations de la matrice R

2.3.1 Formalisme de Breit et Wigner Simple Niveau

Le formalisme de Breit et Wigner [21] correspond à une approximation de la matrice R consistant à prendre en compte chaque niveau séparément. Elle est donc uniquement valable pour des résonances isolées, c'est à dire des résonances dont la largeur est très inférieure à l'espacement de leurs résonances voisines et de même spin.

Ces interférences entre les états étant négligées, il s'en suit la disparition des éléments non-diagonaux de la matrice inverse de niveau, A^{-1} , qui devient d'après l'équation (2.19) :

$$A_{\lambda\lambda}^{-1} = (E_\lambda - E) + \Delta_\lambda - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda \quad (2.24)$$

où la largeur totale Γ_λ du niveau λ correspond à la largeur totale de la résonance, et $\Delta_\lambda = E_\lambda - E_r$ au décalage entre l'énergie E_λ du niveau et l'énergie E_r de la résonance. Ce décalage est dépendant des conditions aux limites selon :

$$\Delta_\lambda = - \sum_c (S_c - B_c) \gamma_{\lambda c}^2 \quad (2.25)$$

D'après l'équation générale (2.23) de la matrice de collision et à partir de cette approximation, la matrice de collision devient :

$$U_{cc'} = e^{-i(\phi_c + \phi_{c'})} \left\{ \delta_{cc'} + \frac{i\sqrt{\Gamma_{\lambda c}\Gamma_{\lambda c'}}}{E_\lambda - E + \Delta_\lambda - i\Gamma_\lambda/2} \right\} \quad (2.26)$$

Mais d'autres considérations peuvent encore s'ajouter. En effet, on peut toujours par exemple choisir des conditions aux bords représentées par B_c telles que Δ_λ s'annule pour $\ell = 0$ et devienne négligeable pour $\ell > 0$.

Déduites de ce formalisme et de cette approximation, les sections efficaces partielles de résonance sont exprimées par :

$$\sigma_{cc'}^J = 4\pi\lambda^2 \frac{g_J \Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c'}}{(E_\lambda - E)^2 + \Gamma_\lambda^2/4} \quad (2.27)$$

2.3.2 Formalisme de Reich-Moore

Le formalisme de Reich-Moore [22] est basé sur la négligence de la contribution non-diagonale des voies de photons ($c \in \gamma$) dans la matrice R . Nous avons utilisé cette

approximation dans le cadre de l'analyse de forme des résonances du ^{232}Th , compte tenu du grand nombre de niveaux associés à ce noyau. Ainsi, la contribution de ces voies de photons par rapport à la totalité des voies est proche de zéro, ce qui se traduit par :

$$\sum_{c\epsilon\gamma} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c} \approx 0 \quad \text{avec } \lambda \neq \mu \quad (2.28)$$

La matrice de collision qui en résulte est alors fonction de la matrice R dite réduite car elle exclut toute voie de photons :

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{(E_{\lambda} - E) - i\Gamma_{\lambda\gamma}/2} \quad (2.29)$$

avec c et c' différents de γ .

Les voies de photon sont seulement prises en compte à travers la largeur radiative totale définie par :

$$\Gamma_{\lambda\gamma} = \sum_{c\epsilon\gamma} \Gamma_{\lambda c} \quad (2.30)$$

Pour un noyau non-fissile, tel que le thorium dans la région d'énergie que nous étudions, seules deux voies, nous l'avons vu, sont permises : $c = n$ ou $c = \gamma$, cette dernière étant prise en compte différemment. En conséquence, la matrice R réduite peut s'écrire :

$$R_{nn} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda n}^2}{(E_{\lambda} - E) - i\Gamma_{\lambda\gamma}/2} \quad (2.31)$$

En posant certaines conditions aux limites, la matrice de collision réduite U_{nn} s'écrit à son tour en fonction de la matrice R_{nn} réduite telle que :

$$U_{nn} = e^{-2i\phi_n} \frac{1 + iP_n R_{nn}}{1 - iP_n R_{nn}} \quad (2.32)$$

Les sections efficaces totale σ_t et de diffusion σ_s sont déterminées au travers des équations respectives (2.11) et (2.10). Quant à la section efficace de capture σ_{γ} , elle s'obtient à partir de la soustraction de ces deux sections efficaces, soit :

$$\sigma_{\gamma}(E) = \sigma_t(E) - \sigma_s(E) \quad (2.33)$$

Chapitre 3

Mesure de la réaction de capture neutronique

Après avoir vu ce que sont les neutrons, les noyaux et leurs sections efficaces, mais aussi les notions théoriques qui leur sont associées et dont nous avons l'incontournable utilité, nous allons dans ce chapitre aborder le sujet de façon plus concrète, voire technique.

Nous reviendrons dans un premier temps sur la définition de la réaction de capture neutronique, en mettant en évidence la problématique qu'elle pose au niveau de sa mesure. Nous verrons alors par quel moyen, celui de l'utilisation d'une fonction de pondération, cette difficulté pourra être contournée. Par ailleurs, la connaissance de l'énergie cinétique d'un neutron provoquant une réaction (n,γ) n'étant pas une évidence, nous parlerons également de la méthode dite du temps de vol, une méthode très courante en neutronique et à laquelle nous avons eu recours.

La méthode de mesure ayant été définie, le dispositif expérimental adéquat à nos attentes et que la collaboration n_TOF a utilisé, sera présenté. Nous décrirons tout d'abord le faisceau de neutrons : de sa production à son arrivée dans l'aire expérimentale. Puis, nous dirons quelques mots sur les détecteurs qui sont intervenus dans le cadre de cette mesure, et ceci en insistant sur les détecteurs à base de C_6D_6 employés pour les réactions de capture neutronique lors de la campagne du thorium. Enfin seront explicités le système d'acquisition, les échantillons mesurés et les performances de cette installation.

3.1 Principe de la mesure

3.1.1 Rendement de capture

L'interaction d'un neutron avec un noyau peut conduire à la formation d'un noyau composé, lequel sujet à un fort état d'excitation, peut retrouver son état fondamental quasi-instantanément (en un laps de temps de l'ordre de 10^{-19} s à 10^{-13} s) par une émission de photons en cascade. Cette rapidité de décroissance se vérifie, sachant que d'une manière générale, les largeurs énergétiques qui caractérisent les niveaux d'excitation varient de quelques meV au keV, par la relation d'Heisenberg :

$$\Delta E \Delta T \approx \frac{h}{2\pi} \quad (3.1)$$

Celle-ci relie les incertitudes énergétique ΔE (en Joules) et temporelle ΔT (en secondes) d'un système à la constante de Planck $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s.

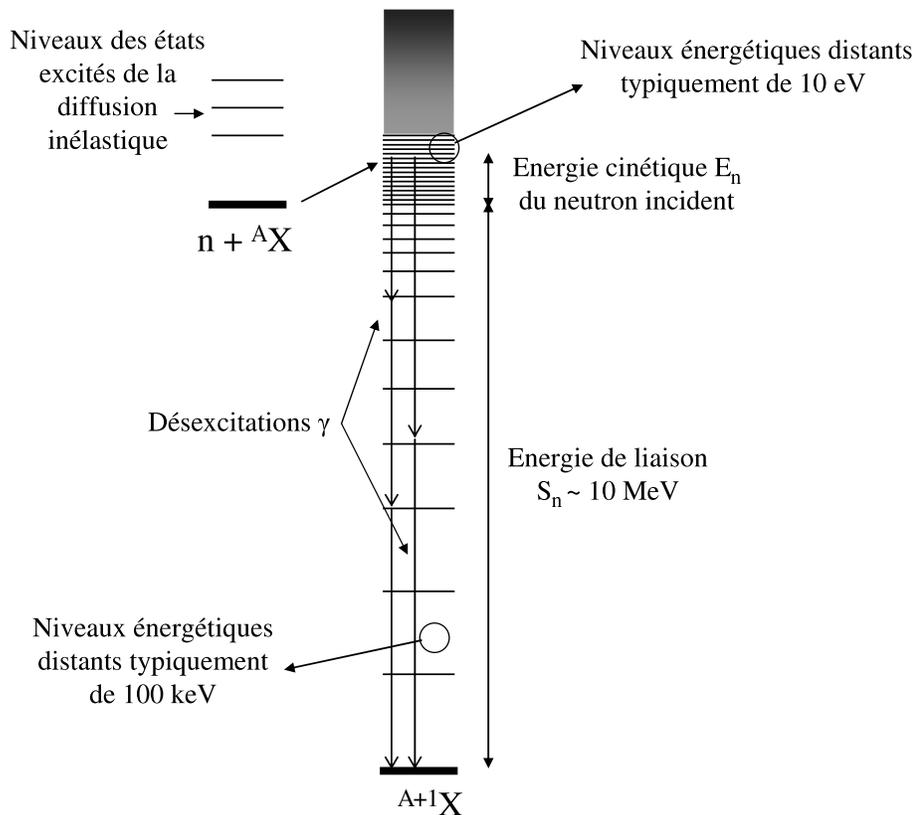


Figure 3.1 Schéma d'une réaction de capture neutronique : pour une même énergie cinétique E_n de neutron incident, plusieurs voies de désexcitation sont ouvertes.

Cette réaction sans seuil énergétique représentée figure 3.1, est dénommée capture radiative ou encore capture neutronique dans le jargon nucléaire. Dans le référentiel du centre de masse, l'énergie d'excitation E_c de la décroissance correspond à la somme de l'énergie cinétique E_n du neutron incident et de l'énergie S_n de séparation d'un neutron du noyau formé. Pour une énergie donnée de neutron incident, plusieurs chemins de désexcitation sont possibles.

La probabilité d'interaction d'un neutron avec un noyau dépend essentiellement de sa vitesse, donc de son énergie cinétique. Le rendement de capture $Y(E_n)$ d'un noyau peut par conséquent être défini comme suit : pour une énergie E_n de neutron donnée, il s'agit de la fraction de neutrons incidents subissant une capture par ce noyau cible :

$$Y(E_n) = (1 - e^{-n_e \sigma_t(E_n)}) \frac{\sigma_c(E_n)}{\sigma_t(E_n)} \quad (3.2)$$

avec n_e l'épaisseur de l'échantillon que nous exprimerons en atome/barn, $\sigma_t(E_n)$ et $\sigma_c(E_n)$ les sections efficaces totale et de capture en barn. Quant au facteur $(1 - e^{-n_e \sigma_t(E_n)})$, il correspond à l'auto-absorption, c'est à dire à la proportion de neutrons ayant subi une réaction quelconque dans l'échantillon.

Dans le cas d'une cible mince et d'une section efficace totale faible, ce qui se traduit par $n_e \cdot \sigma_t \ll 1$, un développement limité du facteur correctif lié à l'auto-absorption permet d'approximer le rendement de capture $Y(E_n)$ à :

$$Y(E_n) \approx n_e \sigma_c(E_n) \quad (3.3)$$

Une autre approximation peut également être faite lorsque, *a contrario*, la section efficace totale est très élevée, c'est à dire : $\sigma_t(E_n) \gg 1$, d'où $e^{-n_e \sigma_t(E_n)} \approx 0$. Le rendement de capture correspond alors au quotient de la section efficace de capture sur la section efficace totale :

$$Y(E_n) \approx \frac{\sigma_c(E_n)}{\sigma_t(E_n)} \quad (3.4)$$

3.1.2 Taux de comptage

Quelque soit le système de détection, le taux de comptage, $C_c(E_n)$, ou encore le nombre d'événements détectés par unité de temps, s'exprime par :

$$C_c(E_n) = \epsilon(E_c) \mu(E_n) Y(E_n) \phi_n(E_n) \quad (3.5)$$

avec $\epsilon(E_c)$ l'efficacité de détection de la réaction de capture dépendante de l'énergie E_c et de la forme de la cascade, $\mu(E_n)$ le facteur correctif dû à la diffusion multiple et $\phi_n(E_n)$ le nombre de neutrons par unité de temps.

D'ores et déjà cette équation introduit deux phénomènes physiques à prendre en compte :

- Celui de la diffusion multiple :

Nous verrons bientôt et plus en détail ce qu'est la méthode du temps de vol, mais notons ici que les neutrons auxquels nous nous intéressons sont "identifiés" du point de vue de leur temps de vol lorsqu'ils sont capturés dans l'échantillon. Parcourant une longueur de vol de 185 m [23], distance reliant une cible de spallation où sont créés les neutrons à l'échantillon mesuré, ces neutrons se caractérisent par un temps de vol minimal de quelques μs pour une énergie allant jusqu'au MeV. Or avant d'être capturés, ils peuvent tout à fait avoir effectué une ou plusieurs diffusions élastiques dans l'échantillon, soit perdre une partie de leur énergie cinétique en heurtant un ou plusieurs noyaux. Étant donné que ces diffusions se font sur un temps très court (de l'ordre de 10^{-15} s) par rapport à leur temps de vol, elles sont transparentes au système de détection : les énergies des neutrons ayant subi des diffusions avant d'être capturés seront "vues" plus élevées qu'elles ne le sont en réalité.

- Celui de l'auto-absorption :

Au fur et à mesure que les neutrons traversent l'échantillon, l'intensité du faisceau qu'ils constituent diminue, et ceci en raison des captures et des diffusions subies. Par conséquent, il faut prendre en considération cette diminution du flux au sein même de l'échantillon. Notons simplement ici qu'un rendement de capture peut, dans le cas de certaines résonances, se trouver dans un régime de saturation. Cette saturation est traduite par l'équation (3.4) du rendement de capture correspondant à la division de deux formes de type Breit et Wigner (paragraphe 2.1.2). Le rendement de capture du ^{232}Th au niveau de ses deux premières résonances saturées (situées aux énergies de 21, 8 eV et 23, 5 eV), est représenté figure 3.2 selon différentes conditions. La courbe relative au rendement de capture pour lequel ni l'auto-absorption ni la diffusion multiple n'ont été prises en compte, correspond simplement au rapport de la section efficace de capture sur la section efficace totale (équation (3.4)). Sa forme penchée au sommet de ces deux résonances s'explique par l'asymétrie en énergie qu'il y a entre ces deux sections efficaces. Nous pouvons ici observer la variation du rendement de capture, fonction de l'effet de l'auto-absorption ainsi que celui de la

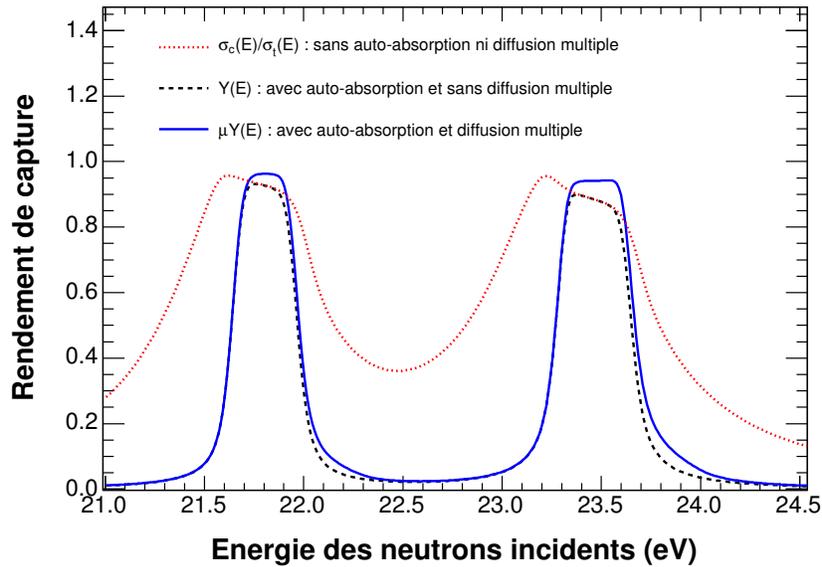


Figure 3.2 Effet sur les deux résonances saturées du ^{232}Th de l’auto-absorption et de la diffusion multiple. Ces rendements de capture ont été obtenus à partir des paramètres de résonance issus de la bibliothèque ENDF-B6.8 [24] pour une section efficace du ^{232}Th à 300 K et une épaisseur n_e de $4,119 \cdot 10^{-3}$ atome/barn.

diffusion multiple (apparition d’une “bosse” décalée de l’énergie de la résonance, qui assigne au rendement final un plateau à la résonance).

Si on se réfère à l’équation (3.5), nous pouvons remarquer que le rendement de capture s’obtient à partir de deux mesures : celle du flux incident de neutrons et celle des photons issus de la désexcitation du noyau composé.

Il est à noter que la connaissance de l’efficacité de détection de la réaction de capture est aussi requise. Celle-ci dépend notamment du système de détection utilisé. Nous décrivons la problématique qu’elle soulève ainsi que le mode de détermination que nous avons adopté dans le paragraphe 3.1.3.

Par ailleurs, il nous est possible de normaliser le rendement de capture grâce aux résonances saturées. Ainsi, la valeur absolue du flux $\phi_n(E_n)$ ne nous est pas indispensable. Il s’agit plutôt de sa variation en énergie qui demeure fondamentale. Mais nous aborderons ce point ainsi que celui de la distribution spatiale du flux qui est également à prendre en compte, dans le chapitre 5 traitant de l’analyse.

3.1.3 Fonction de pondération

Le principe de mesure de la réaction de capture que nous avons adopté est le suivant : si nous considérons un détecteur assez peu efficace, alors détecter un photon émis par un noyau excité revient à signer la présence d'une cascade. Or, nous l'avons déjà mentionné, à une cascade de photons correspondent plusieurs chemins aléatoires de désexcitations, c'est à dire plusieurs nombres possibles de ces rayonnements émis par le noyau. Ainsi, plus la quantité de ceux-ci est grande, plus la probabilité de détecter cette cascade augmente. Implicitement, il en résulte le questionnement suivant : comment déterminer correctement l'efficacité de détection d'une cascade donnée ?

Pour contrecarrer cette problématique, nous avons eu recours à la méthode de la fonction de pondération, qui fut introduite par Maier-Leibnitz [25, 26] et connue sous le nom de Pulse Height Weighting Technique (PHWT). Elle consiste à rendre indépendant le taux de capture de la cascade (caractérisée par sa multiplicité c'est à dire le nombre moyen de photons émis et par l'énergie de ces derniers) et ceci, par le biais d'une fonction de pondération dont nous décrivons ici l'approche mathématique.

Détecter un rayonnement γ_i provenant d'une cascade et détecter un rayonnement γ_{i+1} issu de cette même décroissance, font état de deux événements considérés indépendants l'un de l'autre. Par conséquent, si ϵ_{γ_i} est l'efficacité de détection d'un rayonnement γ_i (ou autrement dit la probabilité de détecter un rayonnement γ_i) provenant d'une cascade d'un nombre n de γ , alors $(1 - \epsilon_{\gamma_i})$ correspond à la probabilité de ne pas détecter ce photon. D'où, la probabilité P_0 de ne pas détecter un seul rayonnement γ_i de cette désexcitation s'écrit :

$$P_0 = \prod_{i=1}^n (1 - \epsilon_{\gamma_i}) \quad (3.6)$$

Par ailleurs, la probabilité ou autrement dit l'efficacité ϵ_c de détecter une cascade donnée peut toujours s'écrire comme le complément de la probabilité de détecter aucun rayonnement γ de cette désexcitation, soit :

$$\epsilon_c = 1 - P_0 = 1 - \prod_{i=1}^n (1 - \epsilon_{\gamma_i}) \quad (3.7)$$

Si nous considérons à présent que l'efficacité ϵ_γ de détection d'un γ soit faible, ce qui se traduit par $\epsilon_\gamma \ll 1$, alors le développement limité de l'équation (3.7) conduit

à :

$$\epsilon_c \approx \sum_{i=1}^n \epsilon_{\gamma_i} \quad (3.8)$$

De plus, si nous supposons que cette efficacité ϵ_γ puisse être proportionnelle à l'énergie E_γ du photon, soit :

$$\epsilon_\gamma = k E_\gamma \quad (3.9)$$

alors l'équation (3.8) devient simplement :

$$\epsilon_c = \sum_{i=1}^n \epsilon_{\gamma_i} = k \sum_{i=1}^n E_{\gamma_i} = k E_c \quad (3.10)$$

avec E_c l'énergie d'excitation de la cascade, définie comme étant la somme des énergies E_{γ_i} de chaque rayonnement γ_i , et k , un coefficient arbitraire de proportionnalité.

Or, excepté en approximation pour les détecteurs de type Moxon-Rae [27], il se trouve qu'en réalité l'équation (3.9) n'est pas vérifiée. L'efficacité de détection d'un rayonnement γ est seulement liée à la fonction $R_\gamma(E)$ de réponse du détecteur telle que :

$$\epsilon_\gamma = \int R_\gamma(E) dE \quad (3.11)$$

où E est l'énergie déposée par le photon dans le détecteur.

Pour s'affranchir de cette difficulté, une astuce mathématique consiste à introduire une fonction de pondération, notée $W(E)$, de sorte que la fonction de réponse soit artificiellement modifiée en $R'_\gamma(E)$ et que nous puissions écrire, combinant les équations (3.9) et (3.11) :

$$\int R'_\gamma(E) dE = k E_\gamma = \epsilon_\gamma \quad (3.12)$$

avec :

$$R'_\gamma(E) = W(E) R_\gamma(E) \quad (3.13)$$

La détermination d'une telle fonction peut se faire à partir de mesures [28] ou de simulations Monte Carlo de réponses du détecteur à des sources de photons mono-énergétiques. La paramétrisation de cette fonction de pondération est rendue possible grâce à la méthode des moindres carrés, consistant à minimiser la quantité :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{E_{\gamma_i} - \sum_j W(E_j) R_{\gamma_i}(E_j)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (3.14)$$

où le facteur k de proportionnalité introduit dans l'équation (3.9) a été fixé à $k = 1$. La fonction de réponse du détecteur décrite précédemment et de façon continue (équation (3.11)) est ici discrétisée en canaux avec E_j l'énergie déposée dans le canal j . Quant à σ_i , il représente une importance que nous attribuons aux différentes fonctions de réponse simulées du détecteur, que nous préciserons dans le chapitre 4.

3.1.4 Méthode du temps de vol

Si nous considérons qu'à un photon détecté correspond un neutron capturé, il n'en reste pas moins que l'énergie de ce neutron est à déterminer : cette particule n'étant pas chargée électriquement, son dépôt total en énergie s'avère *a priori* complexe à estimer.

La détermination de l'énergie des neutrons se fait par une technique couramment utilisée : celle du temps de vol. Elle consiste à mesurer le temps mis par le neutron pour parcourir la distance séparant la source (correspondant à une cible de spallation constituée de plomb [23] que nous détaillerons dans le paragraphe 3.2.1) du détecteur de la réaction mesurée. L'énergie cinétique E_n du neutron s'en déduit alors grâce à la relation relativiste suivante :

$$E_n = m_n c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right] \quad (3.15)$$

avec :

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{L}{cT} \quad (3.16)$$

et m_n la masse au repos du neutron, c la vitesse de la lumière, et v , L , et T , respectivement la vitesse, la longueur de vol et le temps de vol du neutron.

Pour des énergies cinétiques inférieures au MeV, les neutrons peuvent être considérés comme étant non-relativistes, ce qui se traduit par $\beta \ll 1$. Dans ce cas, l'équation (3.15) se simplifie pour devenir :

$$E_n = \frac{1}{2} m_n \left(\frac{L}{T} \right)^2 \quad (3.17)$$

Enfin, en utilisant les valeurs précises de la masse du neutron (939, 56563 MeV/ c^2) et de la définition de la vitesse de la lumière (299, 792458 m/ μ s) issues de la référence [29], nous obtenons :

$$E_n = 5227, 038754 \left(\frac{L}{T} \right)^2 \quad (3.18)$$

en considérant les unités suivantes : $E_n[\text{eV}]$, $L[\text{m}]$ et $T[\mu\text{s}]$.

La mesure du temps de vol T des neutrons correspond, nous l'avons vu, à l'intervalle de temps séparant leurs instants d'émission t_0 et de détection t_n *via* la mesure du rayonnement γ de capture, soit :

$$T = t_n - t_0 \quad (3.19)$$

Si nous possédons une bonne information sur le temps t_n grâce aux détecteurs placés de part et d'autre de l'échantillon dans l'aire expérimentale, l'information sur l'instant t_0 reste quant à elle moins précise puisque nous n'avons techniquement accès qu'à l'instant t_p auquel nous savons que les protons fournis par un accélérateur [23] vont atteindre la cible de plomb induisant alors la réaction de spallation et engendrant ainsi les neutrons.

Pour faire face à ce souci, nous allons tirer parti du phénomène suivant : le “flash gamma”. À la suite de l'impact du faisceau de protons sur la cible de plomb, où la réaction de spallation prend effet, des neutrons sont émis mais également des particules chargées ainsi que des photons. Ces derniers, étant produits de manière intense, vont littéralement éblouir les détecteurs fixés au niveau de l'aire expérimentale. De plus, étant donné que ces rayonnements se déplacent à la vitesse de la lumière, ils parviennent aux détecteurs avant les neutrons, aussi énergétiques que ces derniers puissent être.

Par conséquent, la mesure de l'instant t_γ auquel ces photons atteignent les détecteurs va nous permettre d'en déduire le temps auquel ces rayonnements, et par conséquent les neutrons, ont été émis :

$$t_0 = t_\gamma - \frac{L}{c}. \quad (3.20)$$

Ainsi, nous écrirons plutôt l'équation (3.19) comme :

$$T = t_n - t_\gamma + \frac{L}{c} \quad (3.21)$$

La figure 3.3 correspond à un schéma d'occurrence des différents événements à partir desquels la mesure du temps de vol des neutrons est effectuée. Notons qu'il n'y a pas de recouvrement possible entre les neutrons de basse énergie issus d'une impulsion de protons et les neutrons de haute énergie issus de l'impulsion de protons suivante.

Si nous obtenons grâce à la cible de spallation une source de neutrons étendue en

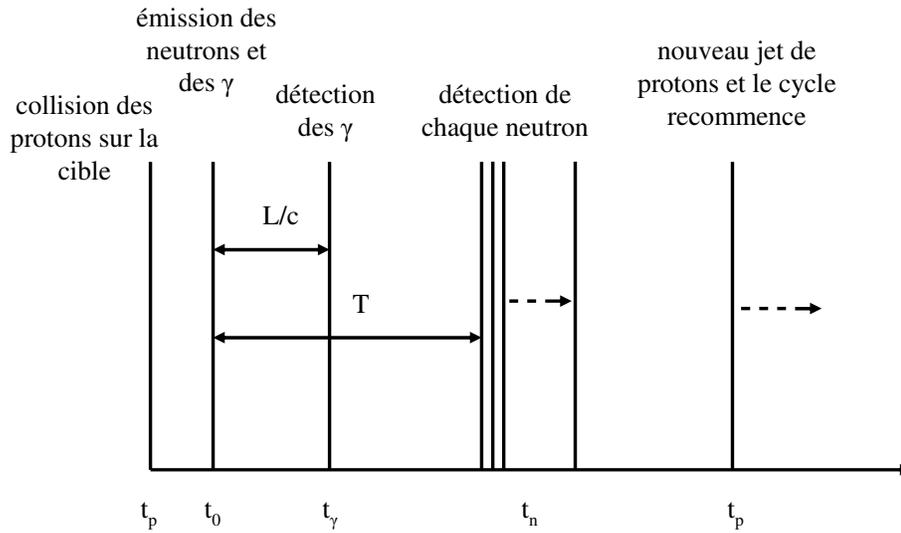


Figure 3.3 Représentation (non à l'échelle) des événements au cours du temps : à chaque impulsion de protons, le "chronomètre" se déclenche à nouveau.

énergie, où les plus énergétiques précèdent les moins énergétiques, cette source ne suffit pas à engendrer une quantité suffisante de ces neutrons pour qu'une mesure de la réaction de capture soit accompagnée d'une statistique convenable. Pour remédier à cela, la mesure est faite dans le temps : en accumulant la prise de données pour une succession d'impulsions de neutrons produites suite aux impulsions de protons heurtant la cible de plomb. C'est pourquoi nous parlerons d'une source pulsée de neutrons.

3.2 Dispositif expérimental

La mesure de la réaction $^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Th}$ s'est effectuée en 2002 au sein de la collaboration n_TOF, à partir de son installation expérimentale située au CERN [30, 31, 32]. Succinctement, le principe du dispositif expérimental est le suivant : le proton synchrotron (PS) [33] délivre des jets de protons venant heurter une cible constituée de plomb. Des neutrons sont ainsi engendrés par la réaction de spallation, et partiellement modérés par de l'eau entourant la cible. Le faisceau est limité géométriquement à partir de deux collimateurs placés entre la cible de plomb et l'aire expérimentale, celles-ci distantes de 185 m. Enfin, sont entre autres installés dans cette salle, les détecteurs à base de C_6D_6 disposés de part et d'autre de la ligne de faisceau. Ceux-ci mesurent les photons issus de la réaction de capture neutronique de l'échantillon centré dans le faisceau.

3.2.1 De la source pulsée de protons au faisceau de neutrons

Dans le contexte de la mesure de la section efficace de capture neutronique du ^{232}Th , des neutrons dans une large gamme d'énergie sont indispensables puisque notre objectif est d'étudier les régions de résonances résolues et non résolues. De plus, un haut flux instantané de neutrons est aussi essentiel. En effet, le rapport signal sur bruit se doit d'être raisonnablement grand, et un flux instantané élevé augmente le nombre de photons issus des réactions de capture par rapport au nombre de photons provenant de la radioactivité de l'échantillon. Nous avons effectivement mentionné au cours du premier chapitre que le thorium est un noyau émetteur α , dont la chaîne de décroissance comporte des noyaux émetteurs de photons.

L'utilisation d'une source pulsée a pu se faire grâce à l'association d'un accélérateur linéaire (communément dénommé LINAC) et d'un accélérateur circulaire, le proton-synchrotron (PS) du CERN muni d'un booster. Ce système nous délivre sur une très courte fenêtre temporelle de 7 ns, des jets de protons d'énergie et d'intensité moyennes respectives de 20 GeV/c et $7 \cdot 10^{12}$ protons par période de 2,4 s.

Constituée de plomb, la cible de spallation [34] représentée par la figure 3.4 forme un cube de dimension moyenne $80 \times 80 \times 60 \text{ cm}^3$, l'arête la plus petite étant parallèle au faisceau sortant de neutrons. La réaction de spallation consiste globalement en deux étapes. Les particules projectiles (ici les protons) de très haute énergie, possèdent une longueur d'onde bien plus petite que la distance séparant les nucléons des noyaux cibles. De ce fait, les nucléons constituant ces derniers sont "vus" individuels

et les particules incidentes vont interagir avec eux par collisions successives : ce processus est dénommé cascade intranucléaire, au cours de laquelle il y a éjection de quelques nucléons (en particulier des neutrons) et où le noyau cible se retrouve dans un état excité. La deuxième étape correspond à l'évaporation de nucléons ou même à la fission du noyau qui se désexcite. Le bloc de plomb est "creusé" sur une profondeur de 20 cm, tout à fait dans le prolongement de la ligne d'extraction du faisceau de protons, et fait un angle de 10 degrés par rapport à celle-ci. Mais de façon à éviter plus radicalement la contamination des particules chargées créées lors de cette réaction de spallation, un aimant a été placé au niveau de la ligne des neutrons. La taille et la forme de la cible ont été estimées à partir de simulations Monte Carlo [35] basées sur un ensemble de critères optimisant le flux, sa résolution en énergie, mais aussi le rapport signal sur bruit.

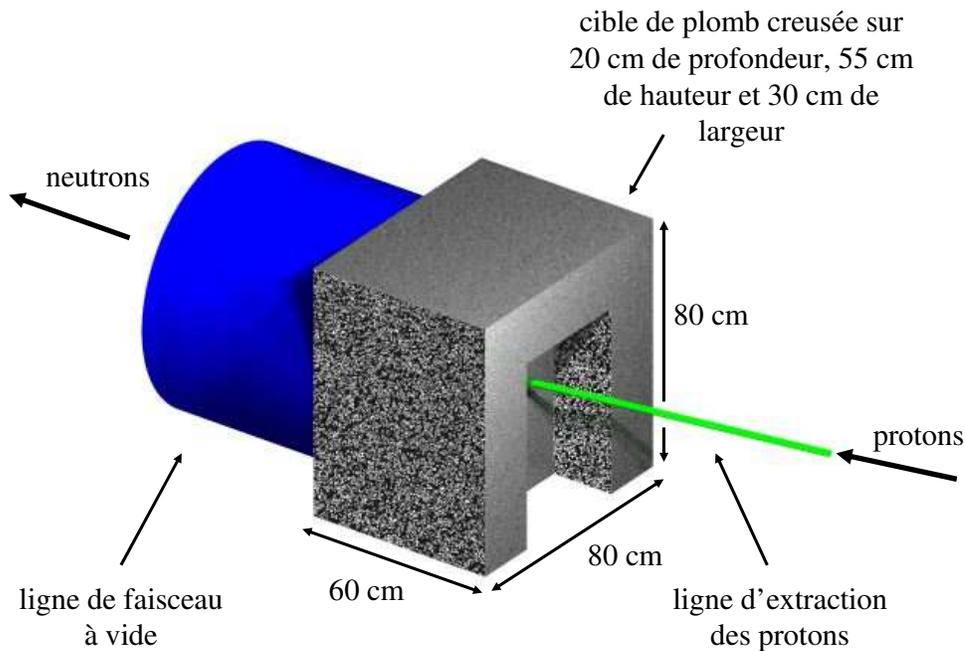


Figure 3.4 Visualisation de la cible de plomb.

Le modérateur, qui correspond à un réservoir en aluminium contenant de l'eau et immergeant la cible de plomb sur une épaisseur de 5 cm, a deux fonctions. Il sert d'une part à refroidir la cible, et d'autre part à ralentir les neutrons issus de celle-ci par des diffusions élastiques sur les noyaux légers, et par conséquent à étaler le spectre en énergie du faisceau de neutrons.

L'interface reliant le modérateur au vide régnant dans la ligne de faisceau est une fenêtre en aluminium [23] d'un diamètre de 800 mm et d'une épaisseur de 1,6 mm, renforcée par une grille également en aluminium et de 100 mm de côtés, 5,5 mm d'épaisseur et 50 mm de profondeur. Il est à noter que la réaction de capture des neutrons par l'hydrogène présent dans l'eau induit l'émission d'une grande quantité de photons de 2,23 MeV. En conséquence, elle constitue une source de bruit de fond *a priori* importante et sera à prendre en compte.

Les neutrons, ne possédant pas de charge électrique, demeurent impossibles à focaliser. Construire un faisceau intense de neutrons est donc loin d'être une tâche évidente. Celui-ci ne peut être que collimaté. Nous pouvons aisément imaginer qu'il faudrait minimiser leur temps de vol pour obtenir un plus grand flux. Or pour obtenir une bonne résolution en énergie, il faudrait au contraire que leur parcours soit maximal. Un compromis a donc dû être effectué.

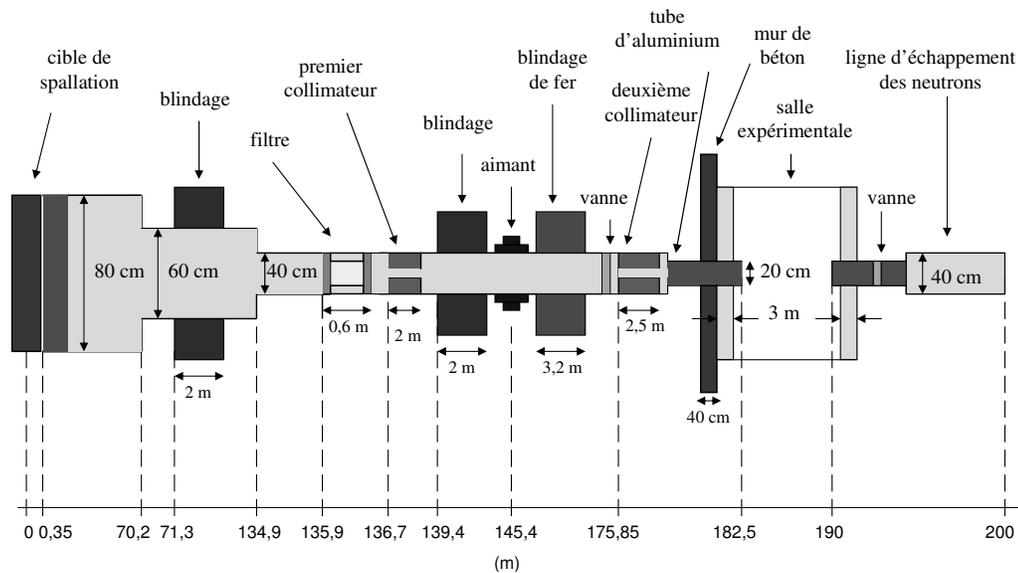


Figure 3.5 Schéma de la ligne de faisceau n_TOF, au-delà de la cible de spallation. Les distances ne sont pas à l'échelle.

La ligne de faisceau, d'une longueur de 185 m et schématisée figure 3.5, est faite à partir de plusieurs tubes : le premier (naissant au niveau de la fenêtre d'aluminium précédemment décrite) d'un diamètre de 80 cm est en acier inoxydable [23] ainsi que les deux autres tubes qui le succèdent, ayant par contre pour diamètres respectifs 60 et 40 cm. Le dernier, étant plus proche de la réaction mesurée, est constitué

d'aluminium (matériau moins capturant que l'acier) et a pour diamètre 20 cm. Cette ligne est constituée de plusieurs vannes entre lesquelles le vide est maintenu, la pression escomptée étant de 1 mbar. Deux collimateurs permettent progressivement de réduire la taille du faisceau. Le premier a un diamètre de 11,5 cm tandis que le second est amovible : le choix de son diamètre dépend du type de réaction étudiée. Pour les mesures de capture nous avons pris un diamètre de 1,8 cm.

L'observation d'un bruit de fond conséquent (soit deux ordres de grandeur au-dessus du bruit de fond attendu) au cours de la première période de mesure, nous a amené à rechercher son origine et ses caractéristiques de façon à déterminer comment nous pourrions, si ce n'est l'éliminer, le réduire. Dans cet objectif, ont été effectués [36] des travaux de simulation mais aussi des mesures, qui nous ont confirmé que la majorité de ce bruit de fond provenait des neutrons issus de la capture de muons, ces derniers ayant été créés lors de la réaction de spallation. En conséquence, nous avons mis en place deux types de blindage : un bloc de fer d'une épaisseur de 3,2 m placé entre l'aimant et le deuxième collimateur dans le but de stopper ces muons, et un mur de béton épais de 40 cm construit entre le deuxième collimateur et l'aire expérimentale, renforçant alors un mur de béton déjà existant à ce niveau, visant à éliminer au maximum les neutrons (soit issus des muons, soit de la cible de plomb directement).

3.2.2 Les détecteurs utilisés

Le détecteur Micromégas : Dans le but de décrire le profil et l'homogénéité du faisceau de neutrons, le détecteur Micromégas [37, 38, 39] a été mis en place. Les neutrons incidents (plus particulièrement aux énergies inférieures à 10 keV) vont interagir avec un dépôt de ${}^6\text{Li}$ disposé sur la face d'entrée du détecteur suivant la réaction ${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$. Les tritons et particules α ainsi créés ionisent le gaz constitué d'isobutane et d'argon (ou d'hélium), produisant ainsi des électrons collectés et multipliés par l'application d'un champ électrique vers un amplificateur. A plus haute énergie, les neutrons font des diffusions élastiques dans le gaz et le principe consiste à mesurer le recul des noyaux.

Les chambres PPAC : Les chambres à fission PPAC (Parallel Plate Avalanche Counters) [40, 41, 42] développées et construites à l'IPN (Institut de Physique Nucléaire) d'Orsay, sont vouées aux mesures de sections efficaces de fission. Centré sur le faisceau de neutrons, ce détecteur contient les échantillons à mesurer et, de part et d'autre, un système d'anode-électrode dans du C_3F_8 : les produits de fission

créés lors de l'interaction du neutron avec la cible et émis vers les gaz, les ionisent. Ces chambres ont également eu pour objectif la mesure du flux, grâce aux isotopes ^{238}U et ^{235}U , considérés standards en ce qui concerne leurs sections efficaces de fission.

Le détecteur FIC : Le détecteur FIC (Fission Ionisation Chamber) [43, 44, 45, 46], dont la chambre à ionisation est formée de 90% d'argon et de 10% de CF_4 , a également été utilisé pour des mesures de fission.

Les chambres à ionisation : Les chambres à ionisation [47] fournies par le PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) et constituées de deux plaques parallèles avec un dépôt de matière fissile : ^{235}U sur l'une et ^{238}U sur l'autre, ont été exclusivement utilisées pour la mesure du flux de neutrons en 2001.

Les détecteurs SiMON : La mesure du flux simultanément avec la capture a été effectuée grâce à des détecteurs de silicium (SiMON) [48] qui, au nombre de quatre, ont été fixés hors faisceau avec un angle de 45 degrés. Une feuille de Mylar d'une épaisseur de $3\ \mu\text{m}$ et d'un diamètre de 6 cm avec un dépôt de ^6LiF de $200\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ a été placée perpendiculairement dans le faisceau, entourée de ces détecteurs. Les particules α et les tritons créés par l'interaction des neutrons du faisceau avec le ^6Li sont détectés dans les jonctions Si.

Les détecteurs BF_3 : Quant aux détecteurs BF_3 [49], ils ont été exclusivement présents pour vérifier l'intensité et la position des neutrons incidents, en fin de ligne de faisceau. Ce sont des détecteurs à gaz BF_3 , entourés de polyéthylène de façon à thermaliser les neutrons.

Les détecteurs au germanium : En ce qui concerne les réactions (n, xn) , des détecteurs au germanium [50] voués aux mesures de photons en règle générale mais qui se caractérisent par une grande sensibilité aux neutrons et surtout au flash γ , ont été mis en place uniquement dans le cadre de tests.

Les détecteurs C_6D_6 : Pour les mesures de sections efficaces de capture, les détecteurs C_6D_6 [51, 52] décrits plus en détail dans le paragraphe suivant, sont des détecteurs de rayonnements γ basés sur le système scintillateur-photomultiplicateur. Ils ont également servi pour la mesure du flux sous forme de points expérimentaux

correspondant aux énergies de résonances standards telles que 4,9 eV et 1,15 keV obtenues à partir des réactions respectives $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ et $^{56}\text{Fe}(n,\gamma)^{57}\text{Fe}$ [53].

Les détecteurs BaF_2 : Dénommés TAC (Total Absorption Calorimeter), les détecteurs BaF_2 installés au cours de l'année 2004, ont remplacé les détecteurs C_6D_6 pour les mesures de sections efficaces de capture. Couvrant un angle solide de 4π et ayant une efficacité proche de 100%, la méthode de mesure diffère de celles des C_6D_6 puisque la détection complète des photons d'une cascade est rendue possible. Ils font partie des détecteurs dits à absorption totale. La géométrie complexe de ce détecteur a été inspirée de celle utilisée à Karlsruhe [54] et modélisée en détail [55, 56].

Sur la figure 3.6 sont représentées schématiquement les positions des détecteurs présents au niveau de la salle expérimentale lors de la campagne de mesure du thorium, campagne dénommée TOF07 [57].

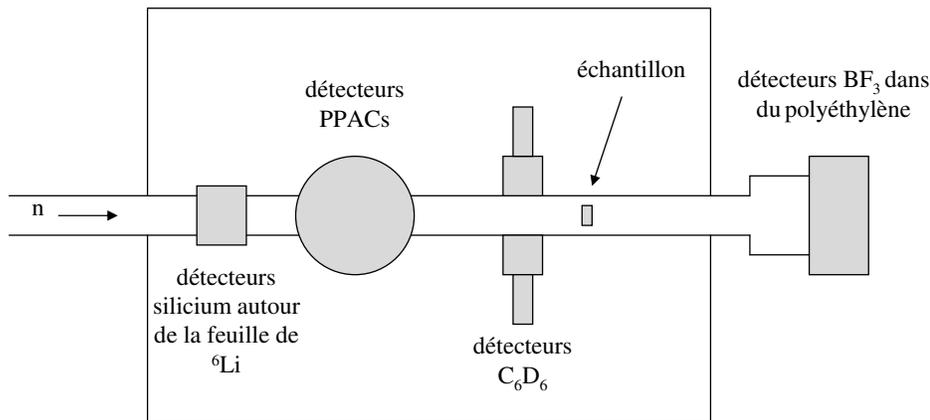


Figure 3.6 Position dans la salle expérimentale, des détecteurs en présence lors de la mesure du ^{232}Th .

3.2.3 Principe des C_6D_6

Pour des raisons techniques (le haut flux de neutrons nous oblige à utiliser un détecteur dont la sensibilité neutronique est faible) mais aussi économiques, notre choix s'est porté sur des scintillateurs organiques liquides constitués de benzène deutéré (C_6D_6), illustrés dans leur forme commerciale sur la figure 3.7. Le principe



Figure 3.7 Photographie de quatre C_6D_6 .

de ces détecteurs dits à énergie totale est celui-ci : l'énergie déposée par le rayonnement électromagnétique incident se retrouve en partie sous la forme de photons de luminescence. Cette propriété est liée à la structure moléculaire particulière du matériau utilisé.

L'interaction des photons issus des réactions de capture neutronique dans l'échantillon avec le détecteur, est soumise à plusieurs possibilités :

- L'effet photoélectrique, correspondant à l'absorption d'un photon par un atome et de l'éjection d'un électron, est à prendre en compte même si les énergies concernées par cette réaction sont plutôt liées à des photons de basse énergie. Lors du réarrangement du cortège électronique de l'ion résiduel, des rayons X sont émis.
- L'effet Compton, c'est à dire la diffusion d'un photon sur un électron quasi-libre du milieu, est à prendre fortement en considération étant donné le faible nombre de charge associé au matériau scintillant et l'énergie de ces rayonnements qui essentiellement, est de quelques MeV.
- La création de paires positrons électrons (e^+e^-) est également au-delà du seuil de 1,022 MeV de cette réaction

La figure 3.8 indique les différentes interactions possibles d'un photon avec la matière ainsi que leurs prédominances, dépendantes du domaine énergétique auquel le rayonnement incident appartient ainsi que du nombre de protons de l'atome.

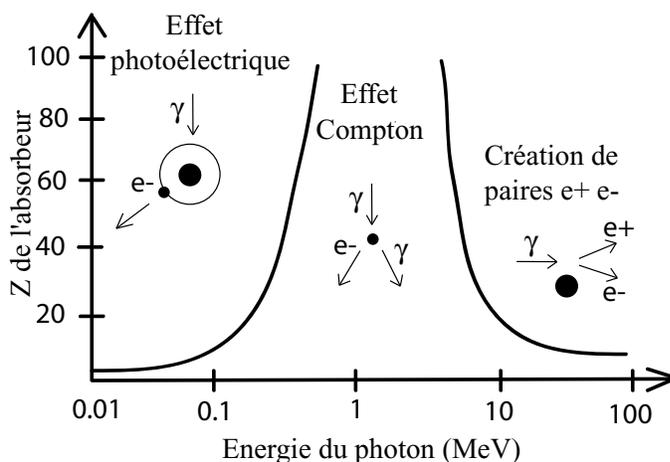


Figure 3.8 A basse énergie le processus dominant est l'effet photoélectrique et entre 500 keV et 5 MeV l'effet Compton. Au-delà, les photons interagissent avec la matière essentiellement par la création de paires e^+e^- .

Notons que toutes les particules que les rayonnements γ incidents auront induites, sont des rayonnements ionisants. Ceux-ci vont donc pouvoir interagir avec le C_6D_6 , qui est un matériau scintillant. Il est constitué de molécules aromatiques caractérisées par des systèmes d'électrons délocalisés (électrons π) qui, suite à une excitation par un rayonnement électromagnétique, changent de transition électronique en émettant des photons lumineux. On distingue, selon les périodes de décroissance des molécules, la fluorescence et la phosphorescence. Les niveaux électroniques des molécules de C_6D_6 favorisent la fluorescence (émission de lumière prompte d'une durée de vie de l'ordre de la nanoseconde) plutôt que la phosphorescence (émission de lumière retardée d'une durée de vie de l'ordre de la milliseconde). A titre indicatif, la longueur d'onde la plus probable de ces photons lumineux est de 425 nm. Ces molécules dissipent également une partie de leur énergie excédentaire par simple vibration. Néanmoins, pour connaître l'énergie totale du photon incident, une calibration grâce à l'utilisation de sources radioactives bien connues est suffisante.

Un tube photomultiplicateur (PMT) couplé au scintillateur détecte ces photons de luminescence par conversion de ces derniers en électrons au niveau de la photocathode. La charge totale des photo-électrons restant trop faible pour que le signal électrique collecté à l'anode soit correctement exploitable, des gerbes électroniques sont ensuite créées grâce à des dynodes en série et à l'application d'une haute tension répartie grâce à un pont diviseur. Le photomultiplicateur délivre ainsi un signal de courant suffisamment conséquent, dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie

déposée initialement.

Le signal est ensuite calibré en énergie grâce à des sources radioactives émettant des photons : le ^{137}Cs pour des photons de 0,662 MeV et le ^{60}Co avec une émission aux énergies de 1,173 MeV et 1,333 MeV. De façon à prendre en compte une plus large gamme en énergie de photons, nous avons également utilisé un mélange de PuC ($^{238}\text{Pu} + ^{13}\text{C}$) : la décroissance α du ^{238}Pu concourt à la réaction $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}^*$, et la désexcitation de l'oxygène se fait par une émission de photons de 6,13 MeV.

La collaboration n-TOF a eu recours à deux types de détecteurs C_6D_6 pour les mesures de section efficace de capture neutronique : ceux du type BC-537 construits par la société Bicron [58] aux Etats Unis, et ceux fournis et développés par le laboratoire FZK [51]. Les "Bicron" ont été utilisés lors du début de la première phase de mesure [59], dénommée TOF02, pour laquelle le thorium n'est pas concerné. Par la suite, les "FZK" ont été choisis en raison de leur sensibilité neutronique plus faible, celle-ci étant essentiellement liée à la capsule du matériau scintillant qui est en fibre de carbone pour les FZK et en aluminium pour les Bicron, ainsi qu'à l'absence de Teflon dans l'environnement proche du scintillateur des FZK.

3.2.4 Le système d'acquisition

L'électronique est basée sur l'utilisation de flash ADC (Analog to Digital Converter). Ce système, sous forme de cartes d'acquisition de la marque Acqiris [61], reçoit en entrée le signal provenant de chacun des détecteurs. Celles-ci sont codées sur 8 bits, soit 256 valeurs possibles pour transcrire l'amplitude du signal. Chacune d'elles collecte jusqu'à 8 Megaoctets relatifs à l'information continue, à chaque impulsion de protons heurtant la cible de spallation, et peuvent échantillonner celle-ci chaque nanoseconde au maximum. L'objectif n'étant pas seulement de caractériser convenablement les signaux donc de les échantillonner le plus finement possible, mais de mesurer la réaction à la plus basse énergie qu'il nous soit possible, un compromis a dû être fait. Nous avons opté pour un pas de 2 ns concernant les C_6D_6 . Ces cartes sont programmées afin qu'elles s'activent dès que le signal de déclenchement de l'accélérateur est envoyé, et achèvent leur enregistrement au bout de 16 ms, ce qui correspond à une énergie de neutron de 0,7 eV (équation (3.18)).

Un programme d'acquisition utilisant des bibliothèques fournies par Acqiris nous permet de piloter ces cartes et de transférer provisoirement leur contenu sur un PC. Le

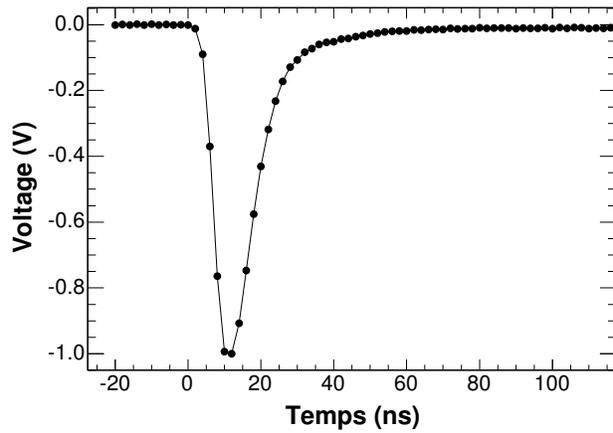


Figure 3.9 Signal moyenné d'un C_6D_6 .

traitement du signal [60], qui consiste tout d'abord à chercher les “bons” signaux, commence ici. Pour éliminer au mieux le bruit électronique, un seuil en tension est en effet défini dans ce programme. Dans la même optique, la suppression zéro [62], une technique consistant à éliminer l'information contenue entre deux signaux, est appliquée puisque seuls les signaux nous intéressent et non l'échantillonnage qui les sépare.

La taille de ces données étant considérable, l'information est transférée au fur et à mesure au CDR (Central Data Recording) du CERN. Cette procédure est réitérée à chaque déclenchement du PS, donnant le t_0 des événements.

Des signaux échantillonnés issus des détecteurs C_6D_6 , nous avons besoin d'extraire deux informations : le temps et la quantité d'énergie déposée dans le détecteur. L'objectif est donc d'utiliser une forme analytique que l'on puisse ajuster à chacun de ces signaux. Or, les résultats obtenus n'étant pas satisfaisants nous avons opté pour faire cet ajustement par rapport à un signal de référence. Celui-ci a été obtenu en moyennant un grand nombre de signaux réels. La figure 3.9 représente l'allure d'un signal issu d'un détecteur C_6D_6 induite par l'interaction d'un photon.

La sélection ainsi effectuée, les données sont transférées dans des fichiers DST (Data Summary Tape). Ceux-ci peuvent être ensuite convertis par l'utilisateur dans le format de son choix. Nous avons choisi une structure sous forme d'arbre au format ROOT [63] pour la procédure d'analyse.

3.2.5 Les échantillons

Le tableau 3.1 détaille les caractéristiques des différents échantillons (^{232}Th , et Au et Pb naturels) mesurés lors de la campagne du thorium.

Table 3.1 Caractéristiques des échantillons mesurés.

Echantillon	Masse (g)	Diamètre (mm)	Épaisseur (at/barn)
Th (1)	1,0262	14,98	$1,5036 \cdot 10^{-3}$
Th (2)	1,7784	14,98	$2,6057 \cdot 10^{-3}$
Au (1)	0,8843	15,04	$1,5219 \cdot 10^{-3}$
Au (2)	0,4454	15,12	$7,5793 \cdot 10^{-4}$
Pb	2,0434	15,48	$3,1536 \cdot 10^{-3}$

Les échantillons naturels de ^{232}Th utilisés pour l'expérience proviennent de l'IRMM (Institute for Reference Materials and Measurements) situé à Geel en Belgique, et ils ont également été mesurés à FZK (Forschungszentrum Karlsruhe) en Allemagne [15]. Il s'agit de deux disques métalliques enrichis à 99,5%. Ces échantillons ont été fixés l'un à l'autre à l'aide d'une feuille de kapton de 0,1 mm d'épaisseur et placée sur un porte-échantillon [64] en fibre de carbone.

Rappelons succinctement que le ^{232}Th est un élément naturel et radioactif. Son mode de désintégration, d'une longue période de $1,405 \cdot 10^{10}$ ans, se fait par les particules α , soit : $^{232}_{90}\text{Th} \rightarrow ^4_2\text{He} + ^{228}_{88}\text{Ra}$. Mais, il provoque une série de décroissances impliquant plusieurs types d'émission dont la radiation de photons, sur des périodes relativement courtes. Cette chaîne aboutit jusqu'au ^{208}Pb dans un état excité, dont la décroissance vers le niveau fondamental se caractérise par l'émission d'un γ de 2,614 MeV, énergie maximale émise lors des désexcitations successives issues de la radioactivité du ^{232}Th . L'activité de notre échantillon est de 41 kBq/g.

Nous avons aussi mesuré un échantillon d'or (composé de deux disques), afin de contrôler le bien-fondé non seulement de la mesure mais aussi de l'analyse du thorium. En effet, la section efficace de capture de ^{197}Au est un standard à partir de 200 keV [24] et comporte également une résonance saturée à basse énergie.

De plus, la caractérisation du bruit de fond dû aux photons du faisceau (chapitre 5)

observé au niveau de l'aire expérimentale étant irrémédiable, nous avons choisi de mesurer un échantillon naturel de plomb et ce, sachant que : la section efficace de capture de ce noyau reste faible, sa section efficace de diffusion neutronique est du même ordre de grandeur que celle relative au thorium et enfin, la diffusion Compton est tout à fait comparable dans les cas du plomb et du thorium [24].

Afin de mesurer tout ces échantillons avec la même fraction de flux incident, les diamètres de l'or et du plomb ont été choisis comparables à ceux du thorium étudié.

3.2.6 Les performances du dispositif

Résolution en énergie

Si on se réfère à l'équation (3.17) qui met en relation l'énergie E_n du neutron avec le temps T et la longueur de vol L qui lui sont associés, la résolution en énergie du système expérimental s'écrit :

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = 2 \times \sqrt{\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2} \quad (3.22)$$

Cette équation est en réalité une approximation en raison du fait que la résolution en longueur et en temps de vol n'est pas une gaussienne. La résolution réelle, que nous expliciterons dans le chapitre 5 dédié à l'analyse, a été calculée par des convolutions des distributions des différentes composantes. Nous ne nous intéressons ici qu'à donner les ordres de grandeur de chacune des composantes prises séparément.

La figure 3.10 illustre les prépondérances de chacune de ces composantes en fonction de l'énergie des neutrons. A titre indicatif, nous pouvons les comparer à la valeur de la largeur à mi-hauteur moyenne des résonances, également représentée sur cette figure.

L'incertitude relative au temps de vol comprend le temps de réponse des détecteurs que nous pouvons négliger, et la largeur en temps induite par le faisceau pulsé de protons qui est une gaussienne de 7 ns de dispersion. L'influence de la dispersion des protons devient non négligeable à partir de la centaine de keV.

Le modérateur d'eau permettant l'obtention d'une gamme bien plus étalée en énergie des neutrons, induit une incertitude assez conséquente quant à leur parcours. La contribution de cette composante, approximée ici à une loi gaussienne, se fait de plus

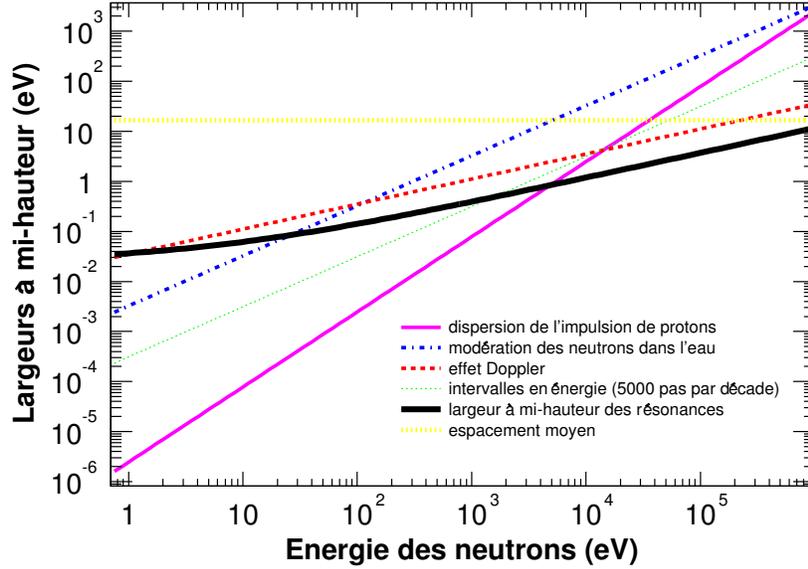


Figure 3.10 Allure de l'évolution et de la prépondérance des largeurs à mi-hauteur relatives aux différentes distributions jouant un rôle dans la résolution expérimentale en énergie.

en plus grande à partir de la dizaine d'électrons-volts.

L'effet Doppler est également à prendre en considération. Les noyaux de l'échantillon étant soumis à une perpétuelle agitation thermique, "voient" selon leur mouvement, l'énergie du neutron incident plus ou moins éloignée de son énergie propre. Dans l'approximation du gaz libre, appropriée dans le cas d'échantillons métalliques tel que le thorium, cet effet correspond à une distribution gaussienne et la largeur Doppler Δ_D varie au niveau des résonances selon l'équation :

$$\Delta_D = \sqrt{\frac{4kTm_n E_r}{M}} \quad (3.23)$$

avec $\Delta_D = \sigma \times \sqrt{2}$ et où k est la constante de Boltzmann, T la température de Debye, m_n la masse du neutron, M celle du noyau, E_r l'énergie de la résonance, et σ l'écart type de la distribution.

Par ailleurs, la répartition des données dans des intervalles énergétiques (communément appelée "binning") influe aussi sur la résolution, et ceci essentiellement à haute énergie. La largeur Δ de l'intervalle dans lequel une énergie E_n donnée d'un

neutron se situe, peut s'écrire comme :

$$\Delta = 10^{\log(E_n) + \frac{0.5}{N}} - 10^{\log(E_n) - \frac{0.5}{N}} \quad (3.24)$$

avec N le nombre d'intervalles par décade logarithmiquement équidistants. L'écart type $\sigma = \Delta/\sqrt{12}$ lié à cette procédure a été obtenu par le biais de cette équation. A titre indicatif, nous avons analysé les données en considérant 5000 intervalles par décade en énergie.

En ce qui concerne la courbe représentant la largeur moyennée des résonances, nous avons approximée celle-ci à la valeur de Γ pour des ondes s en prenant (chapitre 2) :

$$\Gamma(E_n) = \Gamma_n(E_n) + \Gamma_\gamma(E_n) \quad (3.25)$$

et où :

$$\langle g\Gamma_n \rangle = S_0 D_0 \sqrt{\frac{E_n}{1 \text{ eV}}} \quad (3.26)$$

avec $\Gamma(E_n)$, $\Gamma_n(E_n)$ et $\Gamma_\gamma(E_n)$ respectivement les largeurs totales, neutroniques et radiatives (celle-ci a été approximée ici à une constante égale à 0,025 eV) des résonances, $S_0 = 0,7 \cdot 10^{-4}$ la fonction densité, $D_0 = 16,6$ eV l'espace moyen des résonances, $g = 1$ le facteur statistique de spin, et enfin E_n l'énergie des neutrons en électrons-volts.

Haut flux instantané

Le flux que nous souhaitons mesurer ici correspond au nombre de neutrons incidents en fonction de leur énergie. L'utilisation de réactions possédant des sections efficaces standards nous permet de l'obtenir, à savoir notamment $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ et $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ de la région thermique jusqu'à 200 keV et 1 MeV respectivement, de même que $^{235}\text{U}(n,f)$ de 0,1 à 20 MeV et $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ entre 0,2 et 3,5 MeV [65]. Pour ce faire, plusieurs systèmes de détection ont été mis à disposition et ont été décrits précédemment (paragraphe 3.2.2).

L'obtention d'un flux de neutrons instantané sur un large spectre énergétique (de l'énergie thermique à 250 MeV), a permis d'effectuer des mesures neutroniques complètes, c'est à dire du domaine des résonances résolues au domaine des résonances non résolues. L'intensité élevée du flux de neutrons, comme nous l'avons déjà mentionné (paragraphe 3.2.1), nous assure également un bon rapport signal sur bruit, ce qui est particulièrement avantageux pour des mesures d'échantillons radioactifs.

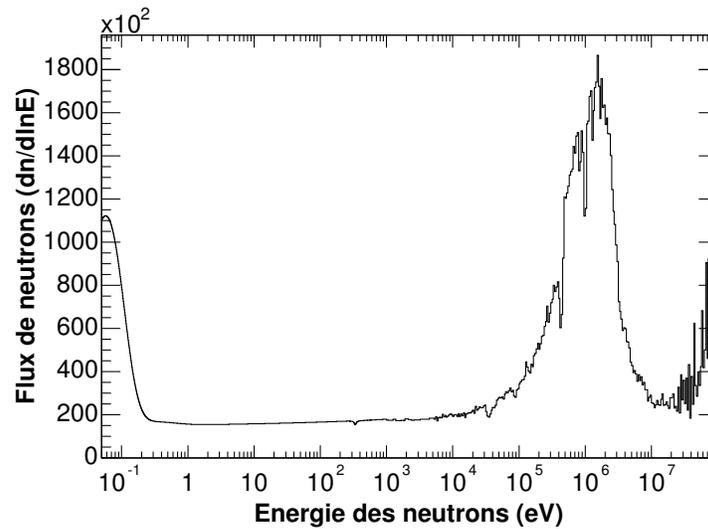


Figure 3.11 Flux mesuré par les chambres à fission issues de PTB.

La figure 3.11 correspond à la mesure du flux de neutrons effectuée grâce aux chambres à fission provenant de l’institut PTB. Le pic situé à basse énergie correspond à la thermalisation des neutrons par le modérateur d’eau qui induit une forte quantité de neutrons aux énergies thermiques. Le plateau observé entre 1 eV et 10 keV traduit l’allure isoléthargique du flux dans cette région. Notons que le flux peut se représenter sous une forme logarithmique $dn/d\ln E$, unité du flux représenté sur la figure 3.11, alors que plus simplement, le flux correspond à dn/dE (nombre de particules par unité d’énergie). L’isoléthargie se définit comme un flux proportionnel à $1/E$, soit en unité logarithmique, un flux constant. Enfin, la “bosse” située dans la région du MeV est liée à la phase d’évaporation de la réaction de spallation. En effet, le spectre énergétique des neutrons émis par les noyaux de plomb lors de l’évaporation présente un pic entre 1 et 2 MeV.

Chapitre 4

Étude des caractéristiques des détecteurs C_6D_6

D'une manière générale, pour interpréter correctement les résultats expérimentaux, il nous faut connaître au mieux les détecteurs. Dans le contexte de notre mesure, il s'agit d'évaluer le comportement des détecteurs à base de C_6D_6 en présence de photons ainsi que de neutrons. Pour ce faire, nous avons eu recours à la simulation. L'outil que nous avons choisi est le code MCNP (Monte Carlo N Particules) [66] version 4C, et ceci, essentiellement en raison de sa bonne description des interactions neutroniques.

La première étape du travail fût de transcrire la géométrie des détecteurs dans le langage du code de simulation. Nous étudions ici la réponse des C_6D_6 aux photons et aux neutrons, validant par là leur utilisation pour les mesures de sections efficaces de capture neutronique.

Rappelons d'autre part que la méthode expérimentale usitée requiert l'utilisation de fonctions de pondération (chapitre 3), que nous avons déterminées par le biais de la simulation. Nous abordons la procédure qui a été suivie pour les calculer, et présentons les résultats déduits pour les échantillons mesurés lors de la campagne du thorium.

Enfin, la validation de ces travaux de simulation alimente cette dernière partie. Nous comparons des résultats issus de simulations, tels que des réponses aux photons de C_6D_6 ainsi que des fonctions de pondération calculées, à des mesures effectuées au CEN de Bordeaux ainsi qu'à GELINA.

4.1 Simulation des réponses aux photons et aux neutrons

4.1.1 Modélisation des détecteurs

En ce qui concerne la modélisation d'un système, le code MCNP, développé au laboratoire de Los Alamos, "considère" les choses de la manière suivante : définir différents volumes, dénommés "cellules" dans le langage de l'outil, revient à construire des surfaces et à situer ces volumes par rapport à ces surfaces. Celles-ci se définissent dans un repère cartésien et à chaque type de surface correspond une typographie à spécifier dans le fichier d'entrée où tous les paramètres de la simulation sont répertoriés. Chacune de ces cellules peut bien évidemment contenir de la matière, et tout mélange de noyaux est autorisé. La densité est à préciser, alors que la masse est calculée par le code à partir du volume occupé par la matière.

Les détecteurs commerciaux provenant de la société Bicron, avant d'avoir été remplacés par les détecteurs spécialement conçus par le laboratoire FZK (Forschungszentrum Karlsruhe) en Allemagne [51], ont participé à quelques mesures. Nous les avons donc simulés en tout premier lieu. La figure 4.1 correspond à une coupe longitudinale de ce détecteur. Chaque couleur correspond à un matériau. Tout ce qui est blanc représente le vide.

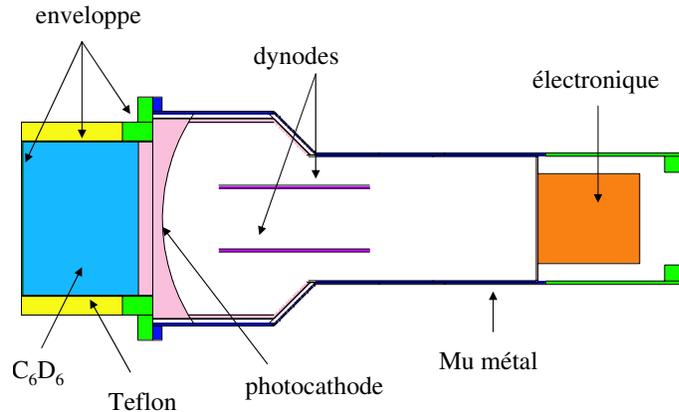


Figure 4.1 Coupe longitudinale du C_6D_6 type Bicron (BC-537), l'appellation du photomultiplicateur étant XP4508B.

Les renseignements descriptifs nous ont été fournis par la société Bicron, et le tableau 4.1 nous renseigne sur les caractéristiques des matériaux qui constituent ce C_6D_6 .

Les verres standards, contenant du boro-silicate, sont sensibles aux neutrons du fait de la présence de bore. C'est pourquoi nous avons eu recours à une fenêtre d'entrée constituée de quartz. Une feuille de Mu métal entoure le photomultiplicateur, servant de blindage à des champs magnétiques. Quant au Teflon, il a pour but d'absorber l'échauffement thermique du scintillateur. En effet, ce dernier étant à l'état liquide, il se dilate avec un changement de température. Il s'agit d'un tube enroulé autour du scintillateur. Lors de la modélisation du Bicron, nous avons simplifié cette partie du détecteur en prenant uniquement en compte la masse du Teflon que nous avons répartie uniformément dans le volume concerné. Pour ce faire, nous avons par conséquent modifié la densité. Celle-ci est en réalité non pas de $0,94 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ comme indiqué dans le tableau 4.1, mais de $2,2 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. Par ailleurs, les dynodes ainsi que le système électronique ont été approximés à une simple géométrie, tenant compte à la fois de la masse de ces matériaux et de leurs compositions. Cependant, l'interaction des photons ou des neutrons avec eux reste, nous allons le voir plus loin, fortement négligeable.

Table 4.1 Caractéristiques des matériaux constituant le détecteur type Bicron.

Elément	Composition atomique (%)	Densité ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)	Masse (g)
C_6D_6	D:H=114:1 D:C=0.99	0,945	583,8
Enveloppe du C_6D_6	Al:100	2,7	447,1
Teflon	F:67 C:33	0,94	280,5
Fenêtre	O:67 Si:33	2,2	889,3
Enveloppe du PM	Al:100	2,7	332,7
Dynodes	Cu:95 Be:5	2,0	52,8
Mu Métal	Ni:77 Fe:15 Cu:4 Mo:4	7,86	1090,2
Electronique	C:20 O:20 H:20 N:20 Fe:20	0,53	98,7

Pour la mesure de la section efficace de capture neutronique du ^{232}Th , nous avons eu recours aux détecteurs FZK. La figure 4.2 correspond à une coupe longitudinale de cet autre détecteur à base de C_6D_6 . Les données concernant sa description, présentées dans le tableau 4.2, ont été délivrées par l'institut FZK, sous la forme d'un fichier codé en GEANT [67] que nous avons traduit en langage MCNP pour l'élaboration de cette modélisation. Le Teflon n'est pas représenté sur cette figure.

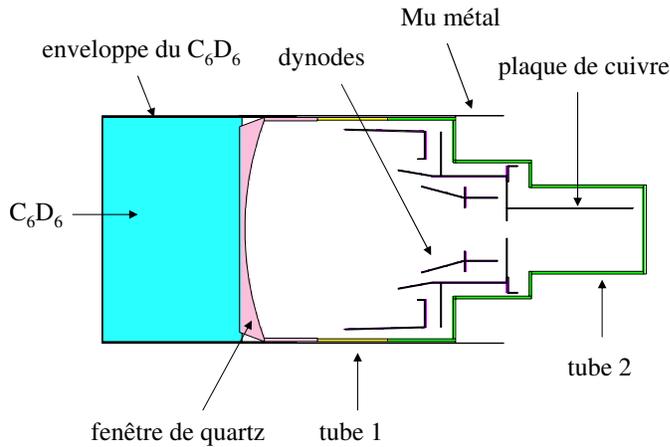


Figure 4.2 Coupe longitudinale du C_6D_6 type FZK, l'appellation du photomultiplicateur étant EMI9823QKB.

Il est contenu dans un tube d' $AlMg_3$ fixé au niveau du scintillateur et longeant le photomultiplicateur. Contrairement au Bicron, l'électronique de ce détecteur n'a pas été modélisée.

Table 4.2 Caractéristiques des matériaux constituant le détecteur type FZK.

Elément	Composition atomique (%)	Densité ($g \cdot cm^{-3}$)	Masse (g)
C_6D_6	D:H=114:1 D:C=0,99	0,945	935,9
Enveloppe du C_6D_6	C:85,46 O:11,06 H:2,17 N:1,31	1,5	34,1
Teflon	F:67 C:33	2,2	280,5
Enveloppe du Teflon	Al:0,97 Mg:0,03	2,66	0,6
Fenêtré	O:66,65 Si:33,35	2,2	267,5
Tube 1 du PM	O:54,9 Si:32,7 K:18, B:5,3 Al:1,7	2,3	165,0
Tube 2 du PM	O:56 Si:34 K:5,8 B:2,5 Al:1,7	2,3	54,5
Dynodes	Ni:80 Fe:20	8,9	279,0
Mu Métal	Ni:75 Fe:18,3 Cu:5 Cr:1,7	8,9	54,2
Plaque de cuivre	Cu:100	8,96	7,3

La première grande différence entre ces deux types de C_6D_6 réside dans leur masse, à savoir : 3,3 kg pour le Bicron comparé à 2,1 kg pour le FZK. Plus en détail,

nous pouvons noter qu'ils ne sont pas constitués de la même quantité de matière scintillante : la masse du C_6D_6 est de 583,8 g pour un volume de 617,8 cm³ dans le cas du Bicron et 935,9 g pour 990,4 cm³ dans le cas du FZK, soit une différence en masse de 350 g. Par conséquent, nous pouvons d'ores et déjà nous attendre à ce que l'efficacité aux photons du FZK soit plus grande que celle du Bicron. Mais l'enveloppe contenant le scintillateur a également son importance au niveau de la comparaison de ces deux C_6D_6 , puisque les particules détectées, et notamment les neutrons du faisceau diffusés par l'échantillon, les traversent. Il s'agit d'aluminium pour le Bicron et de fibre de carbone (un mélange de C, O, H et N) pour le FZK. Sur la figure 4.3 sont représentées les sections efficaces de capture neutronique de ces deux types d'enveloppe. La nette différence observée entre celle de l'aluminium et celle relative à la fibre de carbone suggère un impact bien plus important sur la sensibilité neutronique du Bicron. De même, la présence de Teflon (constitué de

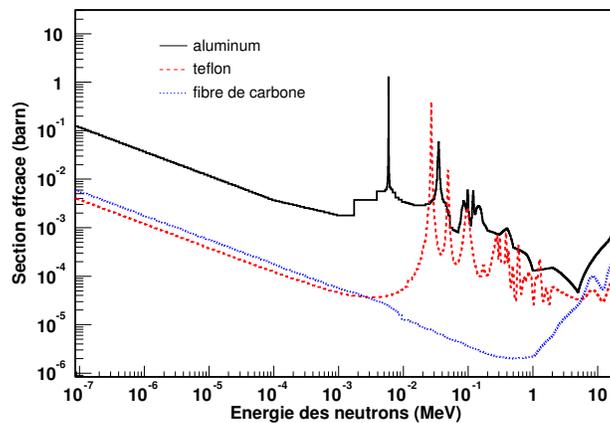


Figure 4.3 Sections efficaces de capture neutronique des matériaux situés dans le proche environnement des scintillateurs : celle de l'enveloppe en aluminium et du Teflon pour le Bicron, et celle de l'enveloppe constituée de fibre de carbone pour le FZK.

carbone de fluor et dont la section efficace de capture neutronique est aussi tracée sur la figure 4.3), dans l'environnement proche du Bicron, est susceptible de jouer un rôle significatif au niveau de cette sensibilité, toujours en comparaison au FZK. Les sections efficaces de capture neutronique utilisées par le code MCNP proviennent de différentes bibliothèques. Nous avons tout d'abord choisi celles pour lesquelles la température est de 300 K et fait dans certains cas un compromis entre l'année de l'évaluation et la quantité d'information. La plupart de ces sections efficaces sont

issues des bibliothèques ENDF-B6 [24] et JEFF3.0 [68]. Pour certaines d'entre elles, telle que la section efficace de capture neutronique de fluor, nous les avons ajoutées aux autres librairies de format ACE lu par MCNP, à partir de fichiers ENDF et en ayant recours au programme de conversion endf2ace [69], celui-ci utilisant NJOY [70].

Dans le cadre d'une collaboration avec l'IRMM (Institute for Reference Materials and Measurements) à Geel en Belgique, nous avons modélisé deux autres types de C_6D_6 .

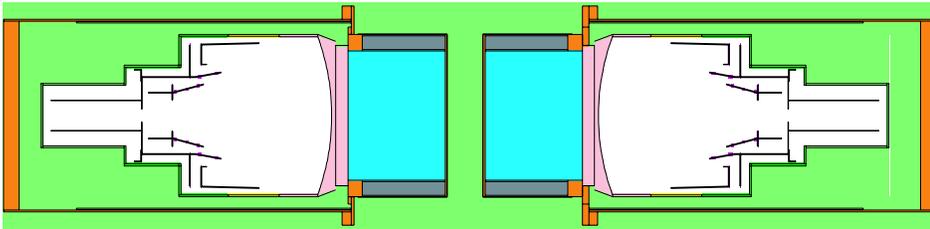


Figure 4.4 Détecteurs utilisés (type 1 à gauche et type 2 à droite) pour les mesures à GELINA.

Table 4.3 Caractéristiques des matériaux des détecteurs de type 1 et de type 2 employés à GELINA.

Elément	Composition atomique (%)	Densité ($g \cdot cm^{-3}$)	Masse (g)
C_6D_6	D:H=114:1 D:C=0,99	0,945	583,8
Enveloppe du C_6D_6	Al:100	2,7	304,8
Teflon	F:67 C:33	0,94	280,5
Fenêtre	O:66,65 Si:33,35	2,2	464,7
Tube 1 du PM	O:54,9 Si:32,7 K:18 B:5,3 Al:1,7	2,3	165,0
Tube 2 du PM	O:56 Si:34 K:5,8 B:2,5 Al:1,7	2,3	54,5
Tube 3 du PM (type1)	Al : 100	2,7	1263
Tube 3 du PM (type2)	Al : 100	2,7	1360
Dynodes	Ni:80 Fe:20	8,9	279,0
Mu Métal	Ni:77 Fe:15 Cu:4 Mo:4	7,86	775,1
Plaque de cuivre	Cu:100	8,96	7,3

Ils sont représentés sur la figure 4.4 et les informations concernant leurs constitutions sont données dans le tableau 4.3. Ils diffèrent l'un de l'autre seulement par la taille de l'enveloppe de leur photomultiplicateur, et sont un mélange du Bicon (du point de vue du volume du C_6D_6 et du Teflon) et du FZK (en ce qui concerne le tube photomultiplicateur).

4.1.2 Efficacité aux photons

Le dispositif utilisé pour la mesure de la section efficace de capture neutronique du thorium à n_TOF a été modélisé au voisinage des détecteurs de sorte que soit calculée l'efficacité du système de détection, soit les deux C_6D_6 , en condition expérimentale. Ces C_6D_6 ont été translattés en amont de la ligne de faisceau de façon à minimiser le bruit de fond issus des photons du faisceau diffusés par l'échantillon [36].

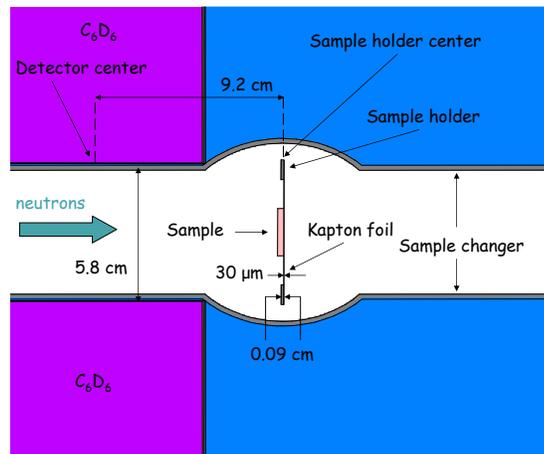


Figure 4.5 Coupe longitudinale du dispositif au voisinage des C_6D_6 .

Table 4.4 Caractéristiques des matériaux du dispositif expérimental modélisé.

Élément	Composition atomique (%)	Densité ($g \cdot cm^{-3}$)	Masse (g)
Passeur d'échantillon	C:78 O:17,6 H:1,5 Cl:0,85 Ni:1,2 Br:0,5 Ca:0,85	1,7	1468,3
Feuilles de kapton	C:56,4 H:25,7 Si:5,1 O:12,8	1,43	0,4

La figure 4.5 correspond à une coupe longitudinale du dispositif simulé, centrée sur les détecteurs en position (placés à 90 degrés de la cible et décalés de 9,2 cm du centre du passeur d'échantillons) et sur l'échantillon de thorium fixé dans le passeur, à l'aide de feuilles de kapton. Les caractéristiques de ces matériaux sont spécifiées dans le tableau 4.4. Le passeur est constitué de fibre de carbone.

La simulation consiste à générer une source volumique uniforme et isotropique de photons mono-énergétiques contenue dans l'échantillon de thorium, et à en extraire la réponse du détecteur, à savoir la quantité d'énergie déposée dans le scintillateur. A titre d'illustration, la distribution de réponse des deux C_6D_6 dans cette configuration et pour une source de photons d'une énergie de 4 MeV, est représentée sur la figure 4.6.

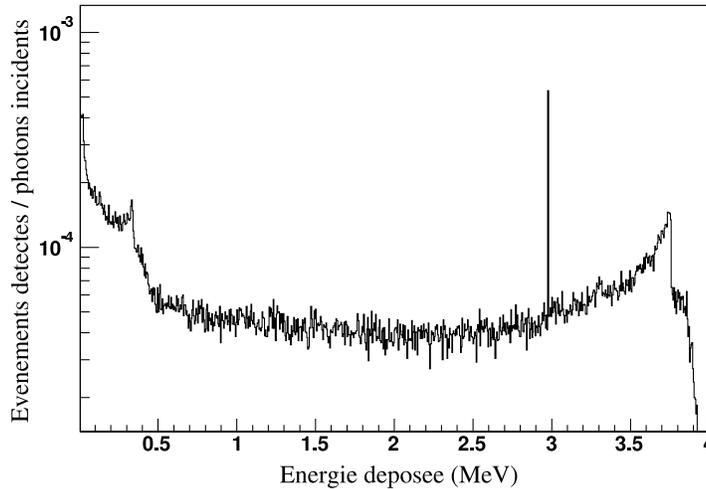


Figure 4.6 Réponse simulée des C_6D_6 à une source de photons d'énergie 4 MeV.

Notons E_γ l'énergie du photon incident et E_d l'énergie déposée dans le détecteur. Le photopic, correspondant à $E_d = E_\gamma$, soit à une absorption totale de l'énergie du photon dans le détecteur, n'apparaît pas sur ce spectre, en raison de la faible efficacité du matériau scintillant. La réaction dominante dans le C_6D_6 est celle de la perte d'énergie du photon par effet Compton (figure 3.8).

En considérant la conservation du moment linéaire et celle de l'énergie totale [71],

nous obtenons l'équation de la diffusion Compton :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/mc^2)(1 - \cos \theta)} \quad (4.1)$$

avec E_γ et E'_γ respectivement les énergies du photon incident et diffusé, m la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière et θ l'angle de diffusion du photon. L'énergie E_e de l'électron diffusé se déduit de la soustraction de l'énergie du photon incident par celle du photon diffusé, soit :

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{E_\gamma^2(1 - \cos \theta)}{mc^2 + E_\gamma(1 - \cos \theta)} \quad (4.2)$$

Pour un angle de diffusion du photon $\theta = 90^\circ$, E_e correspond à la quantité maximale qui puisse être déposée dans le détecteur, supposant que le photon s'échappe du scintillateur suite à cette diffusion Compton. Cette "limite" théorique de l'énergie déposée définit le front Compton, que nous pouvons identifier sur la figure 4.6 et situer à 3,7 MeV pour des photons incidents de 4 MeV.

Par ailleurs, à partir d'une énergie de photon incident de 1,022 MeV, la réaction de création de paires e^+e^- est rendue possible. Rappelons que celle-ci peut engendrer la création de deux photons de 511 keV suite à l'annihilation du positron au repos. Nous pouvons observer le pic de double échappement situé aux alentours des 3 MeV, lié à l'échappement de deux de ces photons du détecteur, impliquant alors une perte d'énergie de 1,022 MeV dans le scintillateur. En revanche, le pic de simple échappement correspondant à la perte d'un seul de ces deux photons n'est pas visible, ceci étant dû à la faible efficacité des C_6D_6 .

Nous remarquons également l'allure d'un autre front situé à 340 keV, que nous associons à la détection d'un photon de 511 keV, issu d'une réaction de création de paires et subissant une perte d'énergie due à l'effet Compton, au même titre que le front Compton décrit précédemment. Enfin, à basse énergie, nous pouvons noter le comptage d'un grand nombre d'événements. Le C_6D_6 étant un matériau très léger, il est en effet très probable que le photon incident ne fasse qu'un faible nombre de collisions Compton avant de s'échapper du détecteur.

L'intégrale de ce spectre, soit la quantité d'énergie déposée normalisée à la quantité d'énergie incidente, correspond à l'efficacité aux photons des deux détecteurs. Celle-ci varie en énergie et son allure est obtenue en réitérant la simulation décrite précédemment pour d'autres sources énergétiques de photons.

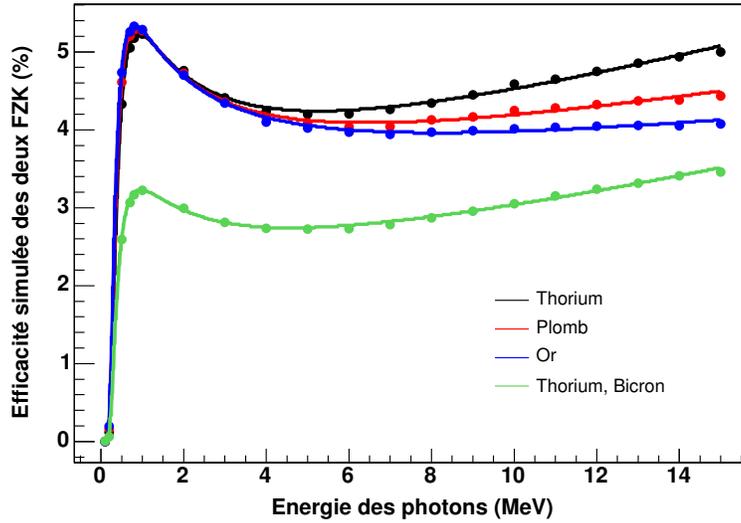


Figure 4.7 Efficacité simulée aux photons de l'ensemble des deux détecteurs FZK, en présence des échantillons de thorium, d'or et de plomb, comparé dans le cas du thorium, à l'efficacité de l'ensemble des deux Bicron dans les mêmes conditions expérimentales.

Sur la figure 4.7 sont représentées les efficacités du système de détection dans le cas de deux FZK avec un échantillon de thorium et à titre de comparaison, dans les cas d'un échantillon d'or et de plomb. L'efficacité de deux Bicron avec ce même échantillon de thorium apparaît également sur cette figure. Au maximum, nous obtenons une efficacité de 5,2% pour des photons de 1 MeV d'énergie dans le cas des deux FZK. Ceci demeure tout à fait acceptable compte tenu de la condition sur laquelle nous nous sommes basés pour ce qui est de l'utilisation de la méthode des fonctions de pondération, à savoir une efficacité se situant aux alentours du pourcent (paragraphe 3.1.3). Il est à noter que ces valeurs ont été prises pour un seuil en énergie de 160 keV, seuil utilisé lors de la prise des données. La différence observée suivant le type d'échantillon mesuré est tout simplement liée à l'interaction des photons qui varie selon la matière dans laquelle ils se propagent (figure 3.8) et aux différentes épaisseurs de chacun de ces échantillons (tableau 3.1). En ce qui concerne la nette différence d'efficacité entre les C_6D_6 de type FZK et Bicron, elle semble tout à fait cohérente puisque la masse du matériau scintillant est bien plus élevée dans le premier détecteur que dans le deuxième, à savoir un écart d'environ 40%.

Enfin, au vu de l'allure de ces courbes, nous pouvons constater que l'efficacité n'est absolument pas proportionnelle à l'énergie incidente, tel qu'il serait souhaitable. C'est pourquoi nous sommes amenés à utiliser une fonction de pondération. En effet, pour que l'efficacité obéisse à la relation (3.9) reliant l'efficacité de détection à l'énergie du photon par un simple facteur de proportionnalité, nous devons pondérer toutes ces distributions de réponse.

4.1.3 Sensibilité aux neutrons

Dans la mesure où les C_6D_6 sont placés dans un environnement où ils sont susceptibles d'être irradiés par des neutrons issus du faisceau, évaluer la réaction de ces détecteurs à des neutrons semble de mise. L'obtention de leur réponse aux neutrons s'est faite à partir d'une source de neutrons continue en énergie. Cette procédure est effectivement plus correcte que l'utilisation d'énergies ponctuelles car contrairement aux interactions des photons dans la matière, celles des neutrons possèdent des sections efficaces résonantes. Les particules détectées sont les photons, issus de l'interaction des neutrons avec les matériaux du dispositif expérimental.

Nous avons simulé plusieurs sources continues, couvrant la gamme énergétique allant de 0,1 eV à 1,4 MeV et dont les pas, équidistants sur une échelle logarithmique, sont au nombre de 35. Pour que dans chacun de ces pas énergétiques les neutrons soient équiprobables suivant cette échelle, la distribution du flux de neutrons à l'intérieur de chaque intervalle, au lieu d'être uniforme a été modifiée pour un comportement en $1/E$. Ces sources sont isotropiques et uniformes dans le volume de l'échantillon considéré. Par contre, cet espace ne contient pas de matière : les réactions de capture neutronique sont ainsi évitées.

Chaque réponse, qui consiste en la distribution de l'énergie déposée dans le C_6D_6 , a été intégrée et normalisée, de façon à obtenir l'efficacité aux neutrons proprement dite. Sur la figure 4.8, nous avons représenté la contribution en pourcents des différents matériaux qui constituent chacun des deux détecteurs FZK et Bicron ainsi que leur environnement dans le cas du dispositif expérimental dédié à la mesure du thorium. Le comportement de ces efficacités est fonction des sections efficaces de capture neutronique.

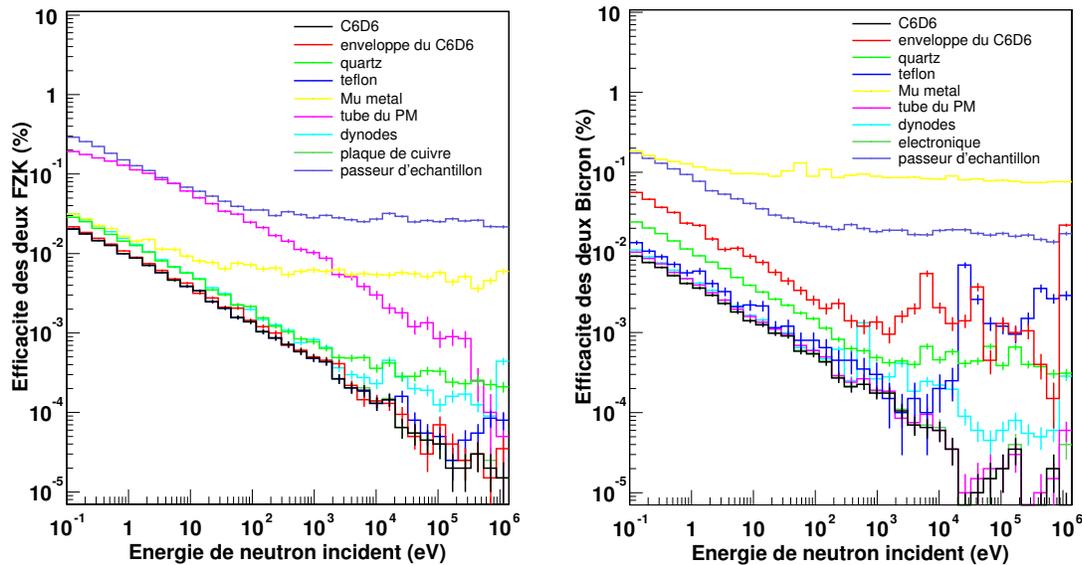


Figure 4.8 Contribution de différents matériaux à l'efficacité aux neutrons des deux détecteurs (FZK à gauche et Bicorn à droite) sur la gamme énergétique de 0,1 eV à 1,0 MeV et pour un seuil fixé à 160 keV.

Nous pouvons remarquer que le passeur d'échantillon, pourtant constitué de fibre de carbone, représente une forte contribution. Ceci est dû au fait que la composition de cette fibre contient notamment du nickel ainsi que du chlore (tableau 4.4), possédant des sections efficaces si élevées que même en faible présence dans le tube, ils restent responsables de cette forte efficacité. En ce qui concerne le Bicorn, il s'agit plutôt du Mu Métal qui prédomine. Sa masse est en effet importante (environ 1 kg comparé à 55 g dans le cas du FZK) et il est formé de 77% de nickel. Quant à certains matériaux tels que l'électronique du Bicorn, le tube de son photomultiplicateur, la plaque de cuivre ou encore l'enveloppe du C_6D_6 de type FZK, ils n'affectent aucunement cette efficacité.

Par ailleurs, la résonance de 5,9 keV ainsi que celle de 35 keV de l'aluminium sont bien visibles, tout autant que celle de 27 keV du fluor que nous observons à travers le Teflon contenu dans le Bicorn et proche du C_6D_6 . Notons également que le seuil de diffusion inélastique de l'aluminium est responsable de la montée significative de la contribution de ce matériau au delà du MeV.

Mais la principale information extraite de cette étude est la suivante : à travers la figure 4.9, comparant les efficacités totales en pourcents des deux types de détecteurs, nous observons une efficacité du système de détection maximale de 0,3% pour la gamme d'énergie qui nous intéresse, à savoir l'intervalle compris entre 1 eV et 1 MeV.

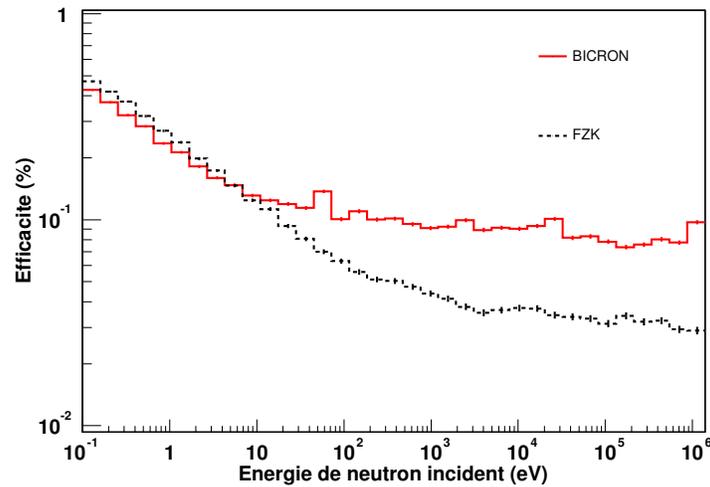


Figure 4.9 Comparaison des efficacités aux neutrons des deux détecteurs sur la gamme énergétique de 0,1 eV à 1,0 MeV, pour un seuil en énergie déposée fixé à 160 keV.

Enfin, nous pouvons apprécier le réel effort d'optimisation des détecteurs de type FZK au-delà de la dizaine d'électrons-volts, qui a été effectivement entrepris par l'institut FZK. Ces résultats, tout à fait satisfaisants, nous confirment que ces C_6D_6 conviennent largement à ce type de mesure.

4.2 Détermination des fonctions de pondération

4.2.1 Procédure

Comme nous l'avons évoqué au cours du chapitre 3, la première étape visant à la détermination de la fonction de pondération consiste à simuler des réponses des détecteurs à des photons incidents. Dans cette optique, nous avons généré 20 sources mono-énergétiques et isotropiques de photons, sur une gamme en énergie allant de 100 keV à 15 MeV [72], et provenant uniformément de l'échantillon étudié. Alors que ne nous intéressent seuls les photons n'allant pas au-delà de la dizaine de MeV, notons que nous avons simulé des sources jusqu'à 15 MeV et ce, dans l'unique dessein d'obtenir un meilleur ajustement jusqu'à 10 MeV. La figure 4.10 de gauche montre les différentes réponses résultant de ces calculs de simulation des deux détecteurs FZK, dans le cas du dispositif expérimental relatif à la mesure du thorium.

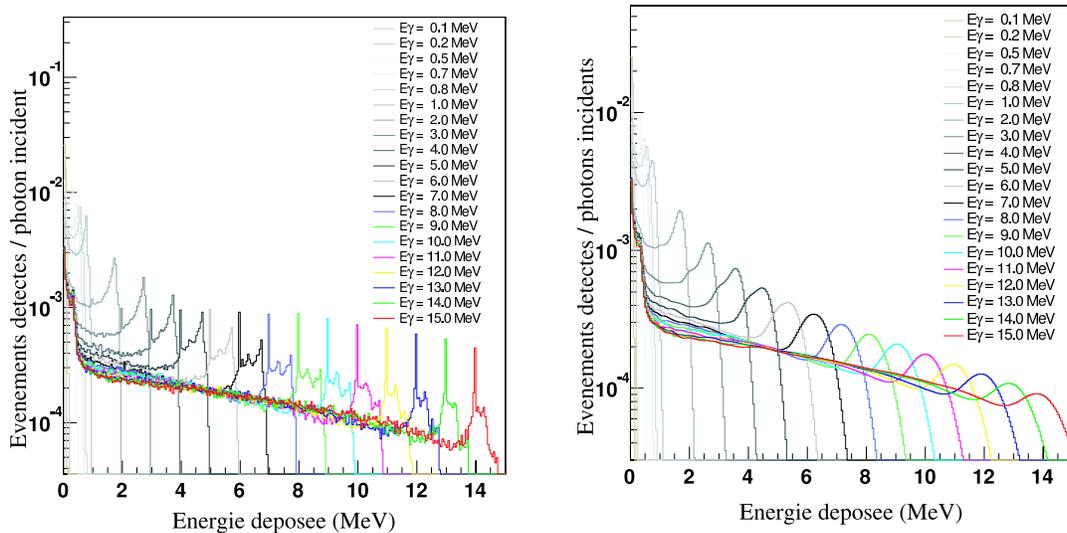


Figure 4.10 Distributions brutes (à gauche) et convoluées avec la résolution du photomultiplicateur (à droite) de l'énergie déposée dans l'ensemble des deux détecteurs FZK en réponse à 20 sources de photons isotropiques, ponctuelles en énergie, et distribuées uniformément dans le volume de l'échantillon de thorium mis à vide.

De façon à prendre en compte l'élargissement induit par le photomultiplicateur dû à sa résolution en énergie, les spectres bruts des réponses ont ensuite été convolués

avec une loi gaussienne dont la variance s'écrit :

$$\sigma^2 = 3,75 \cdot 10^{-3}E + 1,87 \cdot 10^{-3}E^2 \quad (4.3)$$

avec σ l'écart type en MeV et E l'énergie déposée également en MeV. Les paramètres de cette gaussienne ont été déterminés dans le même temps que la calibration, que nous expliciterons dans le chapitre 5. Cette correction appliquée engendre un élargissement des pics, que nous pouvons observer sur la figure 4.10 de droite.

La minimisation du χ^2 défini par l'équation (3.14) a pu être effectuée à partir de ces réponses simulées. Des résultats satisfaisants de cette minimisation ont été obtenus en utilisant une fonction de pondération polynômiale, que nous écrivons telle que :

$$W(E) = \sum_{k=0}^n a_k E^k \quad (4.4)$$

avec $W(E)$ la fonction de pondération dépendante de l'énergie E déposée dans le détecteur, a_k les paramètres du polynôme, k son indice et n son degré maximal.

Mais pour ce faire, nous avons dû assigner un poids relatif aux fonctions de réponse, ce poids faisant office d'incertitude σ_i sur les données, usuellement utilisée dans le cadre de la définition du χ^2 . En associant une erreur absolue σ_i sur l'énergie E_{γ_i} du photon incident correspondant au produit de cette énergie par l'incertitude relative qui lui est associée, nous avons pu établir la relation suivante :

$$\sigma_i = E_{\gamma_i} \times \frac{d(\sum_{j=1}^m R_{\gamma_i}(E_j))}{\sum_{j=1}^m R_{\gamma_i}(E_j)} = E_{\gamma_i} \times \frac{\sqrt{\sum_{j=1}^m dR_{\gamma_i}^2(E_j)}}{\sum_{j=1}^m R_{\gamma_i}(E_j)} \quad (4.5)$$

avec $R_{\gamma_i}(E_j)$ la réponse du C_6D_6 discrétisée en énergie E_j déposée sur un nombre m de pas, et $dR_{\gamma_i}^2(E_j)$ sa variance.

La procédure d'ajustement fournit les valeurs optimisées des paramètres a_k , leur incertitude, mais aussi la matrice de covariance associée. La variance de cette fonction de pondération est donnée par :

$$var(W(E)) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^n \left(\frac{\partial W}{\partial a_i} \right) \left(\frac{\partial W}{\partial a_j} \right) cov(a_i, a_j) \quad (4.6)$$

Soit, dans le cas d'une fonction polynômiale, nous obtenons :

$$var(W(E)) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^n E^i E^j cov(a_i, a_j) \quad (4.7)$$

Mais, il est souvent plus aisé de se référer à la matrice de corrélation, définie par :

$$\rho(a_i, a_j) = \frac{cov(a_i, a_j)}{\sqrt{var(a_i)var(a_j)}} \quad (4.8)$$

L'incertitude sur la fonction ajustée peut parfois s'avérer être bien petite si les erreurs σ_i sur les données le sont également. Les simulations Monte Carlo en sont d'ailleurs un exemple puisque pour obtenir de faibles incertitudes statistiques, il nous suffit d'augmenter la statistique. Cette situation n'est du reste pas non plus le signe d'un bon ajustement. Celui-ci se caractérise plutôt par la valeur réduite du χ^2 , c'est à dire la valeur du χ^2 divisée par le nombre $(n - k)$ de degrés de liberté de l'ajustement avec n le nombre de points (soit ici de sources de photons incidents) et k le nombre de paramètres de la fonction. Cette valeur doit en effet être proche de l'unité pour que l'ajustement puisse être jugé statistiquement acceptable.

Pour faire face à cette éventuelle problématique, un compromis couramment utilisé consiste à appliquer un facteur d'échelle aux incertitudes σ_i , de sorte que le χ^2 réduit obtenu soit égal à 1. Cette procédure n'entache pas la valeur des paramètres de la fonction si ce facteur, que nous noterons F , est une constante. Seules les incertitudes des paramètres en seront modifiées. Ainsi, nous ajustons F pour obtenir :

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{E_{\gamma_i} - \sum_j W(E_j) R_{\gamma_i}(E_j)}{F \times \sigma_i} \right)^2 = \frac{1}{F^2} \frac{\chi^2}{n - k} = 1 \quad (4.9)$$

ce qui résulte en :

$$F = \sqrt{\frac{\chi^2}{n - k}} \quad (4.10)$$

Par cette procédure, l'erreur calculée sur la fonction de pondération $W(E)$ donne les marges du modèle utilisé et ne peut plus devenir extrêmement petite en augmentant la statistique.

4.2.2 Résultats

La fonction polynômiale déterminée est d'ordre 4. Le tableau 4.5 contient les valeurs obtenues des paramètres a_k des fonctions de pondération, ainsi que leurs incertitudes et la matrice de corrélation associée, pour les échantillons de thorium, d'or et de plomb. Un seuil de 160 keV en énergie déposée dans le détecteur a été pris en compte dans la procédure de calcul et ce, en excluant de l'ajustement les énergies déposées inférieures à ce seuil.

Table 4.5 Paramètres des fonctions de pondération calculées pour un seuil de 160 keV dans le cas des échantillons de thorium, d'or et de plomb mesurés dans le cadre de la campagne du thorium. Ces paramètres correspondent à un polynôme de 4^e ordre défini comme tel : $\sum_k a_k E^k$.

Echantillon	Paramètres	Incertitudes (%)	Matrice de corrélation (%)
²³² Th	$a_0=12,58$	32,0	100 -97 87 -78 70
	$a_1=26,52$	51,0	-97 100 -95 87 -79
	$a_2=33,14$	26,3	87 -95 100 -98 93
	$a_3=-3,91$	41,3	-78 87 -98 100 -99
	$a_4=0,14$	58,3	70 -79 93 -99 100
Au	$a_0=8,91$	52,8	100 -97 87 -77 69
	$a_1=34,34$	46,9	-97 100 -94 86 -79
	$a_2=29,10$	36,5	87 -94 100 -97 93
	$a_3=-3,41$	58,6	-77 86 -97 100 -99
	$a_4=0,14$	75,1	69 -79 93 -99 100
Pb	$a_0=10,09$	43,9	100 -97 87 -77 70
	$a_1=31,60$	47,8	-97 100 -94 86 -79
	$a_2=30,57$	32,3	87 -94 100 -98 93
	$a_3=-3,60$	51,5	-77 86 -98 100 -99
	$a_4=0,14$	69,0	70 -79 93 -99 100

De façon à s'assurer que ce type de fonction soit bien adéquat, tout comme son ajustement, nous avons voulu vérifier l'équation qui suit :

$$\frac{\int W(E)R_\gamma(E)}{E_\gamma} = 1 \quad (4.11)$$

avec $W(E)$ la fonction de pondération déterminée dépendante de l'énergie E déposée, $R_\gamma(E)$ la réponse du détecteur et E_γ l'énergie du photon incident. Cette relation se déduit de l'équation 3.12, ayant considéré $k = 1 \text{ MeV}^{-1}$ au cours de notre calcul. Le résultat est illustré par la figure 4.11 sur laquelle est aussi représentée la fonction de pondération associée ainsi que le σ obtenu. Ce dernier diverge à haute énergie mais rappelons ici que nous ne prenons en compte cette fonction uniquement pour des énergies n'allant pas au-delà de 10 MeV.

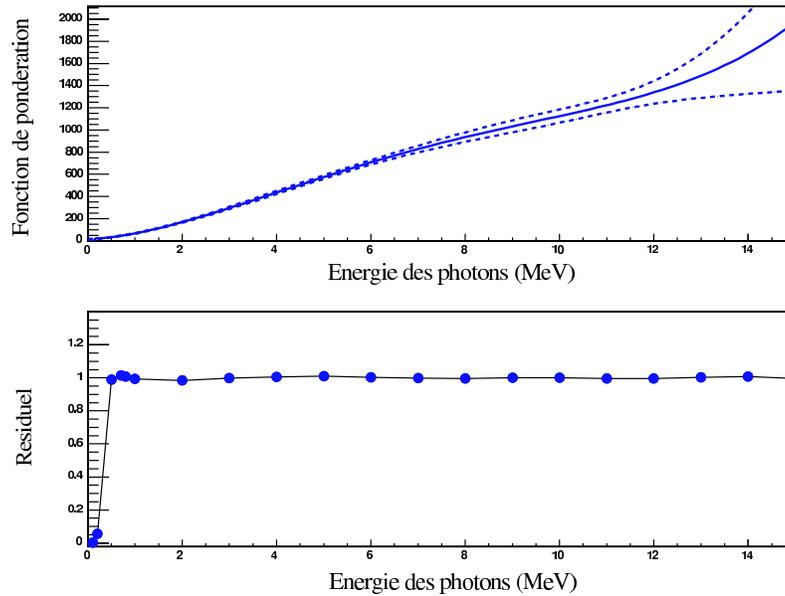


Figure 4.11 Fonction de pondération calculée pour le thorium et σ associé (en haut), et dispersion (en bas) déduite de la relation (4.11).

En ce qui concerne le rapport défini par l'équation (4.11), nous observons un écart par rapport à l'unité de quelques pourcents, ce qui est tout à fait convenable. Mais, en dessous de 500 keV, ce rapport descend brutalement. Nous avons constaté le même phénomène avec l'or, et exploré entre autres, une fonction de pondération résultant en un polynôme possédant des puissances négatives, ayant été inspirés par les travaux effectués à l'IRMM [9]. En effet, plusieurs instituts comme le CENBG [28], l'INFN [73] et collaborations [74] sont concernés par cette méthode de mesure incluant la détermination d'une fonction de pondération. Leurs approches diffèrent parfois. A l'IFIC [10] par exemple, la fonction de pondération est la solution numérique de l'équation (3.14), obtenue point par point.

Dans le cas de cette autre fonction possédant des puissances négatives, un bon rapport a été obtenu pour l'or, tandis que le même type de problème précédemment pointé, a affecté celui du thorium. Nous avons donc étudié l'impact de ces différentes fonctions sur les données, l'objectif étant d'évaluer l'erreur faite sur la fonction de pondération relative au thorium. Pour ce faire, nous avons extrait les rendements

de capture du thorium et de l'or, appliquant chacune de ces différentes fonctions, et comparé les rapports obtenus des intégrales de quelques résonances et de plusieurs intervalles en énergie, sur l'intégrale de la première résonance saturée de chacun des deux échantillons. Les intégrales sont en effet la meilleure référence puisqu'elles ne sont pas affectées par la résolution et l'élargissement Doppler. Les résultats ont montré une différence inférieure au pourcent. Nous avons donc choisi de décrire cette fonction de façon la plus simple, soit par le polynôme de 4^e ordre, tout en étant conscient que le faible impact de la fonction de pondération sur les résultats est probablement dû à la similarité des spectres de désexcitation.

Dans ce type d'étude, nous avons mis notre contribution à n_TOF [72], mais aussi à l'institut de l'IRMM à Geel. Les dispositifs expérimentaux relatifs aux mesures ainsi que les fonctions de pondération associées obtenues sont spécifiés dans l'annexe A.

4.3 Validation par des mesures

4.3.1 Réponse aux photons

Un travail [9] au sein de l'IRMM, auquel nous avons fourni la modélisation de plusieurs de leurs systèmes expérimentaux, a été entrepris dans l'objectif de valider la réponse aux photons des C_6D_6 . La mesure de la réaction de capture neutronique du ^{206}Pb a été effectuée pour quelques unes de ses résonances caractérisées par un spectre de rayonnements γ relativement simple. Parallèlement, la simulation de la réponse des détecteurs à ces résonances a été faite.

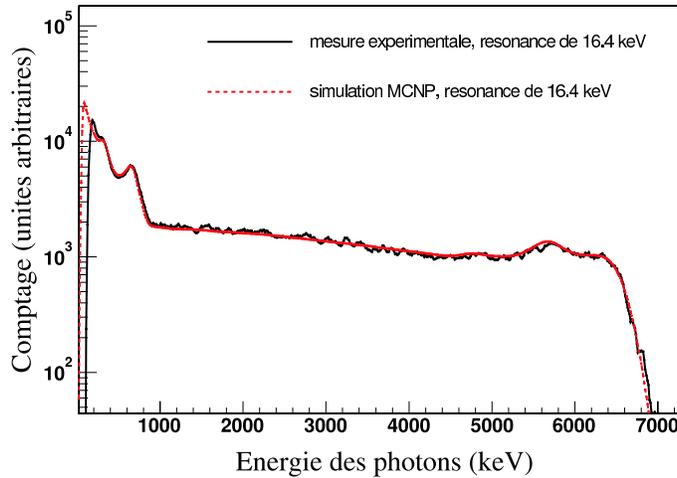


Figure 4.12 Distributions des réponses mesurée et simulée (puis convoluée) de C_6D_6 à GELINA, de la résonance de 16,4 keV du ^{206}Pb . La normalisation de ces spectres est arbitraire.

La figure 4.12 correspond à un ajustement des réponses mesurée et simulée du système de détection à la résonance de 16,4 keV du ^{206}Pb . La simulation a été entreprise à partir du schéma de niveau associé à cette résonance et mesuré en 1979 par Mizumoto [75], observant alors trois raies γ .

La concordance de la simulation avec la mesure est significative, les valeurs extraites de la décroissance de ces photons étant respectivement 75% et 25% pour les raies de 6737,9 et 5840,8 keV comparées à $77 \pm 4\%$ et $19 \pm 3\%$, résultats obtenus par

Mizumoto. La différence observée à basse énergie est à l'origine du seuil de détection des détecteurs.

4.3.2 Efficacité aux photons

Dans l'objectif de comparer une simulation à une mesure, l'institut CENBG (Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan) [11] a comparé l'efficacité mesurée et simulée de C_6D_6 à partir de sources radioactives et de réactions nucléaires. Ce résultat est illustré sur la figure 4.13.

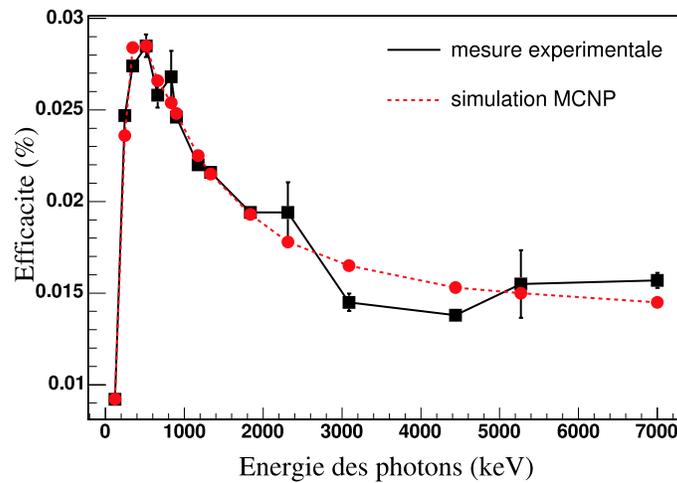


Figure 4.13 Comparaison des efficacités simulées et mesurées par le CENBG pour différentes énergies de photons.

La simulation a été effectuée avec une coupure à basse énergie pour prendre en compte le seuil électronique des détecteurs. Quant aux données expérimentales, elles ont été moyennées. A basse énergie, l'accord de la simulation avec la mesure est nettement satisfaisant. Par contre, nous pouvons remarquer une large différence, allant jusqu'à 11%, et se situant aux alentours des 3-4 MeV. Cependant, il est à noter que la modélisation du système expérimental pourrait être affinée, en raison de la complexité de l'environnement de l'échantillon et de l'approximation qui en a été faite pour ce calcul.

4.3.3 Fonction de pondération

Une étude [9] à partir de l'analyse de forme de la résonance de 1,15 keV du ^{56}Fe à GELINA a conduit à la validation de la fonction de pondération. La procédure a consisté à déterminer la largeur neutronique Γ_n de cet isotope à partir, entre autres, de la mesure d'un échantillon d'argent et de son analyse.

En se basant sur la normalisation obtenue de ce noyau d'argent, et laissant fixe la largeur radiative Γ_γ , la largeur neutronique de la résonance à 1,15 keV du ^{56}Fe a été extraite. Le résultat obtenu, $\Gamma_n = 61,5$ meV (2%), comparé à celui de Perey [76], soit $\Gamma_n = 61,7$ meV (0,9%), ainsi qu'à celui de Corvi [77] où $\Gamma_n = 62,9$ meV (2,1%), est très bon. D'autant plus que cette procédure a également été faite à partir d'un échantillon de fer, dont le spectre de désexcitation est très différent de celui de l'argent, confirmant ainsi ce résultat.

4.3.4 Réponse aux neutrons

Dans le cadre de l'analyse de la mesure de la réaction de capture neutronique du thorium effectuée à n-TOF, nous avons eu recours à des travaux de simulation pour décrire et évaluer le bruit de fond. Cet aspect sera présenté plus précisément au cours du chapitre 5, mais notons simplement que deux de ses composantes sont issues des photons du faisceau et des neutrons, diffusés par l'échantillon. Dans la région des résonances résolues, le bruit de fond lié aux neutrons diffusés par le thorium n'est pas ajustable avec les données, du fait de sa structure résonante.

Une estimation de ce type de bruit de fond a été entreprise par le biais de la simulation. Cependant, avant de s'atteler à cette tâche, nous avons exploré la validation que nous pouvions lui accorder et ceci, à travers la comparaison d'un bruit de fond simulé et mesuré. Pour cela, nous avons étudié plusieurs mesures d'échantillons de carbone. En effet, ce noyau étant beaucoup plus diffuseur que capturant, est un indicateur de la forme mais aussi du niveau de ce bruit de fond. Sur la figure 4.14 sont représentés (en rouge) les taux de comptage bruts relatifs à deux mesures d'échantillons de carbone lors des campagnes TOF03 (en haut) et TOF08 (en bas).

La procédure de simulation a consisté à modéliser un faisceau de neutrons incidents sur ces échantillons de carbone, puis à convertir les efficacités de détection obtenues en des taux de comptage comparables aux mesures en utilisant le flux. Ce résultat est présenté (en bleu) sur cette même figure 4.14. Par ailleurs, nous avons

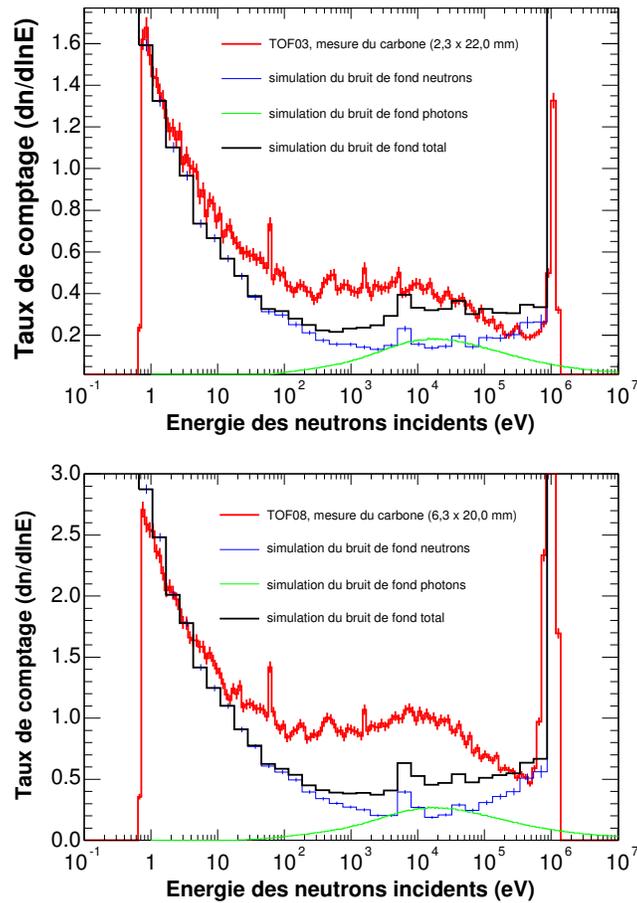


Figure 4.14 Comparaison de taux de comptage de la mesure d'un échantillon de carbone à sa simulation, dans le cadre de la procédure d'analyse du bruit de fond à n_TOF. De ce bruit deux composantes apparaissent ici : celle des photons diffusés et celle issue de neutrons.

pris en compte le bruit de fond provenant des photons et s'ajoutant à la précédente composante. Des études issues de simulations préalablement effectuées [23] nous ont fourni la proportion énergétique des rayonnements γ composant cette source de bruit mais aussi sa forme dépendant du temps de vol : il s'agit des courbes bombées (en vert) représentées sur la figure 4.14. Le niveau de ce bruit de fond a ensuite été déterminé en simulant un faisceau de photons incidents sur les échantillons de carbone.

Les courbes en noir correspondent à la somme des deux composantes de bruit de fond simulées. Nous observons un très bon accord à basse énergie entre les mesures et les simulations. Par contre, au-delà de la dizaine d'électrons-volt les résultats diffèrent. Néanmoins, le niveau du bruit de fond simulé est du même ordre de grandeur que la mesure, ce qui nous paraît tout à fait acceptable. En effet, contrairement aux simulations liées à la réponse des C_6D_6 aux photons incidents où une bonne modélisation des détecteurs et de l'échantillon suffisent pour obtenir un résultat avec précision, il s'agit ici de déterminer la réponse des C_6D_6 aux photons issus des neutrons diffusés par l'échantillon et capturés dans l'environnement. Ainsi, la bonne description de tout autre matériau présent dans l'environnement du système de détection devient importante et, du fait de la complexité de cette tâche, affecte la précision de la simulation.

La procédure de détermination de ce type de bruit de fond par le biais de la simulation diffère dans le cas de la mesure du thorium du fait de sa section efficace de capture neutronique élevée. En effet, celle-ci implique l'impossibilité de simuler des neutrons incidents sur l'échantillon de thorium : ils seraient pour la plupart capturés et non diffusés. En conséquence, nous avons simulé une source isotropique de neutrons issus de l'échantillon de thorium, puis nous avons pondéré le résultat par le rendement de diffusion du ^{232}Th . Notons que la distribution angulaire des neutrons diffusés est quasiment isotrope dans le cas du noyau lourd qu'est le ^{232}Th .

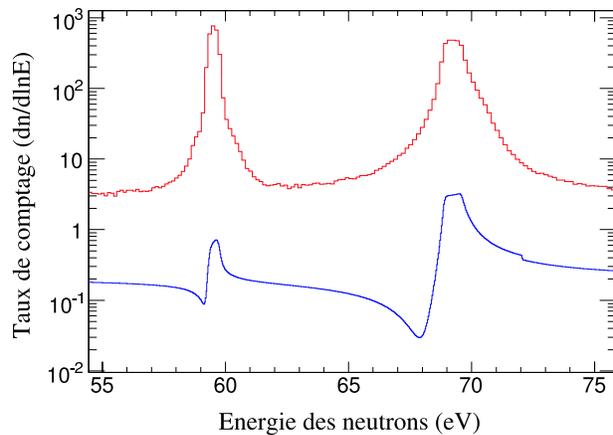


Figure 4.15 Taux de comptage mesuré de la réaction de capture (en rouge) et simulé des neutrons diffusés (en bleu) sur le thorium, entre 55 et 75 eV.

La figure 4.15 montre, entre 55 et 75 eV, le taux de comptage non-pondéré de la mesure de la réaction de capture du thorium (en rouge), comparé au taux de comptage simulé (en bleu) dû aux neutrons diffusés. La correction calculée est relativement faible et de manière générale inférieure au pourcent.

Chapitre 5

Section efficace de capture neutronique du ^{232}Th

Nous abordons dans ce dernier chapitre la procédure d'analyse de la mesure du thorium qui a été suivie : de la réduction des données à l'obtention de la section efficace de capture neutronique. Dans le souci de valider notre traitement, nous l'avons appliquée à un échantillon d'or mesuré dans les mêmes conditions expérimentales que le thorium, et dont la section efficace de capture est considérée standard [24] à partir de 200 keV.

Nous verrons, de façon plus ou moins détaillée, la correction des effets expérimentaux qu'il nous a fallu prendre en compte, avant d'en déduire le rendement de capture. Nous avons notamment concentré nos efforts sur le bruit de fond observé à l'installation n_TOF, soulevant une problématique relativement considérable lors de la phase de tests effectuée en 2001.

La détermination de la section efficace de capture neutronique du thorium dans le domaine des résonances résolues a été effectuée à partir de l'ajustement du rendement de capture par le biais du code SAMMY [78].

La section efficace de capture du thorium dans le domaine des résonances non-résolues fait l'objet de cette dernière partie. Nous dirons comment nous avons corrigé ce résultat des effets de diffusion multiple et d'auto-absorption. Cette section efficace ainsi que celle de l'or sont comparées à des évaluations issues de différentes bibliothèques [24, 68, 79] ainsi qu'à des mesures récentes [14, 15, 16].

5.1 Réduction des données

5.1.1 Extraction et normalisation relative

Comme nous l'avons signalé au cours du chapitre 3, plusieurs échantillons ont été mesurés lors de la campagne relative au thorium. Le tableau 5.1 liste les prises de données effectuées et exploitées. La mesure d'un échantillon d'or a été entreprise

Table 5.1 Liste des prises de données exploitées pour l'analyse du thorium.

Echantillon	Filtre	Numéros des prises de données	Nombre de protons incidents
Cs	-	3077 3105 3121 3155 3162 3176	-
Co	-	3074 3104 3111 3120 3154 3163 3177	-
PuC	-	3085 3119 3178	-
Th	-	3075 3171	-
-	-	3172	-
kapton	-	3175	$3,1 \cdot 10^{15}$
Au	Al	3091 3092	$2,0 \cdot 10^{16}$
Th	Al	3098 3167 3168	$4,9 \cdot 10^{16}$
Pb	-	3152	$2,0 \cdot 10^{16}$
Pb	Al	3153 3156	$2,0 \cdot 10^{16}$
Au	-	3090 3099 3101 3106 3110 3138 3174	$3,5 \cdot 10^{16}$
Th	-	3093 3094 3095 3096 3097 3100 3102 3103 3109 3115 3116 3117 3118 3137 3140 3149 3150 3160	$4,3 \cdot 10^{17}$

dans l'objectif d'une vérification de la procédure d'analyse, tandis que celle d'un échantillon de plomb ainsi que celles faites en présence d'un filtre d'aluminium dans le faisceau ont été effectuées dans le but d'estimer le bruit de fond induit par les photons et les neutrons du faisceau, diffusés par l'échantillon et détectés dans les C_6D_6 .

Les données de chaque mesure ayant été transférées dans des fichiers DST (paragraphe 3.2.4), nous les avons converties sous forme d'arbre au format ROOT [63]. Ce faisant, nous n'avons pas sélectionné l'intégralité des informations contenues dans les DST, mais seules celles dont nous avons eu l'utilité de façon à minimiser la taille de ces fichiers. Les arbres, pour chaque prise de données, comportent plusieurs branches associées à différents paramètres. Le schéma 5.1 illustre cette structure.

ARBRE DES DONNEES

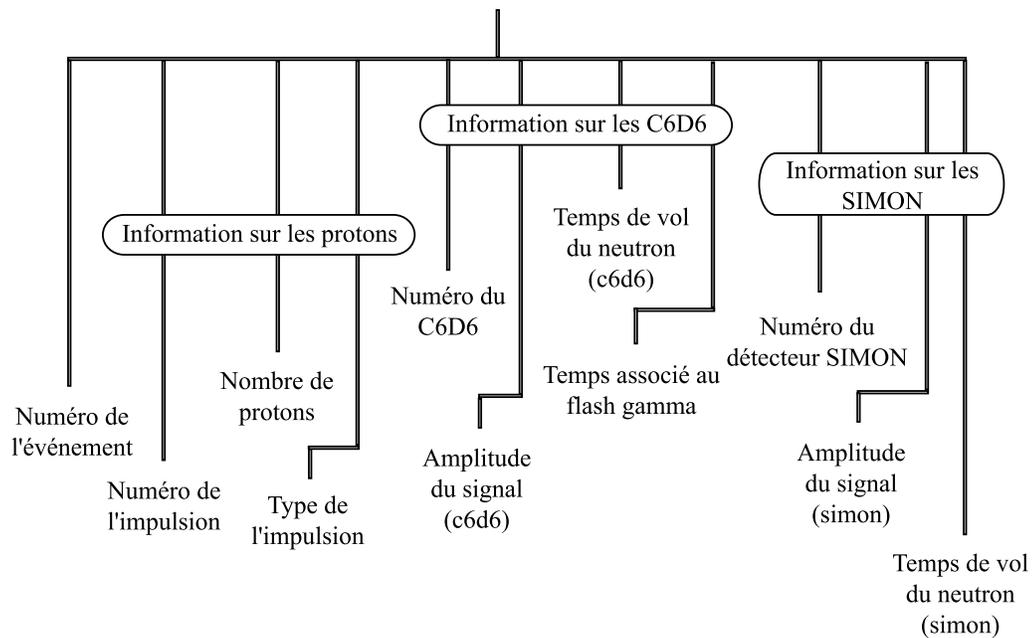


Figure 5.1 Type d'arbre décrivant la structure des données : à chaque branche est associé un paramètre.

Cet arbre est rempli par itération sur les événements : chaque signal détecté dans un des C_6D_6 est numéroté de façon arbitraire. Il s'agit de la première branche de l'arbre. A ce signal, lui sont associés plusieurs paramètres tels que : le numéro du détecteur où il a eu lieu, son amplitude, le temps de vol du neutron ayant induit cet événement, ainsi que le temps correspondant au flash gamma détecté par le C_6D_6 .

Le taux de comptage s'accumulant avec le nombre de neutrons incidents, les spectres de données doivent être normalisés les uns par rapport aux autres si nous souhaitons les comparer. D'autres branches constituant cet arbre ont donc été construites dans ce but.

En ce qui concerne l'accès à l'information sur les neutrons incidents, différentes possibilités s'offrent à nous. Tout d'abord, l'accélérateur de protons, en amont de la cible de spallation, nous délivre l'intensité des protons incidents, considérée proportionnelle aux neutrons. Sous forme de branches, nous avons représenté le numéro de l'impulsion, son type (haute ou basse intensité), mais aussi le nombre de protons constituant cette impulsion. Par ailleurs, les détecteurs SiMON [48], à travers la réaction ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$, mesurent le flux de neutrons en amont de l'échantillon (paragraphe 3.2.2). Nous avons donc accès au numéro du détecteur, à l'amplitude déposée par le neutron ainsi qu'à son temps de vol. Enfin, les détecteurs C_6D_6 sont aussi un indicateur de neutrons, par la réaction (n,γ) . Cependant, pour normaliser proprement toutes ces prises de données, les C_6D_6 ne peuvent être utilisés étant donnée leur dépendance à la réaction de capture que nous mesurons.

Par ailleurs, pour exploiter les mesures effectuées avec des filtres dans le faisceau placés à environ 135 m de la cible de spallation, il nous faut tenir compte des neutrons atténués par ceux-ci et détectés dans les détecteurs SiMON. Si nous notons $T(E) = \exp(-n\sigma_t(E))$ la transmission du filtre où n est son épaisseur en atomes/barn et $\sigma_t(E)$ la section efficace totale de l'aluminium, alors le facteur f_n d'atténuation des neutrons dans le filtre s'écrit :

$$f_n = \frac{\int T(E)\phi(E)Y_{(n,\alpha)}(E)\epsilon(E)dE}{\int \phi(E)Y_{(n,\alpha)}(E)\epsilon(E)dE} \quad (5.1)$$

avec $\phi(E)$ le flux de neutrons fonction de leur énergie E , $Y_{(n,\alpha)}(E)$ le rendement de réaction dans le dépôt de ${}^6\text{Li}$, et $\epsilon(E)$ l'efficacité de détection des SiMON. En intégrant sur la plage en énergie située entre 0,1 eV et 100 keV, nous avons obtenu $f_n = 0,7686$. Notons que cette valeur reste très peu sensible aux petites variations des grandeurs telles que le flux, l'efficacité ou le rendement de réaction, du fait de leur fraction. Nous avons négligé l'erreur associée à cette transmission moyennée.

La figure 5.2 correspond à plusieurs histogrammes en deux dimensions du nombre d'événements fonction : du nombre de protons, du nombre de réactions (n,γ) dans un C_6D_6 mais aussi du nombre de tritons dans un SiMON. Ils mettent ainsi

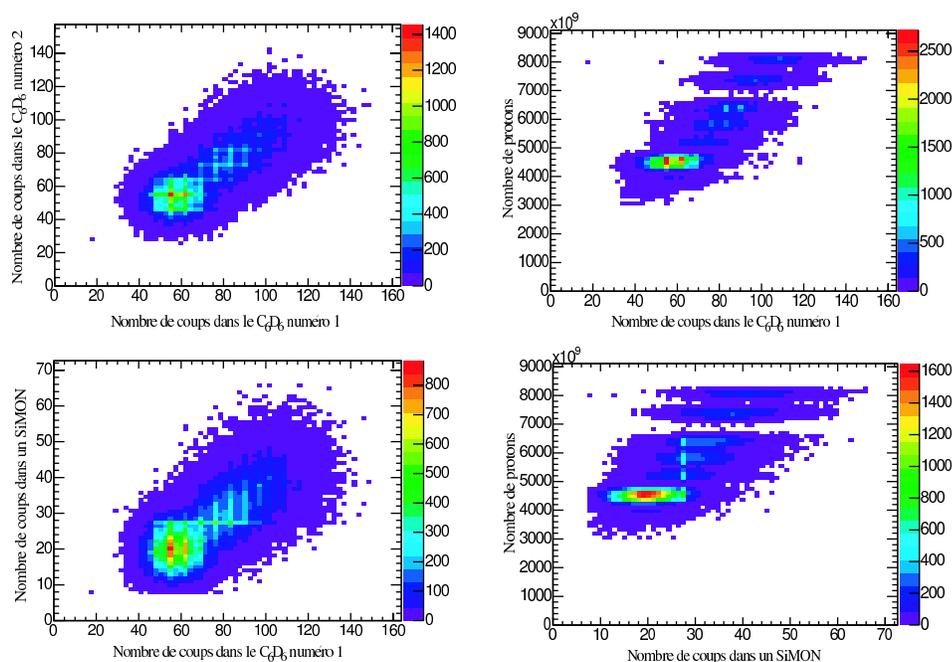


Figure 5.2 Corrélation entre différents moniteurs du flux de neutrons incidents.

en avant la corrélation de chacun de ces types d'indicateurs de protons ou neutrons. Nous pouvons remarquer que la corrélation est quasiment la même dans chacun des cas de figure, et qu'elle est également proche de l'unité. La figure en haut à gauche représente le comptage par impulsion de protons des événements détectés dans chacun des deux C_6D_6 , où nous remarquons une très bonne corrélation. De même que dans le cas de la figure en bas à gauche correspondant au comptage, toujours par impulsion de protons, des événements dans un des C_6D_6 et dans un des détecteurs SiMON. Par ailleurs, les figures en haut et en bas à droite, correspondant au comptage du nombre de protons et des événements respectivement dans un des C_6D_6 et dans un des détecteurs SiMON, montrent une singularité lorsque le comptage des protons est élevé. Nous pouvons en effet observer des plateaux qui, *a priori*, seraient dûs à un problème de focalisation du faisceau de protons sur la cible de plomb. Mais, cela n'affecte qu'une faible partie du comptage et la corrélation semble dans les deux cas satisfaisante.

Précisons que ces événements sont issus de la mesure de la réaction de capture sur le thorium, pour laquelle la statistique est bonne (tableau 5.1). Pour les prises de données plus courtes, et particulièrement pour la mesure de l'or au cours de

laquelle il y a eu un problème temporaire de lecture d'information sur les jets de protons, l'information délivrée par le moniteur SiMON est plus fiable que celle que nous avons des protons.

En effet, nous avons comparé, pour chaque échantillon (thorium, or et plomb), le rapport des mesures avec et sans filtre, selon ces deux types de moniteurs du flux de neutrons. Nous le verrons dans le paragraphe 5.1.4, ces rapports ont une importance capitale pour la détermination du bruit de fond. Nous avons obtenu une différence relative de 0,003 dans le cas du Th, 0,004 dans celui du Pb et 0,06 dans celui de l'or. Pour l'analyse, nous avons donc adopté l'information délivrée par les détecteurs SiMON et au besoin, nous avons également appliqué un facteur arbitraire, de façon à présenter les spectres de manière standard, à savoir par $7 \cdot 10^{12}$ protons par impulsion.

De cet arbre, nous avons ensuite extrait le comptage des événements issus de chaque mesure, en fonction du temps de vol des neutrons et de l'amplitude des signaux détectés. La figure 5.3 permet de visualiser en trois dimensions les données que nous avons traitées : il s'agit ici d'événements issus de la mesure du thorium au niveau de ses deux premières résonances saturées.

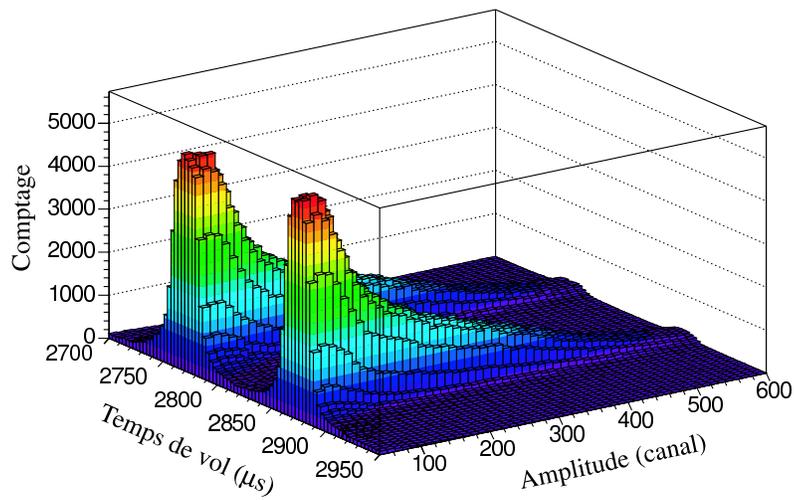


Figure 5.3 Visualisation tri-dimensionnelle des données extraites : zoom sur les deux premières résonances du thorium.

5.1.2 Calibration et fonction de pondération

De façon à pouvoir exploiter ces données, la première étape du travail a consisté à calibrer la réponse des C_6D_6 , c'est à dire à convertir l'amplitude des signaux, décrite par des canaux, en énergie. Pour ce faire, nous avons mesuré plusieurs sources radioactives standards : le ^{137}Cs émettant un rayonnement γ de 0,662 MeV, le ^{60}Co pour les énergies de 1,173 et 1,332 MeV, et enfin, une source de ^{238}Pu associée à du carbone donnant lieu à l'émission d'un photon de 6,13 MeV à travers la réaction $^{13}C(\alpha,n)^{16}O^*$. En parallèle, nous avons procédé à la simulation de ces mesures, le faible nombre de charge des éléments constituant les détecteurs induisant l'absence du photopic. Ce travail de simulation s'est fait en modélisant le système expérimental relatif à cette mesure de calibration, avec une source ponctuelle de photons aux énergies respectives de chaque échantillon de Co, Cs et PuC.

L'ajustement de ces simulations aux mesures, représenté sur la figure 5.4, a conduit à la détermination de la calibration et dans le même temps, à l'obtention de la fonction d'élargissement (paragraphe 4.2.1) devant être convoluée aux simulations pour que soit prise en compte la résolution du détecteur. A basse énergie, cet ajuste-

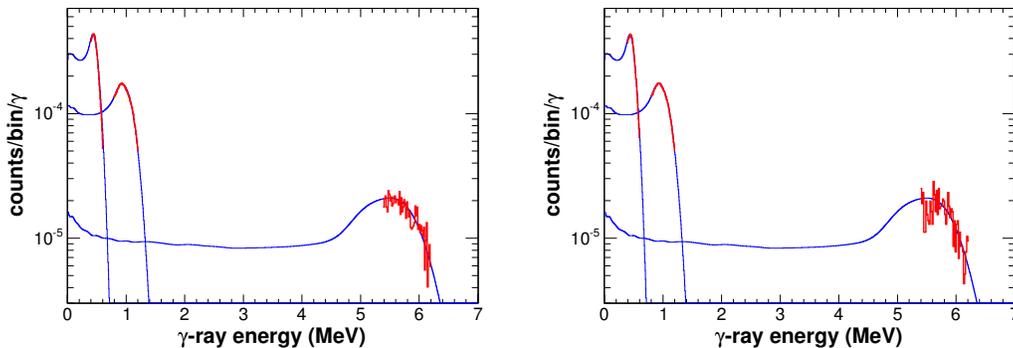


Figure 5.4 Calibration des deux C_6D_6 de type FZK (numéro 1 à gauche et numéro 2 à droite) avec les sources de ^{137}Cs , ^{60}Co et $^{238}Pu^{13}C$.

ment n'est pas fiable en raison du bruit de fond lors des mesures : c'est pourquoi nous n'avons pris en compte que les points situés au niveau des fronts Compton.

Le résultat reliant l'énergie au canal, représenté par la figure 5.5, semble *quasi* linéaire. Cependant, la fonction de calibration déduite est quadratique, donnant un

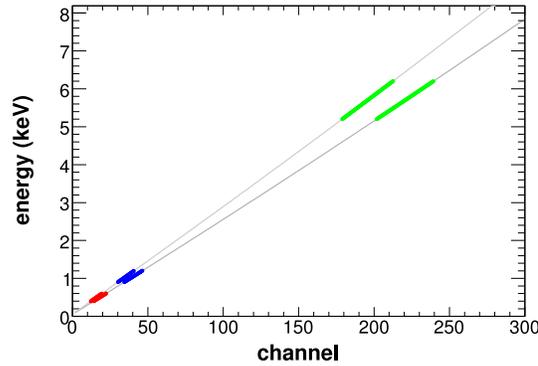


Figure 5.5 Fonctions de calibration déduites de l’ajustement des simulations aux mesures, pour chacun des deux détecteurs C_6D_6 .

meilleur ajustement à basse énergie. Elle s’écrit telle que :

$$E_\gamma = a_0 + a_1c + a_2c^2 \quad (5.2)$$

avec E_γ l’énergie déposée, c le canal et enfin a_0 , a_1 et a_2 les coefficients de calibration.

Nous avons utilisé deux détecteurs, donc déterminé deux fonctions de calibration. Les valeurs des coefficients obtenus sont données dans le tableau 5.2 pour une unité d’énergie E_γ en MeV. Dans la sélection des événements, une coupure en énergie a été

Table 5.2 Coefficients de calibration en énergie de chacun des deux détecteurs.

Détecteur	a_0 (MeV)	a_1 (MeV/canal)	a_2 (MeV/canal ²)
numéro 1	0,0504370	0,0246315	$4,44452 \cdot 10^{-6}$
numéro 2	0,0576934	0,027868	$4,93112 \cdot 10^{-6}$

effectuée tant à basse énergie (160 keV) en raison du bruit induit par l’électronique des détecteurs et la résolution en amplitude lors de la numérisation du signal, qu’à haute énergie (1 MeV) pour éviter la prise en compte d’événements issus d’autres réactions que celle de la capture. Il est vrai que nous ne pouvons mesurer correctement les réactions de capture avec des C_6D_6 pour des neutrons d’énergie supérieure au MeV car les voies de certaines réactions telles que la diffusion inélastique et la fission s’ouvrent sans que nous puissions les distinguer de la capture. Compte tenu des énergies de séparation d’un neutron, S_n , des noyaux que nous avons ici étudiés,

soient 4,78 MeV pour le Th et 6,51 MeV pour l’Au, ce seuil à haute énergie est largement suffisant considérant des neutrons allant jusqu’à 1 MeV.

Pour tenir compte de l’efficacité de détection des photons d’une cascade, nous avons ensuite appliqué les fonctions de pondération calculées à partir de simulations Monte Carlo (paragraphe 4.2) et relatives à chacun des échantillons exploités. A titre d’illustration, la figure 5.6 représente l’effet sur le taux de comptage du plomb, de la fonction de pondération. Nous pouvons observer l’apparition de deux résonances dans la région du keV dues à la réaction de capture des neutrons sur le plomb, le spectre moyen de photons de ces résonances étant d’une énergie plus élevée que celui du bruit de fond (paragraphe 5.1.4). Précisons par ailleurs que pour la visualisation, ces spectres ont été normalisés arbitrairement.

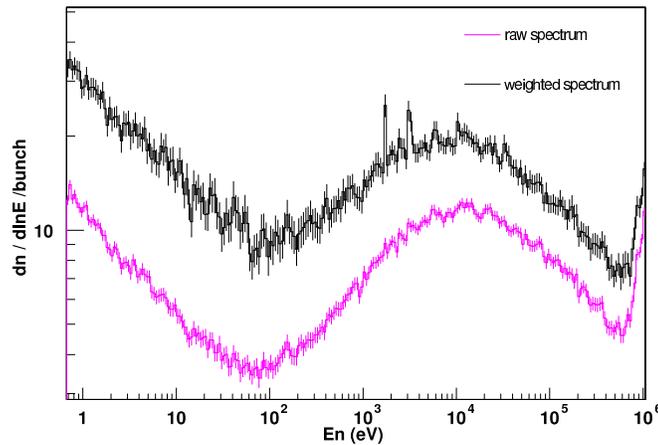


Figure 5.6 Effet de la fonction de pondération sur les données du plomb.

D’après une étude menée par l’IRMM [9, 16], nous avons entrepris à notre tour une correction sur la fonction de pondération appliquée aux données du thorium. En effet, la procédure de calcul décrite dans le paragraphe 4.2.1 ne tient pas compte de l’atténuation des neutrons dans l’échantillon, puisque nous simulons une source de photons uniformément distribuée dans celui-ci. Or, dans le cas où la section efficace totale est très élevée, en particulier au niveau des résonances saturées, les photons issus des réactions de capture sont essentiellement produits au niveau de la surface de l’échantillon présentée au flux de neutrons. La distribution uniforme simulée des photons dans l’échantillon n’est donc plus adéquate dans un tel cas de figure.

Dans un premier temps, nous avons évalué l'impact d'un tel effet en effectuant une nouvelle simulation de la fonction de pondération relative au thorium, à partir d'une source de photons distribuée exponentiellement dans la direction du flux de neutrons incidents telle que :

$$f(r) = \exp\left(-\frac{r}{r_0}n\sigma_t\right) \quad (5.3)$$

avec n et r_0 les épaisseurs de l'échantillon respectivement en atomes/barn et en unité de longueur, et σ_t la section efficace totale en barn.

En comparant les deux rendements de capture issus de l'application de chacune des deux fonctions de pondération obtenues à partir de photons distribués uniformément et exponentiellement, une différence notable est remarquée au niveau du sommet de trois résonances saturées situées à 21,8 eV, 23,5 eV et 69,2 eV. Notons que l'impact de cet effet est d'autant important que nous nous basons sur une de ces premières résonances saturées dans le cadre de la normalisation du rendement de capture.

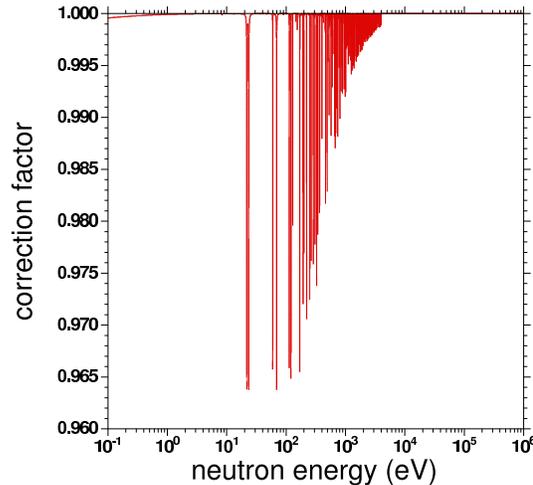


Figure 5.7 Facteur de correction appliqué sur le rendement de capture du thorium, obtenu à partir d'une fonction de pondération issue d'une source de photons modélisée uniformément dans l'échantillon.

Cette différence est constante au sommet de ces résonances saturées : nous avons déduit le facteur maximal $a = 0,964$ de correction à partir de ces sommets. L'erreur associée à cette valeur est du même ordre de grandeur que celle de la fonction de

pondération qui, nous le verrons, est inférieure au pourcent. De plus, étant donné qu'il s'agit là d'une correction sur une correction, l'incertitude sur a a été négligée.

De façon à appliquer une correction lisse $C_w(E)$ au rendement de capture obtenu à partir de la fonction de pondération initiale, nous avons établi la relation suivante :

$$C_w(E) = a + (1 - a) \exp(-n\sigma_\gamma) \quad (5.4)$$

pour laquelle la correction correspond à l'unité lorsque la section efficace de capture σ_γ est faible et dans le cas où celle-ci est élevée, cette relation revient à appliquer le facteur a que nous avons déduit plus haut. Dans cette équation, nous avons du reste fait apparaître le terme de section efficace de capture plutôt que celui de section efficace totale de sorte que la diffusion potentielle et ses interférences avec les résonances soient ainsi évitées. La figure 5.7 représente ce facteur correctif lissé.

5.1.3 Coïncidence, temps mort et flash gamma

L'utilisation d'un flash ADC pour l'acquisition des données est censée éliminer un temps mort éventuel. Néanmoins, nous en observons un de l'ordre de 10 ns, issu de l'extraction des événements des signaux numérisés, qui subsiste. Son impact est souvent négligeable pour un taux de comptage faible mais est à prendre en considération au niveau des grandes résonances. Cet effet a été estimé en calculant la distribution du temps entre deux événements consécutifs pour chacun des deux détecteurs. De même, nous avons déterminé cette distribution du temps entre deux événements issus de l'un ou des deux détecteurs. Celle-ci est représentée sur la figure 5.8 de gauche. Le phénomène de coïncidence peut en effet survenir : deux rayonnements γ issus d'une même cascade peuvent être détectés simultanément par chaque détecteur.

Au cours du traitement des événements, nous avons écarté ceux issus des deux détecteurs dans un intervalle de temps fixé à $\tau = 30$ ns après la détection d'un événement. Cette procédure nous assure de ne comptabiliser qu'un seul des événements issus d'une coïncidence.

Considérons un nombre N_b d'impulsion de protons, durant lesquels un nombre N_c d'événements a échappé à notre système de détection. Le nombre de signaux observés, soit le taux de comptage $S_{obs}(t)$ par impulsion de protons peut s'écrire comme [80] :

$$S_{obs}(t) = S_{réél}(t) - F \cdot S_{réél}(t) \quad (5.5)$$

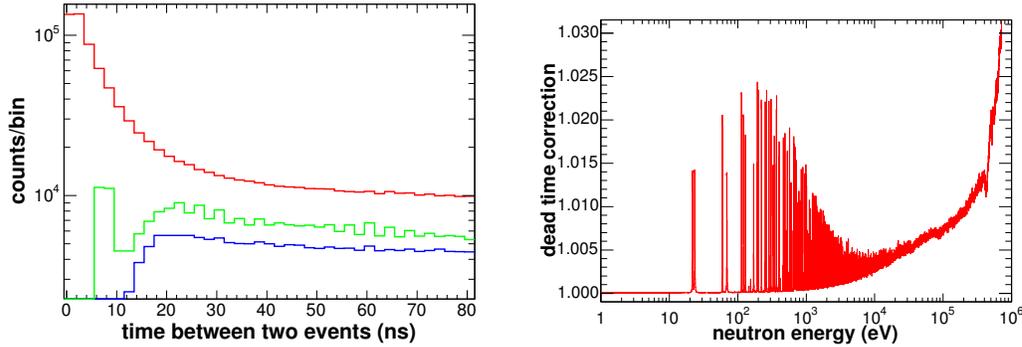


Figure 5.8 Distribution du temps entre deux événements consécutifs pour chacun des détecteurs et pour leur ensemble (à gauche). Facteur correctif (à droite) correspondant au temps mort déduit de l'équation (5.7).

avec $S_{réel}(t)$ le taux de comptage que nous devrions observer et F la fraction des événements manquant. Cette fraction correspond au nombre de coups manquant N_c par impulsion N_b , ce nombre étant lié au temps mort τ que nous avons fixé, par :

$$F = \frac{N_c}{N_b} = \frac{\int_{t-\tau}^t S_{obs}(t') dt'}{N_b} \quad (5.6)$$

Le taux de comptage $S_{obs}(t)$ a donc été corrigé d'un facteur $f_\tau(t)$ fonction du temps de vol des neutrons et défini par :

$$f_\tau(t) = \frac{1}{1 - \frac{1}{N_b} \int_{t-\tau}^t S_{obs}(t') dt'} \quad (5.7)$$

Ce facteur de correction est représenté sur la figure 5.8 de droite.

Un travail a aussi été fait en ce qui concerne le flash gamma (paragraphe 3.1.4) et sa variation. En effet, le temps t_0 correspondant au flash γ "vu" par nos détecteurs et donc à l'émission des neutrons lors de la spallation, subit une oscillation de 30 ns. Considérant le temps t_p relatif à la collision des protons sur la cible comme étant l'origine de cette échelle de temps, nous estimons le temps t_0 correspondant au flash gamma à 6850 ns dans le cas des C_6D_6 et à 10500 ns pour les détecteurs de silicium.

5.1.4 Estimation du bruit de fond

Au cours de la première phase de mesure à n_TOF au printemps 2001, nous avons observé un bruit de fond conséquent. Son niveau était en effet de deux ordres de

grandeur plus grand que ce qui était attendu [81] et acceptable pour la précision des mesures de capture. Plusieurs études de simulation [82] ont été entreprises, ainsi que des mesures auxquelles nous avons contribué [83]. La caractérisation de ce bruit a conduit à deux principales conclusions.

D'une part, la contribution dominante (elle-même distinguée par deux composantes : une rapide et une lente) du bruit de fond est issue des muons créés au niveau de la cible de spallation. La composante rapide est détectée à quelques microsecondes du flash γ , alors que la composante lente est observée jusqu'à 15 ms au-delà de ce flash. En conséquence, nous avons entrepris une série de renforcements de béton en amont de la salle expérimentale pour stopper les neutrons produits par les muons, mais surtout de fer (paragraphe 3.2.1) entre l'aimant et le deuxième collimateur pour éliminer au maximum le flux de muons incidents. Pour la mesure de ce type de bruit de fond, la détection des neutrons a été effectuée par le biais d'une chambre proportionnelle de type ^3He [83] fournie par l'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare). Notons qu'une hypothèse sur cette composante lente de bruit de fond a été écartée au cours de cette période de test. En effet, nous avons aussi pris en considération l'éventuelle source de bruit liée aux neutrons rapides issus de la réaction de spallation. Interagissant avec le tunnel mais se propageant hors du faisceau, ils en seraient alors très atténués mais pas de manière suffisante. Cette piste a été abandonnée suite à une comparaison de simulations à des mesures faites avec la mise en place du mur de béton baryté : il était attendu une réduction d'un facteur 3 de cette composante s'il s'agissait de neutrons rapides comparé à 20-30% dans le cas de neutrons issus de captures muoniques, et nous avons observé une réduction avoisinant les 15%.

D'autre part, nous avons détecté une contribution provenant de l'activation de l'air et du béton de la salle expérimentale par des neutrons thermiques. Des mesures [84] obtenues grâce à des détecteurs germanium fournis par l'institut FZK ont en effet montré la production de deux noyaux émetteurs γ : ^{41}Ar ($T_{1/2} = 1,82$ h) caractérisé par une raie de photons de 1293,6 keV et ^{24}Na ($T_{1/2} = 14,96$ h) par des γ de 1368,6 et 2754,0 keV, respectivement issus de l'activation de l'air et du béton de la salle expérimentale par les neutrons thermiques provenant de la cible de spallation ou du tunnel. La jonction séparant l'aire de mesure du tunnel a donc été colmatée pour diminuer au maximum le bruit de fond issu des γ de l'activation de l'air.

La figure 5.9 montre l'évolution de la réduction de ce bruit en fonction des modifications que nous avons apportées au dispositif expérimental. Le spectre relatif au mois

de mai 2001 correspond à la mesure d'un échantillon de carbone par deux détecteurs à base de C_6D_6 . Il s'agit du taux de comptage mesuré, altéré par le bruit de fond initialement observé. En novembre 2001 le bloc de fer de 3,2 m a été installé en sortie de l'aimant, et le mur de béton de 40 cm d'épaisseur mis en place en amont de la salle expérimentale. Une nette diminution du bruit de fond s'en est suivie, à savoir une réduction allant jusqu'à un facteur 3. Enfin, au mois de mai 2002 la salle expérimentale a été colmatée pour réduire son activation. Cette correction a engendré une diminution à basse énergie de bruit de fond constant dans le temps allant jusqu'à environ 40%. Précisons qu'un facteur de normalisation a été appliqué pour corriger de la différence de distance détecteur-échantillon entre les mesures de mai 2001 (5 cm) et mai 2002 (4,2 cm) : ces spectres sont à seul dessein qualitatif.

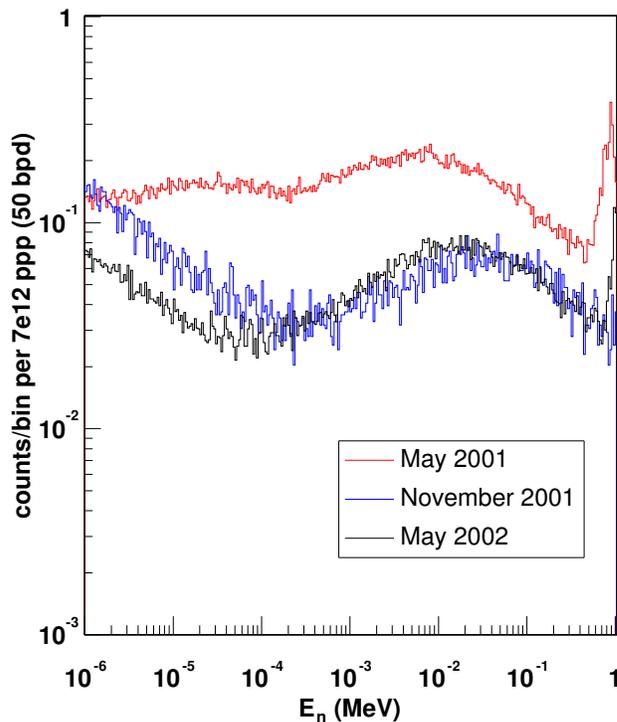


Figure 5.9 Évolution qualitative de la réduction du bruit de fond à n_TOF. Il s'agit de plusieurs mesures d'un échantillon de carbone (6,35 mm x 20 mm) par deux C_6D_6 .

Notons que parmi un bon nombre d'études faites au cours de cette période de tests, celle de la position des détecteurs C_6D_6 par rapport à l'échantillon mesuré

a été abordée et ce, dans le but d'optimiser le rapport signal sur bruit induit par des photons du faisceau. Ceux-ci sont notamment issus de réactions de capture dans l'hydrogène de l'eau, servant de modérateur et également employée pour le refroidissement de la cible. Liée à la distribution angulaire des photons diffusés, soit piquée vers l'avant, nous avons opté de façon empirique pour une position située en amont de l'échantillon, située à quelques 7-10 cm de distance. Néanmoins et comme nous pouvons le constater sur cette figure 5.9, un bruit de fond a subsisté malgré tous nos efforts de blindage et de correction apportés au dispositif expérimental.

Pour la mesure du thorium, le bruit de fond associé est constitué de quatre composantes : la radioactivité de l'échantillon, le bruit de fond ambiant de la salle expérimentale, les neutrons diffusés par l'échantillon, et enfin les photons issus du faisceau de neutrons. Chacune d'elles est représentée sur la figure 5.10, en comparaison avec le rendement préliminaire de capture neutronique du thorium, auquel nous devons soustraire chacun de ces types de bruit.

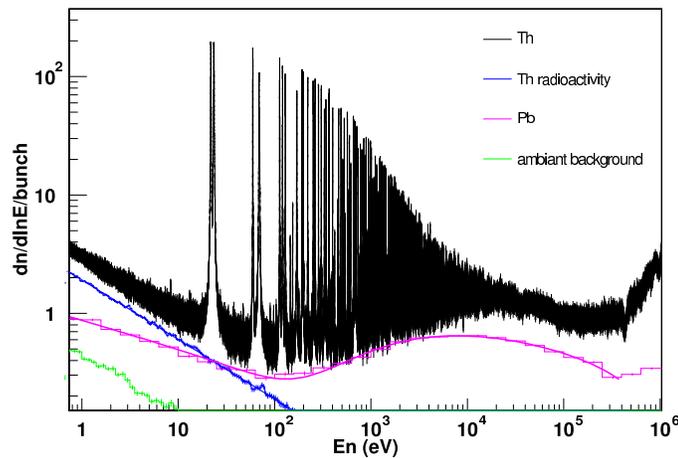


Figure 5.10 Rendement préliminaire de capture du thorium (en noir) et bruit de fond à reconstruire : mesures de l'activité de l'échantillon de thorium (en bleu), du bruit de fond ambiant (en vert) et d'un échantillon de plomb (en rose).

La radioactivité de l'échantillon de thorium a été mesurée pendant un arrêt du faisceau. Le spectre de photons correspond jusqu'à des énergies de 2,6 MeV issues de la désintégration β du produit fils ^{208}Tl . Cela conduit à un bruit de fond constant dans le temps ou bien décroissant en $1/\sqrt{E}$ si il est représenté en fonction de l'énergie des neutrons incidents et en $dn/dlnE$. Grâce au haut flux instantané, ce bruit de fond

ne devient significatif qu'à bas taux de comptage, et peut être aisément soustrait ou ajusté avec les données. Le bruit ambiant correspond à l'activité de la salle de mesure. Cette composante est également constante avec le temps et sa contribution est la plus faible. A basse énergie, un bruit de fond attribué aux neutrons thermalisés présents dans la salle est observé. Mais la source principale, située dans la région du keV, vient des photons du faisceau diffusés par l'échantillon et détectés par les C_6D_6 . La mesure d'un échantillon de plomb, de faible section efficace de capture neutronique, nous donne la forme de ce bruit, bombée autour de la dizaine de keV. Cette forme, exprimée en fonction du temps, suit une distribution exponentielle due aux captures des neutrons dans l'hydrogène de l'eau entourant la cible de spallation, entraînant une émission de photons de 2,2 MeV.

L'objectif consiste à reconstruire le bruit de fond total pour le soustraire aux données du thorium dans le domaine du non-résolu (dans la région des résonances résolues, nous avons recours à l'analyse de forme). En conséquence, nous avons entrepris un ajustement de chacune de ces composantes de façon à pouvoir les additionner correctement.

La forme générale du bruit de fond, notée $B(t)$ a été modélisée comme la somme de trois composantes en fonction du temps de vol t des neutrons, soit :

$$B(t) = a_1 t^{b_1} + a_2 \exp(b_2 t) + a_3 \exp(b_3 t) \quad (5.8)$$

Le premier terme, que nous appellerons désormais $B_l(E)$, prédomine à basse énergie de neutron. Il contient le bruit de fond ambiant, la radioactivité de l'échantillon mais aussi une dépendance en temps liée à la diffusion de neutrons par l'échantillon. Les deux autres termes, associés au bruit de fond des photons du faisceau diffusés par l'échantillon, dénoté $B_\gamma(E)$, deviennent une source importante de bruit de fond dans la région du keV. Ces deux contributions du bruit de fond $B(E)$ peuvent s'écrire comme :

$$B(E) = B_l(E) + B_\gamma(E) \quad (5.9)$$

Par la suite, nous supposons que la forme de cette deuxième composante du faisceau est indépendante de l'échantillon diffuseur. Seul son niveau est sous son influence. A l'inverse, la forme de la partie basse énergie $B_l(E)$ dépend de l'échantillon, mais nous pouvons dans cette région, ajuster les résonances avec le bruit de fond.

La forme de $B_\gamma(E)$ étant déterminée par la mesure du plomb, il nous faut en trouver le niveau. En effet, en raison de leur différent nombre de charge, les noyaux de

thorium ne diffusent pas les photons comme le font les noyaux de plomb. Le niveau du bruit des photons diffusés doit donc être ajusté. Comme l'indique le tableau 5.1, des mesures de l'échantillon de thorium avec et sans filtre de neutrons dans le faisceau, ont été prises. Ce filtre absorbe les neutrons à des énergies spécifiques correspondant à des résonances de transmission nulle, que l'on nomme résonances noires. Nous avons utilisé un filtre d'aluminium de 30 mm d'épaisseur, caractérisé par une résonance noire à 34,8 keV d'énergie de neutron. Le niveau du bruit de fond dans les mesures avec filtre correspond aux vallées formées par ces résonances noires. Nous avons ajusté cette résonance de 34,8 keV par une fonction de Breit et Wigner, représentée sur la figure 5.11. L'erreur sur cet ajustement est de 2,5% dans le cas du thorium et 4% dans celui de l'or, pour un bruit représentant près de 50% du signal.

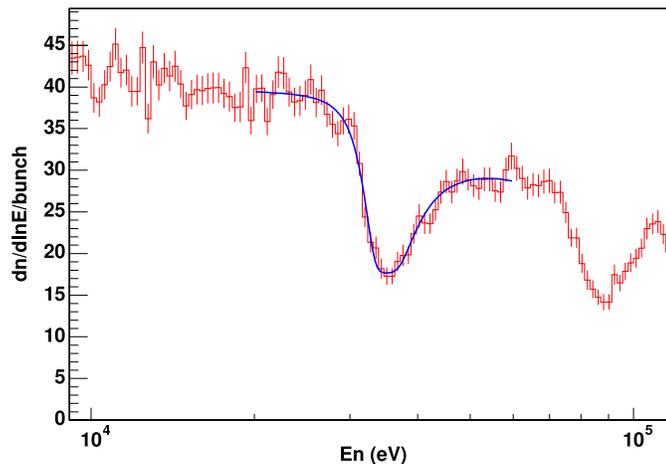


Figure 5.11 Ajustement de la résonance noire à 34,8 keV du filtre en aluminium sur la mesure du thorium.

Cependant, le filtre atténue également les photons du faisceau. Pour déterminer cette atténuation, nous avons exploité deux mesures : celles d'un échantillon de plomb avec et sans filtre d'aluminium placé dans le faisceau de neutrons incidents. La figure 5.12 représente les taux de comptage correspondant à ces deux mesures et ajustés à partir de l'équation (5.8), après en avoir soustrait leur rendement de capture attendu.

Le facteur d'atténuation $f_\gamma(E)$, dépendant de l'énergie E des neutrons, s'obtient

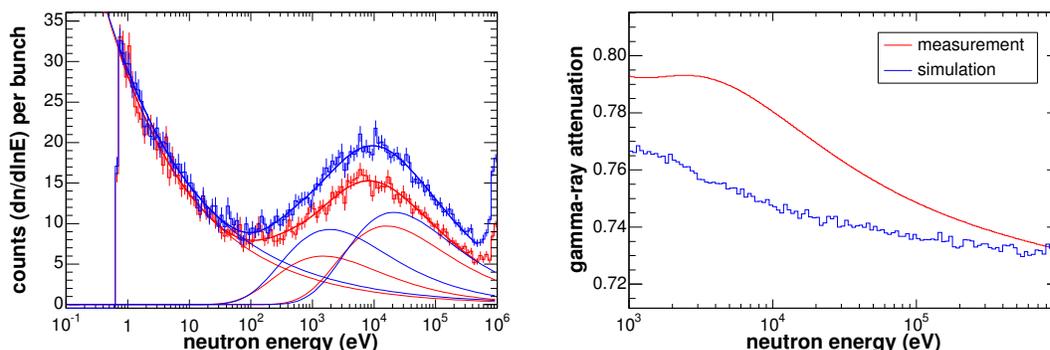


Figure 5.12 Ajustements décrits par trois composantes (à gauche) des taux de comptage relatifs aux mesures d'un échantillon de plomb avec (en rouge) et sans (en bleu) filtre d'aluminium dans le faisceau, et atténuation (à droite) mesurée et simulée des photons du faisceau dans le filtre d'aluminium.

par le rapport de ces deux ajustements, obéissant à l'équation (5.9) :

$$f_{\gamma}(E) = \frac{B_{PbAl,\gamma}(E)}{B_{Pb,\gamma}(E)} = \frac{B_{PbAl}(E) - B_{PbAl,l}(E)}{B_{Pb}(E) - B_{Pb,l}(E)} \quad (5.10)$$

où $B_{PbAl,\gamma}(E)$ et $B_{Pb,\gamma}(E)$ correspondent respectivement au bruit de fond des photons du faisceau lors de la mesure du plomb avec et sans le filtre d'aluminium. Cette dépendance en énergie des neutrons est liée au fait que les photons du faisceau sont eux-mêmes dépendants du temps, donc de l'énergie des neutrons.

Nous avons vérifié cette procédure en simulant, par le biais du code MCNP, l'énergie déposée dans les détecteurs C_6D_6 suite à un spectre de photons incidents sur les échantillons, modifié ou non par une atténuation préalablement déterminée et liée au filtre d'aluminium. Le spectre de photons a été simulé en fonction du temps de vol des neutrons, résultant de travaux de simulation effectués antérieurement [85]. La comparaison de la mesure à la simulation dans le cas du thorium, représentée sur la figure 5.12 (à droite), n'excède pas quelques pourcents. La même procédure a été faite pour les cas du plomb et de l'or, et les résultats ne sont pas remarquablement différents.

Au final, le bruit de fond contenu dans le spectre du thorium, après correction de la radioactivité de l'échantillon, s'écrit comme suit :

$$B_{Th}(E) = B_{Th,l}(E) + \frac{1}{f_{\gamma}(E)} B_{ThAl,\gamma}(E) = B_{Th,l}(E) + \frac{f_1}{f_{\gamma}(E)} B_{Pb,\gamma}(E) \quad (5.11)$$

où $f_\gamma(E)$ correspond à l'atténuation des rayonnements γ du faisceau dû au filtre d'aluminium de neutrons dans le faisceau, et avec f_1 un facteur d'échelle supposé constant en énergie de neutron. Ce dernier représente l'écart à prendre en compte entre le niveau du bruit de fond de l'échantillon de plomb et celui du thorium avec filtre, soit :

$$f_1 = \frac{B_{ThAl,\gamma}(E)}{B_{Pb,\gamma}(E)} = \frac{B_{ThAl}(E) - B_{ThAl,l}(E)}{B_{Pb}(E) - B_{Pb,l}(E)} \quad (5.12)$$

Nous avons obtenu $f_1 = 0,91832$ au niveau de la résonance de 34,8 keV et estimé une erreur de 2,5% sur cette valeur.

Le bruit de fond associé à la mesure de la réaction de capture du thorium et résultant de ces estimations, est représenté sur la figure 5.13 pour un seuil en énergie de photons de 160 keV.

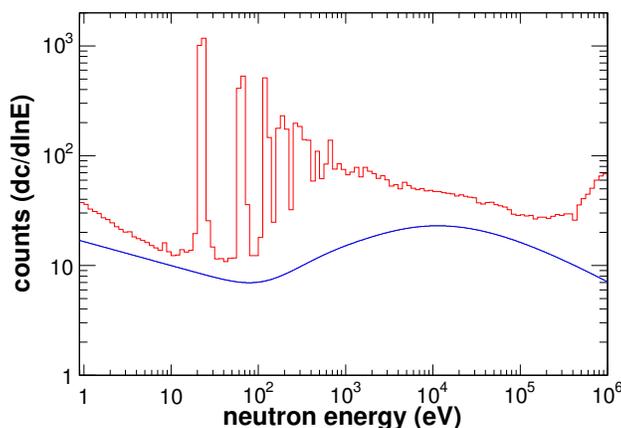


Figure 5.13 Rendement de capture du thorium et bruit de fond associé, pour un seuil en énergie de photons de 160 keV.

5.1.5 Flux de neutrons et rendement de capture

Pour obtenir le rendement de capture, la valeur absolue du flux de neutron ne nous est pas indispensable étant donnée l'épaisseur de l'échantillon mesuré : la normalisation peut être obtenue par rapport à une résonance saturée à basse énergie du thorium (paragraphe 5.2.2). Néanmoins, la forme du flux de neutron, de 1 eV à 1 MeV, reste nécessaire puisqu'elle dépend de l'énergie des neutrons.

Plusieurs mesures et simulations Monte Carlo ont été entreprises pour la description de ce flux. Dans notre procédure d'analyse, nous avons utilisé le flux ajusté par une fonction analytique lisse issu des données prises par le biais des détecteurs SiMON [48] jusqu'à 1 keV en énergie et au-delà, les points moyennés provenant de la mesure effectuée par les chambres à fission fournies par le PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) [47] (paragraphe 3.2.2). La figure 5.14 représente ce flux.

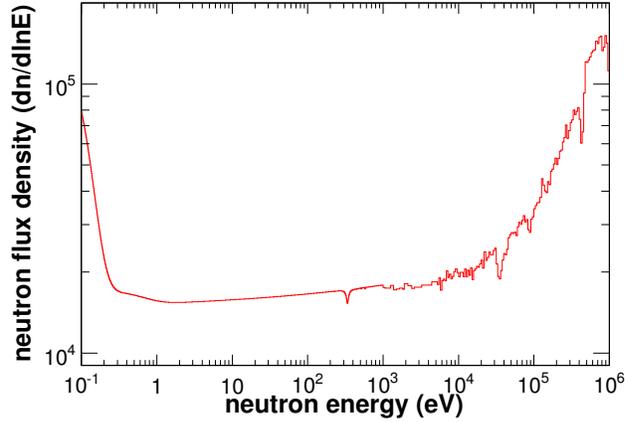


Figure 5.14 Flux de neutron ajusté de 0,1 eV à 1 keV et déterminé point par point jusqu'à 1 MeV.

Le rendement de capture mesuré $Y_{exp}(E)$ a ensuite été déduit par :

$$Y_{exp}(E) = \frac{S_{Th}(E) - B_{Th}(E)}{\phi(E)} \quad (5.13)$$

avec E l'énergie des neutrons, $S_{Th}(E)$ le taux de comptage, $B_{Th}(E)$ le bruit de fond estimé, et $\phi(E)$ le flux de neutrons incidents sur l'échantillon.

Nous avons en effet pris en compte le profil du faisceau changeant avec l'énergie des neutrons incidents en multipliant le flux par la fraction $f_b(E)$ de neutrons incidents sur l'échantillon. Cette fraction a été déterminée, pour un disque de 1,5 cm de diamètre, à partir d'études de simulation [38]. Un ajustement à une fonction plus lisse de cette fraction a été ensuite obtenue, avec :

$$y = p_0 \cdot E^{p_1} + p_2 \cdot E^{p_3} \quad (5.14)$$

La figure 5.15 représente cette fraction ajustée et le tableau 5.3 indique les valeurs des paramètres déterminés ainsi que les incertitudes associées et la matrice de covariance.

Table 5.3 Valeurs obtenues des paramètres de la fonction d'ajustement de la fraction de faisceau incident sur un échantillon de 1,5 cm de diamètre.

Paramètre	Incertitude (%)	Matrice de covariance (%)
$p_0=3,831 \cdot 10^{-1}$	0,2	100 73 -83 85
$p_1=-4,134 \cdot 10^{-4}$	250,7	73 100 -98 97
$p_2=1,060 \cdot 10^{-3}$	98,6	-83 -98 100-100
$p_3=2,292 \cdot 10^{-1}$	24,0	85 97-100 100

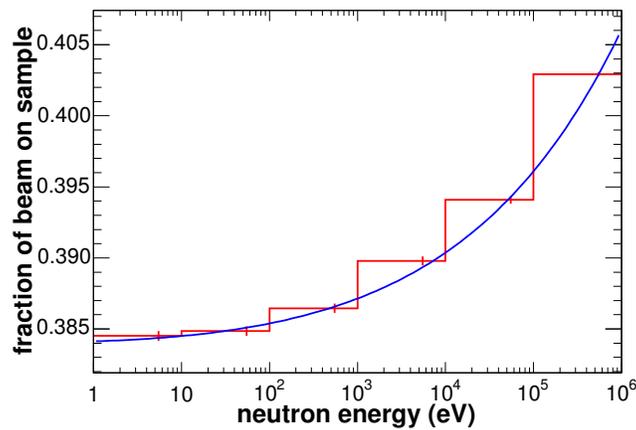


Figure 5.15 Fraction des neutrons incidents sur un échantillon de 1,5 cm de diamètre.

5.2 Domaine des résonances résolues

Dans la région des résonances résolues, l'analyse des données d'une section efficace neutronique requiert : un formalisme correct pour le calcul de sections efficaces, une bonne description mathématique des effets expérimentaux mais aussi une procédure d'ajustement incluant le traitement des covariances. Pour ce faire, nous avons eu recours au code SAMMY [78] développé par N. Larson, et à partir duquel nous avons déterminé les paramètres de résonances du ^{232}Th . Le traitement de l'élargissement Doppler (paragraphe 3.2.6) fait partie de ce code. Quant à la paramétrisation de la fonction de résolution liée au dispositif expérimental, elle a été intégrée dans SAMMY.

5.2.1 Résolution

La résolution dans une mesure de temps de vol est un effet expérimental qui reflète les distributions dans le temps de vol $t + \delta t$ ou dans la distance de vol $L + \delta L$, dues à la durée finie de l'impulsion de protons, la distance de modération et toute autre considération expérimentale. En propageant ces distributions par la relation liant l'énergie au temps de vol (équation (3.17)), qui ne sont habituellement pas gaussiennes, on obtient l'énergie cinétique $E + \delta E$.

Ces effets sont différents pour chaque dispositif expérimental et doivent être modélisés et pris en compte dans l'analyse de forme des résonances. Pour le dispositif n_TOF, la résolution a été simulée numériquement sur une large plage d'énergie [86]. Nous avons utilisé ces simulations afin d'adapter une paramétrisation valable de 1 eV à 1 MeV d'une fonction de résolution, dite de RPI (Rensselaer Polytechnic Institute), présente dans SAMMY. Cette fonction modifiée s'exprime par :

$$R(\delta t) = A_0 \left(\frac{(\delta t + \tau)^2}{2\Lambda^3} e^{-\frac{\delta t + \tau}{\Lambda}} + A_1 \left[A_2 e^{-A_3 \delta t \sqrt{E}} + A_4 e^{-A_5 \delta t \sqrt{E}} \right] X(\delta t) \right) \quad (5.15)$$

où Λ , τ , A_0 , A_1 , A_2 , A_3 , A_4 et A_5 sont des paramètres qui dépendent de l'énergie. Le premier terme contenant Λ est pris en compte uniquement si $\delta t > -\tau$. Quant à la quantité $X(\delta t)$, elle est égale à l'unité si la somme des queues exponentielles est positive, et zéro sinon.

Le résultat de cet ajustement est montré par la figure 5.16 et la paramétrisation est donnée dans le tableau 5.2.1, avec les dépendances en énergie des paramètres définis par les équations (5.16), (5.17), (5.18) et (5.19).

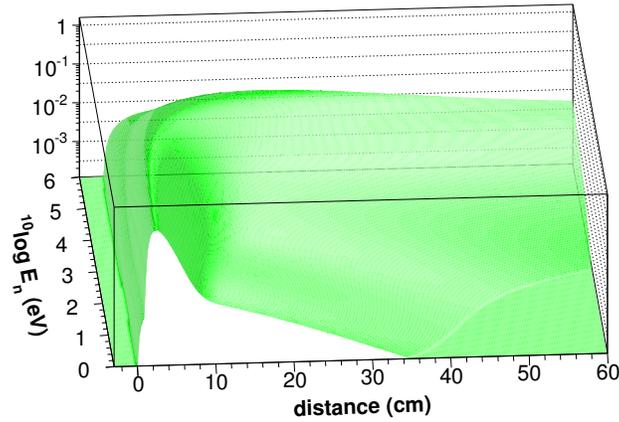


Figure 5.16 Modélisation de la fonction de résolution de n_TOF.

Table 5.4 Paramètres de la fonction de résolution, valables de 1 eV à 1 MeV. Les unités sont telles que E est en eV et δt en ns.

Paramètre	Dépendances en énergie		
Λ	$\lambda_1 = 3,84566$	$\lambda_2 = 5,02993 \cdot 10^2$	$\lambda_3 = -4,15474 \cdot 10^{-1}$
τ	$\tau_1 = -3,70041$	$\tau_2 = -6,84390 \cdot 10^2$	$\tau_3 = -5,18947 \cdot 10^{-1}$
A_1	$a_1 = 5,00889 \cdot 10^{-2}$	$a_2 = -3,80964 \cdot 10^{-2}$	$a_3 = 9,97378 \cdot 10^{-6}$
	$a_4 = -1,17196 \cdot 10^{-2}$	$a_5 = 1,01914 \cdot 10^{-4}$	
A_2	$A_2 = 1,0$		
A_3	$b_1 = -0,122$	$b_2 = 0,308$	$b_3 = -0,0604$
A_4	$A_4 = -1,0$		
A_5	$A_5 = 0,2$		

$$\tau(E) = \tau_1 + \tau_2 E^{\tau_3} \quad (5.16)$$

$$\Lambda(E) = \lambda_1 + \lambda_2 E^{\lambda_3} \quad (5.17)$$

$$A_1(E) = a_1 + a_2 \exp(-a_3 E) + a_4 \exp(-a_5 E) \quad (5.18)$$

$$A_3(E) = b_1 + b_2 E^{b_3} \quad (5.19)$$

5.2.2 Ajustements à partir de SAMMY

Dans un premier temps, nous avons ajusté les deux premières résonances saturées du ^{232}Th situées à 21,8 eV et 23,4 eV, ceci en fixant la largeur radiative Γ_γ et en laissant libre la normalisation ainsi que la largeur neutronique Γ_n . Pour les paramètres d'entrée, nous avons utilisé la bibliothèque ENDF-B6.8 [24], étant la plus proche de nos données.

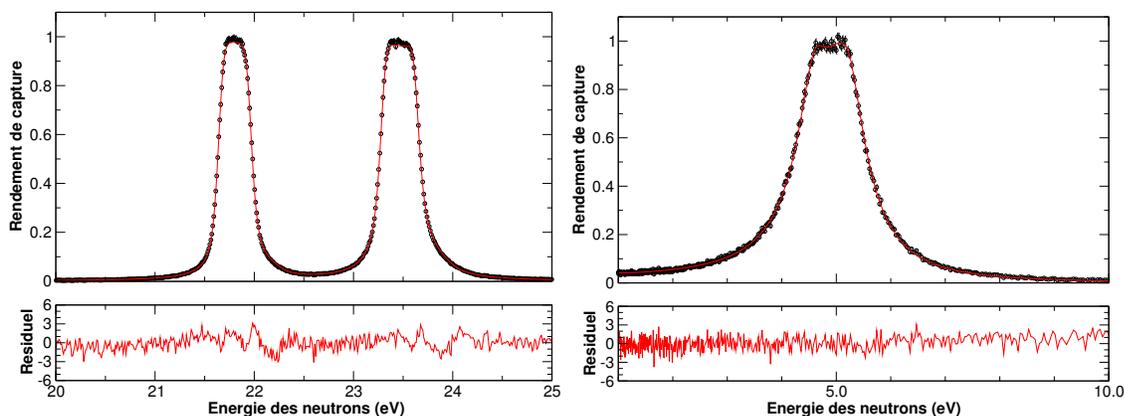


Figure 5.17 Ajustements des deux premières résonances saturées du ^{232}Th situées à 21,8 eV et 23,4 eV (à gauche), ainsi que de la résonance saturée de l'or à 4,9 eV (à droite).

Table 5.5 Valeurs obtenues des largeurs neutroniques des résonances saturées de 21,8 eV et 23,4 eV du ^{232}Th , en comparaison avec les mesures d'Olsen (1982) [88], Rahn (1984) [87] et Stephenson (1998) [89], ainsi que les bibliothèques ENDF-B6.8 et JENDL3.3 (équivalent JEFF3.0).

	E (eV)	$g\Gamma_n$ (meV)	Γ_γ (meV)	E (eV)	$g\Gamma_n$ (meV)	Γ_γ (meV)
Olsen	21,8	$2,08 \pm 0,02$	$25,3 \pm 0,4$	23,46	$3,82 \pm 0,04$	$26,9 \pm 0,4$
Rahn	21,78	$1,91 \pm 0,09$	$20,0 \pm 2,0$	23,43	$3,13 \pm 0,23$	$25,0 \pm 2,0$
Stephenson	21,82	$2,18 \pm 0,04$	$24,98 \pm 0,5$	23,45	$4,1 \pm 0,08$	$24,16 \pm 0,48$
n_TOF	21,81	$1,903 \pm 0,025$	25,1	23,47	$3,338 \pm 0,041$	26,6
ENDF-B6.8	21,81	2,06	25,1	23,46	3,85	26,6
JENDL3.3	21,78	2,09	25,2	23,43	3,88	26,1

Le résultat, représenté par la figure 5.17 de gauche, est plutôt satisfaisant. Nous avons procédé de la même façon avec le rendement de capture de l'or, pour sa résonance saturée à 4,9 eV, mais à partir de la bibliothèque JEFF3.0 [68]. La figure 5.17 de droite correspond à cet ajustement très probant. La différence relative des deux normalisations obtenues est de 1,1%, nous confortant dans l'idée que notre procédure d'analyse est cohérente. Nous avons obtenu pour la résonance de l'or, $\Gamma_n = 14,1 \pm 0,1$ meV comparé à $\Gamma_n = 15,2$ meV issu de JEFF3.0. L'erreur associée au Γ_n déterminé résulte de l'ajustement. Pour le thorium, le tableau 5.5 indique les valeurs déterminées des largeurs neutroniques $g\Gamma_n$, en comparaison avec celles issues de différentes mesures et bibliothèques : nos résultats sont en concordance avec ceux de Rahn [87].

Dans un second temps, les ajustements ont été obtenus dans des régions en énergie contenant seules quelques résonances. Une fois que toutes ces régions ont été ajustées de façon satisfaisante, nous avons établi un ajustement sur toute la gamme d'énergie, soit de 1 eV jusqu'à 4 keV, afin d'effectuer un ajustement final et d'en déduire la matrice de covariance complète. A titre d'illustration, la figure 5.18 montre quelques résonances ajustées, sur différentes gammes en énergie de neutron.

Dans le cas du thorium, la largeur totale des résonances résolues est composée de deux largeurs partielles : la largeur neutronique Γ_n et la largeur radiative Γ_γ . Si la largeur neutronique subit des fluctuations de Porter et Thomas d'une résonance à une autre, la largeur radiative est la somme d'une multitude de largeurs radiatives partielles, correspondant aux nombreuses voies de désexcitation par radiation γ . Chaque largeur radiative partielle subit aussi des fluctuations de Porter et Thomas mais la somme Γ_γ devient quasiment constante lorsque le nombre de voies est grand, comme dans le cas du thorium.

Une façon de déterminer la largeur radiative Γ_γ consiste à extraire la valeur moyenne d'un large nombre de résonances. Mais, nous pouvons aussi calculer le kernel radiative, défini par :

$$A_\gamma = g\Gamma_n\Gamma_\gamma/(\Gamma_n + \Gamma_\gamma) \quad (5.20)$$

et étudier son comportement en fonction de Γ_n . Cette procédure permet d'ajuster la valeur moyenne de Γ_γ . Si $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ alors $A_\gamma \approx g\Gamma_\gamma$ tandis que si, au contraire, $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$, alors $A_\gamma \approx g\Gamma_n$.

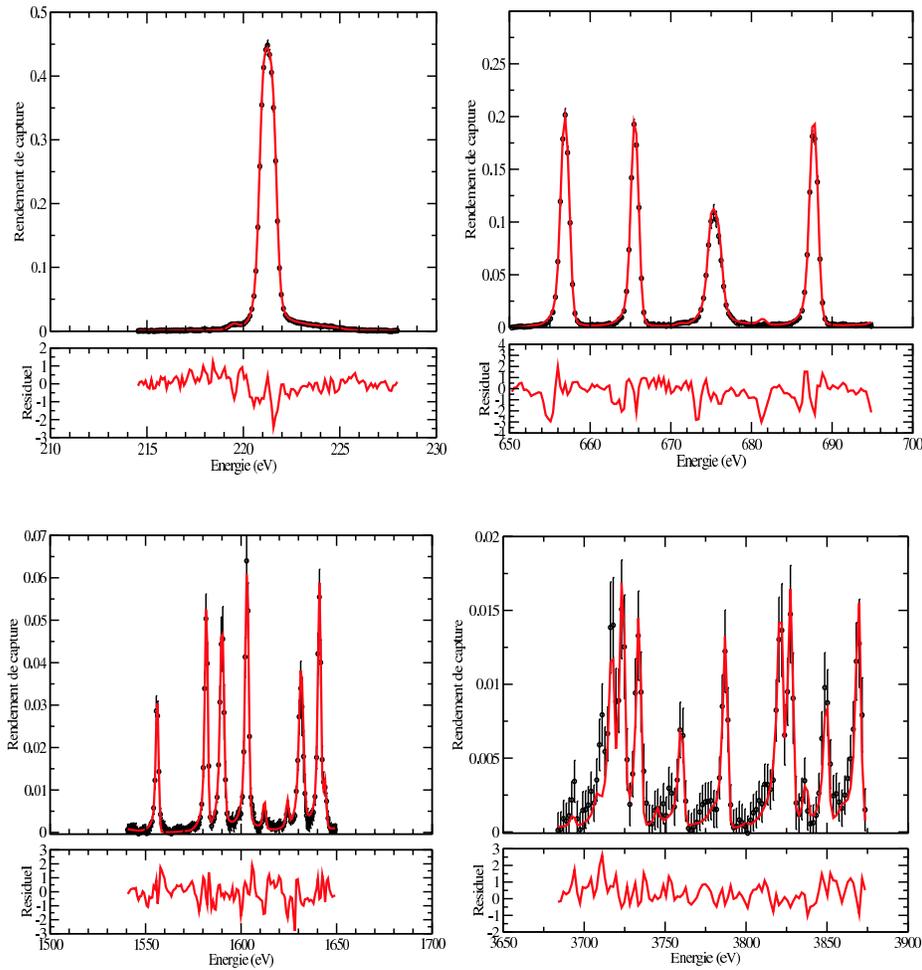


Figure 5.18 Panel de résonances ajustées sur quatre gammes d'énergie de neutrons.

La figure 5.19 représente l'aire A_γ pour toutes les résonances en fonction de Γ_n . Les résonances d'onde p sont en bleu et nous observons la séparation des deux groupes de spin $1/2$ et $3/2$, donnée par la valeur de g . Concernant la valeur de Γ_γ , elle a été ajustée à partir de cette aire, en considérant uniquement les ondes s (en rouge). Le résultat de l'ajustement correspond à $\Gamma_\gamma = (24,3 \pm 0,4)$ meV. Notons qu'au cours de l'analyse de forme des résonances du thorium, nous avons supposé la largeur radiative constante vis à vis des ondes s et p .

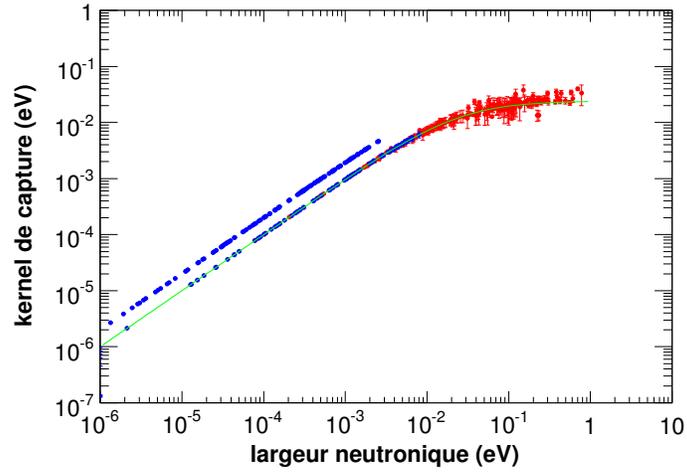


Figure 5.19 Kernel de capture en fonction de la largeur neutronique. Les ondes s sont en rouge, tandis que les ondes p sont en bleu.

5.2.3 Résonances saturées

Nous avons observé que certaines résonances n'ont pas pu être correctement ajustées. Il s'agit surtout des résonances saturées, c'est à dire les résonances dont le produit de l'épaisseur n en atomes/barn avec la section efficace totale σ_t est largement supérieur à 1, soit : $n \cdot \sigma_t \gg 1$. L'exemple le plus flagrant, représenté sur la figure 5.20, concerne la résonance située à 69 eV, sur laquelle nous avons concentré nos investigations.

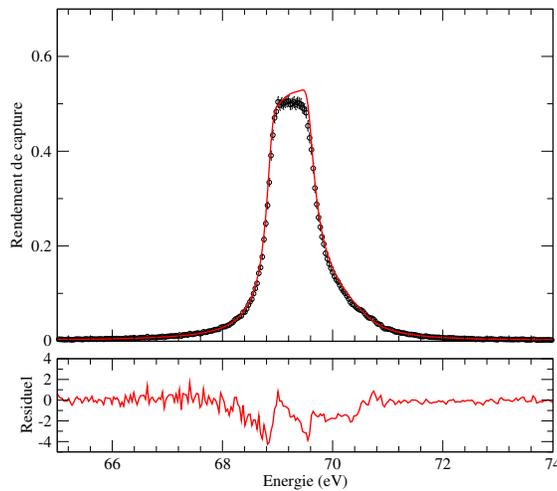


Figure 5.20 Ajustement de la résonance du ^{232}Th située à 69 eV.

Nous avons voulu rechercher l'origine de cette forme observée dans les données. En premier lieu, plusieurs vérifications ont été entreprises, telle que la présence de cette forme dans les données issues de chacun des deux C_6D_6 . De même, nous avons conclu qu'elle n'est pas dûe à la correction que nous appliquons pour prendre en compte l'effet du temps mort. En effet, l'impact de celui-ci est d'environ 1% à cette énergie, et n'est pas non plus de la même forme ni grandeur que l'écart entre les données et l'ajustement.

Par ailleurs, nous avons vérifié si le phénomène de la diffusion multiple était bien traité par le code SAMMY. Pour ce faire, nous avons simulé le rendement de capture avec MCNP, mais aussi calculé avec SAMMY, en utilisant la même bibliothèque de données nucléaires. L'accord de la simulation avec le calcul étant excellent, nous avons écarté cette piste. Mais dans ce calcul, les neutrons incidents avaient une distribution spatiale uniforme. Dans un deuxième temps nous avons donc utilisé en simulation la vraie distribution qui a été mesurée [37] et qui correspond à une gaussienne tronquée sur la surface de l'échantillon. La différence entre MCNP et SAMMY avec une distribution uniforme est de nouveau négligeable, comme nous le montre la figure 5.2

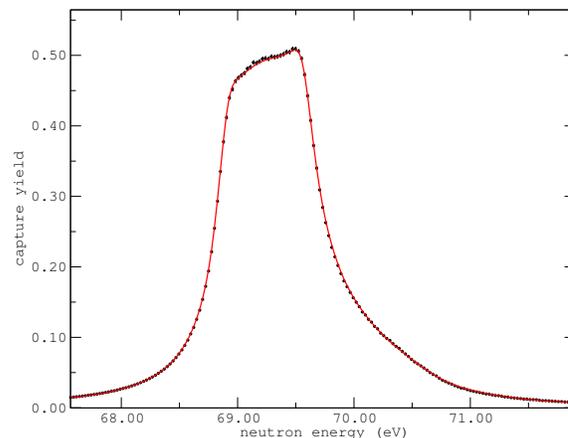


Figure 5.21 Simulation du rendement de capture pour l'échantillon de ^{232}Th d'une épaisseur de $4,1 \cdot 10^{-3}$ atomes/barn pour une distribution uniforme et gaussienne tronquée, comparée avec le rendement calculé par SAMMY.

En dernier recours, nous avons étudié l'hypothèse suivante : le désaccord au sommet de la résonance proviendrait d'un bruit de fond induit par les neutrons diffusés par

l'échantillon et capturés dans les matériaux environnant. Nous avons donc simulé avec MCNP les spectres gamma détectés par les détecteurs C_6D_6 à partir des neutrons diffusés par l'échantillon de thorium. Soit a été pris d'inclure tous les matériaux dans l'environnement des détecteurs, comme décrit dans le chapitre 4. Afin d'obtenir un calcul s'approchant au plus de la mesure, nous avons donc aussi appliqué la fonction de pondération aux spectres de photons simulés. Le taux de comptage converti en rendement de capture, a ensuite été soustrait du rendement expérimental. Mais, l'effet de cette correction étant de 1% au maximum, nous n'avons pu expliquer ce phénomène.

Il se peut que l'origine de cet effet soit dû au taux de comptage instantané très élevé dans cette résonance saturée qui n'aurait pas été bien pris en compte dans l'extraction des amplitudes et du temps associés aux signaux des détecteurs numérisés. Cette hypothèse reste à vérifier.

5.2.4 Assignement du moment orbital

Dans la région étudiée jusqu'à 4 keV, les résonances résolues sont principalement formées avec des neutrons apportant un moment orbital $\ell = 0$ (ondes s) ou $\ell = 1$ (ondes p). A cette basse énergie, les moments orbitaux supérieurs sont en effet beaucoup moins probables. Nous avons vu (tableau 2.1) que les ondes s et p incidents sur le ^{232}Th forment des résonances de spin et parité J^π de $1/2^+$ dans le cas des ondes s , et $1/2^-$ ou $3/2^-$ dans celui des ondes p . Or, les parités des états excités du noyau composé sont, *a priori*, inconnues. Néanmoins, leur attribution, consistant à déterminer le moment orbital apporté (soit le type de l'onde incidente), peut se faire à partir de la largeur neutronique associée à chacun de ces états.

Cette approche, décrite par Bollinger et Thomas [90], est basée sur la différence du facteur de pénétrabilité relatif à des ondes s ou p . Dans l'hypothèse où seules ces deux types d'ondes sont possibles, la probabilité $P(\ell=1 | g\Gamma_n)$ qu'une résonance de largeur $g\Gamma_n$ soit issue d'une onde p s'exprime d'après le théorème de Bayes par :

$$P(\ell=1 | g\Gamma_n) = \frac{P(\ell=1) \cdot P(g\Gamma_n | \ell=1)}{P(\ell=0) \cdot P(g\Gamma_n | \ell=0) + P(\ell=1) \cdot P(g\Gamma_n | \ell=1)} \quad (5.21)$$

soit encore :

$$P(\ell=1 | g\Gamma_n) = \left(1 + \frac{P(\ell=0)}{P(\ell=1)} \cdot \frac{P(g\Gamma_n | \ell=0)}{P(g\Gamma_n | \ell=1)} \right)^{-1} \quad (5.22)$$

où $P(g\Gamma_n | \ell=0)$ représente la probabilité qu'une résonance associée à une onde s possède une largeur $g\Gamma_n$ et avec $P(\ell=0)$ et $P(\ell=1)$ les probabilités que la résonance soit de type s et respectivement, de type p . Le rapport de ces deux probabilités correspond au rapport des densités de niveau ρ_0 et ρ_1 . Ces densités sont exprimées de manière générale par :

$$\rho = \frac{1}{D} \quad (5.23)$$

avec D l'espacement de niveau. En supposant que ces densités soient proportionnelles à $2J+1$ [91], alors pour un spin du noyau cible $I = 0$ tel que le thorium, une relation s'établit entre les espacements de niveau $\ell=0$ et $\ell=1$, à savoir :

$$D_1 = \frac{D_0}{3} \quad (5.24)$$

d'où :

$$\frac{P(\ell=0)}{P(\ell=1)} = \frac{1}{3} \quad (5.25)$$

Par ailleurs, les largeurs neutroniques réduites Γ_n^ℓ sont définies par :

$$\Gamma_n^\ell = \frac{1}{v_\ell} \sqrt{\frac{1 \text{ eV}}{E_0}} \Gamma_n \quad (5.26)$$

avec,

$$v_0 = 1, \quad v_1 = \frac{(kR')^2}{1 + (kR')^2} \quad (5.27)$$

où R' est le rayon de diffusion, correspondant approximativement au rayon de voie a_c séparant les régions externe et interne.

D'après l'équation (5.26), $\Gamma_n^{\ell=0}$ sont donc les largeurs qu'auraient les résonances si elles étaient situées à $E_0 = 1 \text{ eV}$. Rappelons que ces largeurs sont proportionnelles à leurs amplitudes mises au carré (équation (2.22)). Or dans le modèle statistique, ces amplitudes suivent une distribution gaussienne d'une résonance à une autre, ce qui entraîne une distribution des largeurs neutroniques réduites en χ^2 à un degré de liberté, soit :

$$P(g\Gamma_n | \ell) = P(g\Gamma_n^\ell) d(g\Gamma_n^\ell) = \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} e^{-x/2} dx \quad (5.28)$$

en définissant la quantité x sans dimension, par :

$$x = \frac{g\Gamma_n^\ell}{\langle g\Gamma_n^\ell \rangle} \quad (5.29)$$

Cette quantité contient la largeur neutronique réduite moyennée $\langle g\Gamma_n^\ell \rangle$, souvent exprimée à travers la fonction force neutronique S_ℓ telle que :

$$S_\ell = \frac{\langle g\Gamma_n^\ell \rangle}{(2\ell + 1)D_\ell} \quad (5.30)$$

A partir de tous ces développements, l'écriture du rapport $P(g\Gamma_n | \ell=0)/P(g\Gamma_n | \ell=1)$ devient :

$$\frac{P(g\Gamma_n | \ell=0)}{P(g\Gamma_n | \ell=1)} = \sqrt{\frac{3v_1 S_1 D_1}{S_0 D_0}} \exp\left(-\frac{g\Gamma_n}{2\sqrt{E}} \left(\frac{1}{S_0 D_0} - \frac{1}{3v_1 S_1 D_1}\right)\right) \quad (5.31)$$

En introduisant cette expression dans l'équation (5.22) et en considérant des valeurs réalistes pour D_0 , D_1 , S_0 et S_1 , la probabilité $P(\ell=1 | g\Gamma_n)$ qu'une résonance soit de type p étant donnée sa largeur neutronique $g\Gamma_n$ est déterminée.

Remarquons, d'après les équations (5.22) et (5.25), que si $P(g\Gamma_n | \ell=0) = P(g\Gamma_n | \ell=1)$ alors la probabilité $P(\ell=1 | g\Gamma_n)$ vaut $3/4$. En conséquence, nous avons attribué à chaque résonance le moment orbital $\ell=1$, lorsque le résultat de l'équation (5.22) était supérieur à ce rapport $3/4$.

Nous avons appliqué cette procédure aux données du ^{232}Th et ce, de façon itérative, en introduisant des valeurs améliorées pour la valeur de D_0 . Des variations de quelques pourcents ont été observées sur les valeurs de D_ℓ et S_ℓ , influençant seules quelques résonances ayant déjà une probabilité $P(\ell=1 | g\Gamma_n)$ proche des $3/4$. Le résultat obtenu est représenté sur la figure 5.22, où sont distinguées les ondes s des ondes p , à partir de la détermination des largeurs neutroniques Γ_n de chaque résonance du ^{232}Th . La ligne de séparation entre ces deux types d'ondes n'est pas tout à fait nette en raison des deux possibilités de spin $J = 1/2$ et $J = 3/2$ associées aux ondes p et donc au facteur g .

Notons en effet que nous ne pouvons pas attribuer le spin des résonances de type $\ell=1$. Cependant, à partir d'une analyse combinée de transmission et de capture, dans certains cas le facteur statistique g_J est déterminable, et par conséquent, le spin aussi. Dans le cas du ^{232}Th , une telle analyse a été entreprise à partir d'une autre étude [92, 93], utilisant notre séparation en ondes s et p , la détermination de certains spins d'ondes p a pu être faite. A notre tour, nous avons alors intégré ces spins dans notre analyse.

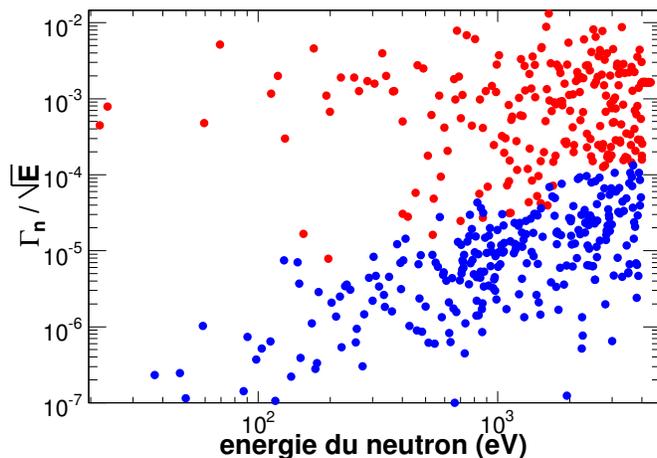


Figure 5.22 Détermination des ondes s (en rouge) et p (en bleu), basée sur celle de la largeur neutronique Γ_n de chacune des résonances du ^{232}Th .

5.2.5 Estimation de l'espacement moyen

Les résonances permettent aussi d'estimer la densité de niveaux par l'espacement moyen : tous les modèles de densité de niveaux sont ajustés à l'espacement moyen observé dans des résonances neutroniques. Il faudra quand-même réserver de la prudence en extrayant ces espacements moyens. En effet, dû au caractère aléatoire des largeurs des résonances, une certaine fraction de résonances n'est pas observée expérimentalement puisqu'elles sont trop petites. L'espacement moyen n'est donc pas simplement lié au nombre de résonances observées dans une gamme d'énergie définie. Une correction pour des niveaux manquant s'impose.

En premier lieu, nous pouvons observer la distribution de l'espacement D entre deux niveaux consécutifs, ayant les mêmes nombres quantiques. Dans le cas idéal, cette distribution est proche de celle de Wigner, donnée par :

$$P_W(x) = \frac{\pi}{2} x \exp\left(-\frac{\pi}{4} x^2\right) \quad (5.32)$$

où $x = D / \langle D \rangle$. Elle tend vers zéro pour des petites valeurs de x : ce phénomène est appelé "repoussement de niveaux". Les distributions observées ont tendance à être plus larges. Si un niveau manque entre deux niveaux observés, l'espacement observé est plus grand, et deux espacements plus petits ne sont alors pas observés. La figure 5.23 montre la distribution observée pour les résonances d'onde s ainsi que la distribution de Wigner théorique, calculée pour $\langle D \rangle = 17,2$ eV.

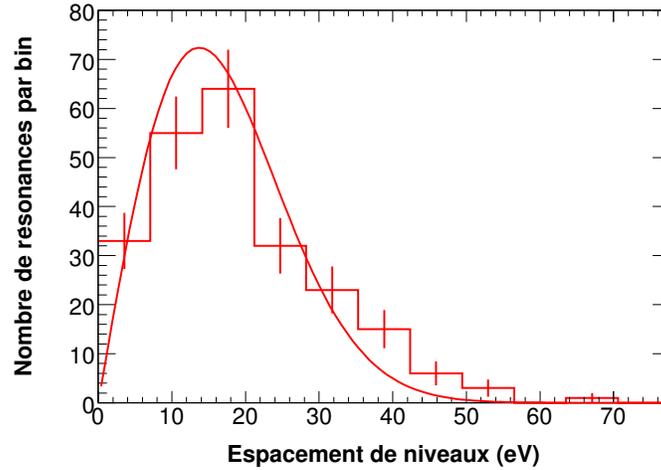


Figure 5.23 Distribution observée de l'espaceur D comparée à la distribution théorique de Wigner calculée pour $\langle D \rangle = 17,2$ eV.

Pour estimer l'espaceur moyen, une autre approche consiste à utiliser le fait que les largeurs neutroniques soient liées à une distribution de Porter et Thomas, c'est à dire à une distribution de χ^2 avec un degré de liberté. Essayer d'ajuster cette distribution avec les données pourrait être une solution, mais cela ne prendrait pas en compte les niveaux non-observés.

Par contre, il est possible de faire l'étude du nombre de niveaux observé ayant une largeur neutronique réduite plus grand qu'un certain seuil x_t , où x_t est donné par l'équation (5.29), et cela en fonction du seuil. Connaissant la distribution des largeurs neutroniques réduites, nous pouvons exprimer ce nombre $N(x_t)$ par :

$$N(x_t) = N_0 \int_{x_t}^{\infty} P_{PT}(x) dx = N_0 (1 - \text{erf} \sqrt{x_t/2}) \quad (5.33)$$

où N_0 représente donc le nombre de niveaux sans seuil. En ajustant cette fonction au-dessus d'un certain seuil pour toutes les résonances ayant le moment orbital ℓ dans une gamme d'énergie ΔE , nous pouvons donc estimer le vrai nombre N_0 , et l'espaceur $D_\ell = \Delta E/N_0$. Dans le cas du ^{232}Th cela fonctionne uniquement pour $\ell = 0$: il est en effet plus probable d'observer les ondes s que les ondes p , ces dernières étant bien plus petites. Sur la figure 5.24 est représenté le cumul du nombre de niveaux pour des ondes s .

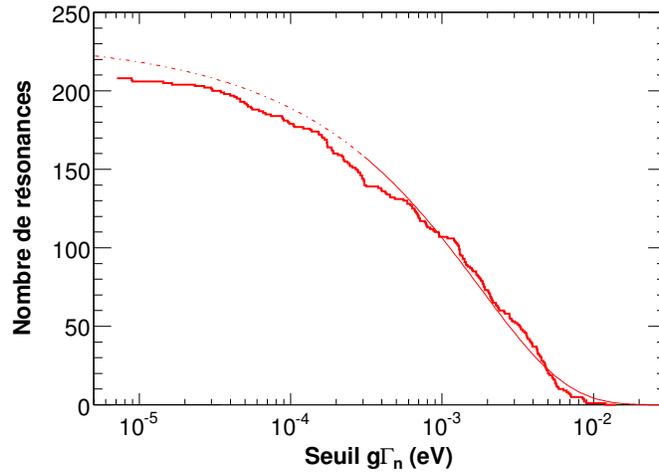


Figure 5.24 Ajustement, pour des ondes s , du nombre de niveaux cumulés en fonction de leur largeur neutronique $g\Gamma_n$.

Les résonances, pour de faibles valeurs de Γ_n , ne sont pas vues expérimentalement. C'est pourquoi nous avons appliqué un seuil sur ce Γ_n pour l'ajustement de ces niveaux cumulés. Par cette procédure, nous avons déterminé $D_0 = 17,2$ eV pour un seuil de $3 \cdot 10^{-4}$ eV et en considérant les résonances situées jusqu'à 4 keV. Nous associons sur cette valeur une erreur de 0,9 eV, obtenue en faisant varier le seuil.

5.3 Domaine des résonances non-résolues

5.3.1 Rendement de capture moyen

Nous avons déterminé le rendement de capture de la mesure du thorium par :

$$Y(E) = N \frac{S_{Th}(E) - B_{Th}(E)}{\phi(E)} \quad (5.34)$$

où S_{Th} est le spectre mesuré du thorium, B_{Th} son bruit de fond, $\phi(E)$ le flux de neutrons incident sur l'échantillon, et N la normalisation absolue obtenue à partir de la première résonance saturée du thorium.

Le rendement de capture moyen, $\langle Y(E) \rangle$, dans la région des résonances non-résolues peut s'exprimer par :

$$\langle Y(E) \rangle = n \langle \sigma_\gamma(E) \rangle f(E) \quad (5.35)$$

avec n l'épaisseur de l'échantillon en atomes/barn et $\langle \sigma_\gamma(E) \rangle$ la section efficace de capture moyenne. Quant au facteur $f(E)$, il contient la correction due au phénomène d'auto-absorption et à celui de la diffusion multiple (paragraphe 3.1.2).

5.3.2 Auto-absorption et diffusion multiple

Pour calculer cette correction, nous avons utilisé le code de simulation SESH [94]. A partir des densités de niveau et des fonctions de force, ce code génère des résonances individuelles, au lieu d'utiliser des sections efficaces lisses.

La figure 5.25 représente cette correction, que nous avons ajustée à une fonction empirique de façon à l'appliquer correctement sur les données. Considérant une énergie de neutron supérieure à 4 keV, la limite des deux régions, nous remarquons que la dépendance en énergie de cette correction n'excède pas les 4%.

5.3.3 Description de la section efficace

Pour déterminer les sections efficaces moyennées, le recours à la théorie de la matrice R est possible. Dans la région des résonances non-résolues, des résonances fictives peuvent être générées, de sorte que ce soient elles qui décrivent la section efficace moyennée. Cette procédure correspond à un calcul de Hauser-Feshbach [95] avec des fluctuations de largeur.

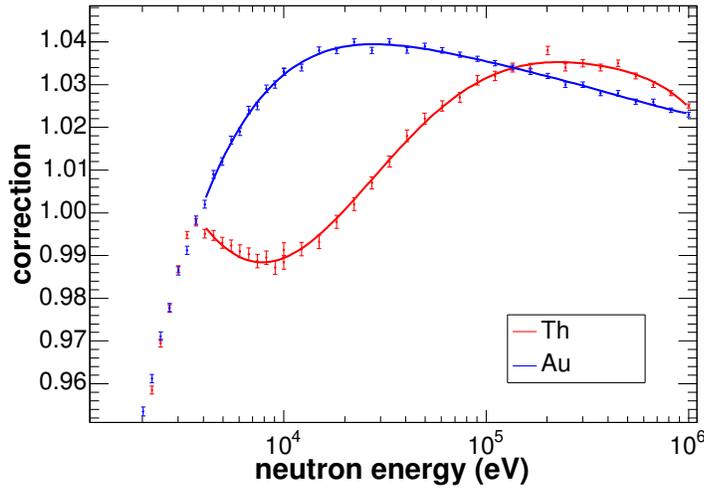


Figure 5.25 Facteurs ajustés de correction due à l'auto-absorption et aux diffusions multiples calculés à partir de SESH dans les cas du ^{232}Th et de ^{197}Au .

Les résonances dans cette région, sont caractérisées par une largeur neutronique réduite moyennée, $\langle g\Gamma_n^\ell \rangle$, reliée à la fonction de force S_ℓ par :

$$S_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \frac{\langle g\Gamma_n^\ell \rangle}{D_\ell} \quad (5.36)$$

avec D_ℓ l'espacement de niveau pour des résonances de moment orbital ℓ . La section efficace partielle d'une réaction passant de la voie c à la voie c' , s'exprime en fonction de la matrice de collision $U_{cc'}$ comme suit :

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle = \pi \lambda_c^2 g_c \langle |\delta_{cc'} - U_{cc'}|^2 \rangle \quad (5.37)$$

Les éléments de cette matrice de collision sont, à leur tour, fonction de la matrice R contenant les propriétés des niveaux, à savoir le niveau d'énergie et l'amplitude de désexcitation des résonances.

En ajustant seulement quelques paramètres moyennés, tels que les fonctions de force S_ℓ , les espacements de niveau D_ℓ et la largeur radiative moyenne $\langle \Gamma_\gamma \rangle$, la section efficace de capture peut être décrite. Notons que lors de cet ajustement, nous avons inclus la dépendance en énergie de ces paramètres ainsi que les largeurs issues de la diffusion inélastique, entrant alors en compétition.

5.3.4 Résultats

Rappelons que nous avons suivi l'ensemble de la procédure d'analyse des données dans le cas de la mesure d'un échantillon de ^{197}Au , dans l'objectif de valider cette procédure. A partir de la normalisation obtenue de l'ajustement de la résonance saturée de 4,9 eV, les données de la section efficace de capture sur ^{197}Au ont pu être déterminées. Elles sont représentées sur la figure 5.26 et comparées à la bibliothèque ENDF-B6.8. Si à haute énergie les résultats diffèrent en raison de la contribution

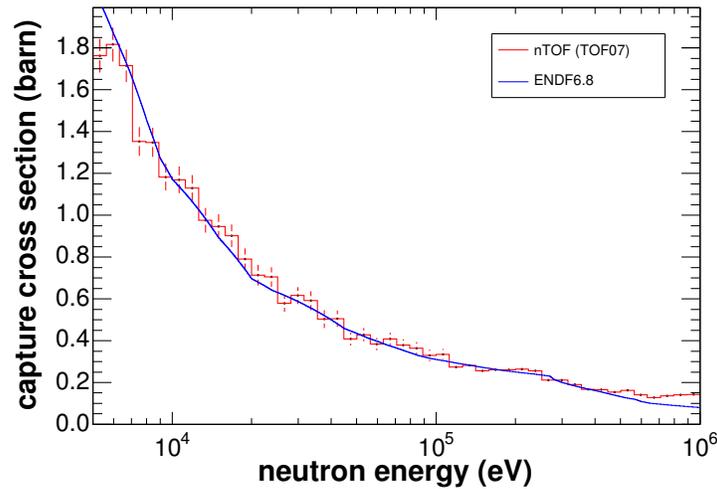


Figure 5.26 Section efficace de l'or dans la région des résonances non résolues.

des diffusions inélastiques, la comparaison des données issues de n_TOF avec ENDF est dans l'ensemble très probante.

Pour la détermination de la section efficace de capture du ^{232}Th , nous avons utilisé le code FITACS [96], intégré dans SAMMY. Seules les contributions des trois premières ondes partielles ont été prises en compte, ce qui est suffisant pour des énergies de neutrons ne dépassant pas le MeV. En jouant sur les paramètres inclus dans FITACS, à savoir les largeurs radiatives moyennes, l'espacement de niveau et les fonctions densité, nous avons obtenu un ajustement cohérent sur les données. Par contre, étant donnée l'importante corrélation de ces paramètres, nous ne pouvons conclure sur leurs valeurs. A seul titre indicatif, en fixant $D_0 = 17,2$ eV, $S_0 = 0,87 \cdot 10^{-4}$, $S_1 = 1,9 \cdot 10^{-4}$ et $S_2 = 5,4 \cdot 10^{-5}$, les valeurs ajustées des largeurs moyennes sont $\langle \Gamma_\gamma \rangle_0 = 20,2$ meV et $\langle \Gamma_\gamma \rangle_1 = 24,1$ meV.

Les données de la section efficace de capture du ^{232}Th mesurée à n_TOF ainsi que son ajustement par FITACS sont représentées sur la figure 5.29. A titre de comparaison, des sections efficaces issues de mesures récentes mais aussi d'évaluations y figurent également. Dans un souci de visualisation, un zoom à haute énergie sur ces résultats est également montré (figure 5.28).

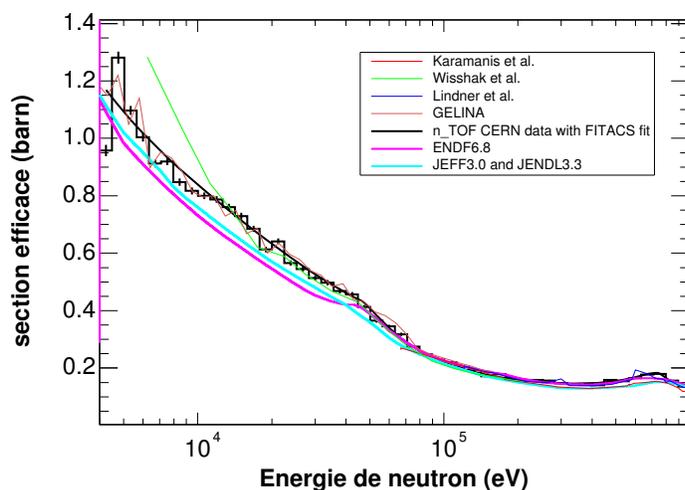


Figure 5.27 Section efficace du thorium dans la région des résonances non-résolues.

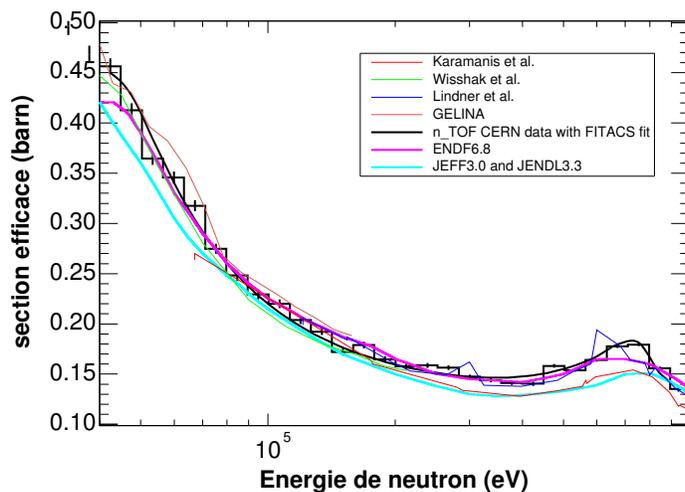


Figure 5.28 Section efficace du thorium pour des énergies de neutrons comprises entre 40 keV et 1 MeV.

Un très bon accord entre les données de n_TOF et ceux de GELINA [16] est observé, et particulièrement à basse énergie. Les données de Wisshak *et al.* [15] concordent également très bien, excepté pour des neutrons d'énergie inférieure à la dizaine de keV. A plus haute énergie, la proximité avec les données de Karamanis *et al.* [14] est appréciable autour de la centaine de keV. Par contre, les évaluations donnent des sections efficaces plus faibles, en dessous de 50 keV. Néanmoins, la section efficace issue de n_TOF s'accorde clairement avec celle de la bibliothèque ENDF-B6.8 à haute énergie.

A titre indicatif, nous avons utilisé le rendement de capture du thorium pris pour un seuil en énergie déposée de 1 MeV pour la détermination de cette section efficace. Les contributions des voies issues de la diffusion inélastique ont été ainsi enlevées, comme le montre la figure 5.29.

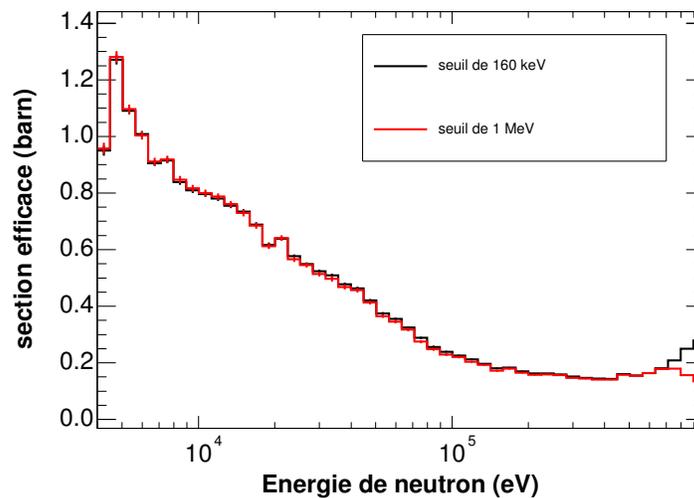


Figure 5.29 Comparaison des sections efficaces du thorium dans la région des résonances non-résolues déterminées pour un seuil en énergie détectée de photons de 160 keV et 1 MeV.

Les valeurs et incertitudes statistiques de la section efficace moyennée sont données, pour différents intervalles d'énergie de neutron incident, dans le tableau 5.6. L'erreur totale sur cette section efficace est constituée de plusieurs composantes, issues de la procédure d'analyse. Comme l'indique le tableau 5.7, la contribution provenant de la détermination du bruit de fond et celle relative au flux de neutrons, sont les plus importantes.

Table 5.6 Section efficace de la réaction de capture sur le ^{232}Th moyennée sur les intervalles d'énergie de neutrons [E_{min} - E_{max}], et incertitudes statistiques associées.

Intervalle d'énergie (keV)	Section efficace (barn)	Intervalle d'énergie (keV)	Section efficace (barn)
[3,994 - 4,482]	0,958 ± 0,020	[63,305 - 71,029]	0,318 ± 0,006
[4,482 - 5,028]	1,281 ± 0,021	[71,029 - 79,696]	0,275 ± 0,005
[5,028 - 5,642]	1,097 ± 0,016	[79,696 - 89,421]	0,248 ± 0,005
[5,642 - 6,331]	1,004 ± 0,014	[89,421 - 100,332]	0,229 ± 0,005
[6,331 - 7,103]	0,912 ± 0,013	[100,332 - 112,574]	0,220 ± 0,004
[7,103 - 7,970]	0,919 ± 0,013	[112,574 - 126,310]	0,204 ± 0,004
[7,970 - 8,942]	0,848 ± 0,013	[126,310 - 141,722]	0,192 ± 0,004
[8,942 - 10,033]	0,817 ± 0,012	[141,722 - 159,016]	0,172 ± 0,003
[10,033 - 11,257]	0,800 ± 0,012	[159,016 - 178,418]	0,179 ± 0,003
[11,257 - 12,631]	0,787 ± 0,012	[178,418 - 200,188]	0,165 ± 0,003
[12,631 - 14,172]	0,761 ± 0,012	[200,188 - 224,614]	0,158 ± 0,003
[14,172 - 15,902]	0,729 ± 0,011	[224,614 - 252,022]	0,159 ± 0,003
[15,902 - 17,842]	0,685 ± 0,011	[252,022 - 282,773]	0,156 ± 0,002
[17,842 - 20,019]	0,613 ± 0,010	[282,773 - 317,277]	0,147 ± 0,002
[20,019 - 22,461]	0,641 ± 0,010	[317,277 - 355,990]	0,144 ± 0,002
[22,461 - 25,202]	0,566 ± 0,009	[355,990 - 399,428]	0,141 ± 0,002
[25,202 - 28,277]	0,545 ± 0,009	[399,428 - 448,165]	0,140 ± 0,002
[28,277 - 31,728]	0,513 ± 0,008	[448,165 - 502,849]	0,158 ± 0,002
[31,728 - 35,599]	0,497 ± 0,009	[502,849 - 564,207]	0,154 ± 0,002
[35,599 - 39,943]	0,468 ± 0,009	[564,207 - 633,051]	0,164 ± 0,001
[39,943 - 44,816]	0,456 ± 0,008	[633,051 - 710,294]	0,178 ± 0,001
[44,816 - 50,285]	0,413 ± 0,007	[710,294 - 796,963]	0,179 ± 0,001
[50,285 - 56,421]	0,365 ± 0,006	[796,963 - 894,207]	0,156 ± 0,001
[56,421 - 63,305]	0,346 ± 0,006	[894,207 - 991,452]	0,135 ± 0,001

L'incertitude sur la soustraction du bruit de fond aux données du thorium est la plus délicate à estimer. Comme nous l'avons vu au cours du paragraphe 5.1.4, la détermination du niveau absolu de ce bruit de fond requiert celle du niveau de la

Table 5.7 Récapitulatif de la contribution de chacune des composantes principales de l'incertitude sur la section efficace.

Composante	Incertitude (%)
bruit de fond	2,5
flux de neutron	2,0
fonction de pondération	0,5
normalisation	0,5

résonance noire. Quant à l'estimation de la forme du bruit de fond des photons diffusés, elle nécessite la soustraction du rendement de capture attendu sur le plomb. Nous avons appliqué plusieurs combinaisons d'ajustement, faisant aussi varier les pas en énergie des spectres, et nous avons finalement estimé à 2,5% l'erreur faite sur cette soustraction de bruit de fond. Notons que cette valeur est en accord avec le maximum de différence observée de la section efficace obtenue pour un seuil pris à 160 keV et à 1 MeV. Concernant le flux de neutrons, il n'a pas été évident d'évaluer l'erreur effectuée sur sa description. Cependant, nous avons adopté une erreur de 2%, basée sur la comparaison de deux mesures indépendantes (PTB et SiMON) donnant une différence maximale relative de 2% autour de 1 keV. L'influence de la fonction de pondération est faible, d'autant que la mesure du thorium n'est absolument pas relative à celle d'un autre échantillon, auquel cas l'attribution de l'erreur faite sur cette fonction est couramment de l'ordre de 3%. Les spectres de photons de désexcitation sont très similaires en fonction de l'énergie des neutrons, ceci étant dû au nombre élevé de niveaux disponibles. L'influence d'un seuil, ici de 1 MeV, peut jouer un rôle, mais les résultats obtenus des sections efficaces pour différents seuils sont statistiquement cohérents. Nous avons assigné une incertitude de 0,5% sur la fonction de pondération. Quant à l'incertitude de 0,5% due à la normalisation, elle provient de l'erreur engendrée par l'ajustement effectué avec SAMMY.

La propagation de la matrice de covariance liée à la procédure de l'analyse des données et à ces incertitudes est explicitée dans la référence [97]. Au final, toutes ces contributions engendrent une erreur systématique de 3,5% sur la section efficace de capture neutronique du ^{232}Th .

Conclusion

Dans le contexte de l'énergie nucléaire comme source d'énergie durable, réduire l'incertitude liée à la section efficace de certaines réactions telles que la capture neutronique du ^{232}Th , fait partie des tâches à accomplir. Plus particulièrement, la bonne connaissance de cette réaction est indispensable pour les études menées actuellement sur une nouvelle filière nucléaire, basée sur le cycle thorium et prometteuse quant à la minimisation des actinides mineurs produits.

L'objectif de cette étude était donc de déterminer la section efficace de capture neutronique du ^{232}Th . Le site expérimental de n_TOF, situé au CERN, a été mis en oeuvre, entre autre dans cette optique. Alliant une bonne résolution en énergie de neutrons avec un flux instantané de haute intensité, la mesure de noyaux radioactifs tels que le ^{232}Th en est facilitée.

Le dispositif expérimental est constitué d'une cible de spallation en plomb, sur laquelle des impulsions de protons issus d'un accélérateur se heurtent. La réaction de spallation engendre des neutrons d'une gamme énergétique élevée (jusqu'à 20 GeV), modérés partiellement par de l'eau entourant la cible. Enfin, le faisceau de neutrons est obtenu à partir de collimateurs, placés entre la cible et l'aire expérimentale. Le principe de ce type de mesure est basé sur la méthode du temps de vol : à la détection d'un rayonnement gamma issu d'une réaction de capture sur l'échantillon correspond le temps mis par le neutron incident pour parcourir la ligne de vol de 185 m. L'énergie associée au neutron s'en déduit par la relation existante entre temps, énergie et distance.

Lors de la première phase de mesure, correspondant à une période de test du dispositif expérimental n_TOF, nous avons observé un bruit de fond dont le niveau était de deux ordres de grandeur plus grand que ce qui était attendu. Plusieurs études, auxquelles nous avons apporté notre contribution, ont donc été entreprises dans

l'objectif d'identifier, de caractériser puis de diminuer ce bruit, dû pour l'essentiel aux muons issus de la cible de spallation. Grâce aux modifications apportées au dispositif expérimental, un facteur de diminution du bruit de fond initial allant jusqu'à trois a finalement été atteint.

Outre la participation à la mesure, la seconde étape du travail a consisté à déterminer l'efficacité de détection d'une cascade de rayonnements γ , caractérisée par un comportement aléatoire. Pour ce faire, une procédure spécifique a été employée : celle de la fonction de pondération, consistant à rendre indépendant le cheminement de cette décroissance radiative de l'efficacité du système de détection, composé de deux détecteurs à base de benzène deutéré. Le recours aux simulations Monte Carlo, à partir du code MCNP, nous a permis de déterminer ces fonctions et de les valider.

L'extraction et la réduction des données issues de la mesure, effectuée en 2002, ont conduit à l'obtention du rendement de capture du ^{232}Th . La correction des effets expérimentaux sur ces données a surtout consisté en la description du bruit de fond. En particulier, l'utilisation de mesures effectuées avec des filtres placés dans le faisceau de neutrons nous a permis de résoudre cette problématique. La validation de cette soustraction de bruit de fond a été effectuée en appliquant la même procédure à des données prises lors de la mesure d'un échantillon de ^{197}Au .

La détermination de la section efficace de capture neutronique du thorium dans le domaine des résonances résolues a ensuite été entreprise à partir de l'ajustement du rendement de capture associé et ce, par le biais du code SAMMY. Quant aux résultats déduits dans le domaine des résonances non-résolues, ils s'accordent selon différentes régions en énergie avec ceux de la base de donnée ENDF-B6.8, et ceux issus de mesures récentes provenant de Wisshak *et al.*, Karamanis *et al.* ainsi que de Gelina. Associée à cette section efficace, nous avons estimé une erreur systématique de 3,5%. Il est à noter que la détermination de la section efficace de capture neutronique du ^{232}Th a été faite indépendamment de toute autre mesure du point de vue de la normalisation. En effet, celle-ci a été déduite grâce aux deux premières résonances saturées du thorium.

Ces données feront l'objet d'une évaluation ayant pour objectif d'être adoptée dans des bibliothèques, et notamment celle de JEFF. Cependant, une analyse simultanée des résonances résolues et non-résolues à partir d'autres données (provenant d'expériences de capture ou de transmission) et les nôtres serait à entreprendre.

Bibliographie

- [1] P. R. Bauquis. Un point de vue sur les besoins et les approvisionnements en énergie à l'horizon 2050, TotalFinaElf Professeurs associés (2002).
- [2] J. L. Dufresne. Les perturbations du climat dues aux activités humaines, LMD/IPSL, Ecole Doctorale Energies & Recherches (2004).
- [3] LOI n 91-1381 du 30 décembre 1991 relative aux recherches sur la gestion des déchets radioactifs. NOR : INDX9100071L.
- [4] P. N. Haubenreich *et al.* Experience With the Molten-Salt Reactor Experiment, Nucl. Appl. Tech. vol 8 (1970) 118-136.
- [5] M. W. Rosenthal *et al.* Molten-Salt Reactors-History, Status, and Potential, Nucl. Appl. Tech. vol 8 (1970) 107-117.
- [6] I. J. Hastings, T. J Caster, R. Dosieva *et al.* CANDU Fuel Performance: Influence of Fabrication Variables, AECL, MISC, 250 (1983).
- [7] S. David *et al.* Fast subcriticals hybrid reactors for energy production: evolution of physical parameters and induced radiotoxicities, Nucl. Instr. Meth. A 443 (2000) 510.
- [8] <http://www.nea.fr/html/dbdata/hpr1/>
- [9] A. Borella. Determination of the neutron resonance parameters for ^{206}Pb and of the thermal neutron capture cross section for ^{206}Pb and ^{209}Bi , Thèse (2005).
- [10] C. Domingo-Pardo. Thèse, Université de València (2005).
- [11] S. Boyer. Dans le cas du nouveau cycle de combustible $^{232}\text{Th}/^{233}\text{U}$, détermination de la section efficace de capture radiative $^{233}\text{Pa}(n,\gamma)$ pour des énergies de neutrons comprises entre 0 et 1 MeV, Thèse, Université de Bordeaux I (2005).

- [12] A. Bidaud. Thèse en préparation, Université de Paris XI (2005).
- [13] A. Bidaud. communication privée.
- [14] D. Karamanis *et al.* Nucl. Sci. and Eng. pp. (2001) 282.
- [15] K. Wisshak, F. Voss, and F. Käppeler. Nucl. Sci. and Eng., 137 (2001) 183.
- [16] A. Borella, K. Volev, A. Brusegan, G. Lobo, P. Schillebeeckx, F. Corvi, N. Koyumdjieva, N. Janeva, and A. A. Lukyanov. Nucl. Sci. and Eng. (2005).
- [17] J. Chadwick. Nature 129 (1932) 312.
- [18] A. M. Lane, R.G Thomas. R-Matrix theory of nuclear reactions, Rev. Mod. Phys. 17 (1960) 563.
- [19] E. P. Wigner et L. Eisenbud. Phys. Rev., 72 (1947) 29.
- [20] E. P. Wigner. Resonance reactions, Phys. Rev. 70 (1946) 606.
- [21] G. Breit, E. Wigner. Capture of slow neutron, Phys. Rev. 49 (1936) 519.
- [22] C. W. Reich, M.S. Moore. Phys. Rev. 111 (1958) 929.
- [23] The n_TOF Collaboration. CERN n_TOF Facility: Performance Report, CERN/INTC/2002-037.
- [24] Nuclear Data Standards For Nuclear Measurements. NEANDC-311 "U", INDC(SEC)-101 (1992).
- [25] R. L. Macklin and J. H. Gibbons. Phys. Rev. 159 (1967) 1007.
- [26] F. Rau. Nucleonik 5, 191 (1963).
- [27] M. Moxon and E. Rae. Nucl. Instr. and Meth. 24 (1963) 445.
- [28] J. N. Wilson *et al.* Measurements of (n,γ) neutron capture cross-sections with liquid scintillator detectors, Nucl. Instr. Meth. A 511 (2003) 388-399.
- [29] E.R Cohen and B.N. Taylor. Rev. Mod. Phys. 59 (1987) 1121.
- [30] The n_TOF Collaboration. Proposal for a Neutron Time Of Flight Facility, CERN/SPSC 99-8, SPSC/P310.

- [31] C. Rubbia *et al.* A high Resolution Spallation driven Facility at the CERN-PS to measure Neutron Cross Sections in the Interval from 1 eV to 250 MeV, CERN/LHC/98-02(EET).
- [32] C. Rubbia *et al.* A high Resolution Spallation driven Facility at the CERN-PS to measure Neutron Cross Sections in the Interval from 1 eV to 250 MeV, CERN/LHC/98-02(EET)-Add .1.
- [33] R. Billinge. The CERN PS Complex: A Multipurpose Particule Source, Proc. of XIIth Intl. Conf. on High Energy Acc. (1983).
- [34] C. Borcea *et al.* Results from the commissioning of the n_TOF spallation neutron source at CERN, Nucl. Instr. Meth. A 513 (2003) 524-537.
- [35] V. Vlachoudis and P. Pavlopoulos. Optimization of the Lead Spallation Target Dimensions at the CERN Neutron Facility, n_TOF Int. Note 1998-02/BEAM.
- [36] The n_TOF Collaboration. Studies of the Background in the Measuring Station at the n_TOF Facility at CERN: Sources and Solutions, CERN/INTC 2001-038.
- [37] J. Pancin *et al.* Measurement of the n_TOF beam profile with a micromegas detector, Nucl. Instr. Meth. A 524 (2004) 102-114.
- [38] J. Pancin. Détection de Neutrons avec un Détecteur de Type Micromégas: de la Physique Nucléaire à l'Imagerie, Thèse, Université Bordeaux I (2004).
- [39] S. Andriamonje *et al.* The MICROMEGAS neutron detector for CERN n_TOF, Proceedings of the 7th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics (ICATPP) (October 2001).
- [40] L. Ferrant. Mesures de sections efficaces de fission induite par neutrons sur des actinides du cycle du thorium à n_TOF, Thèse, Université Paris XI (2005).
- [41] C. Stéphan *et al.* Neutron induced fission cross section measurements, Journal of Nuclear science and technology, Supplement 2, (2002), 276.
- [42] L. Tassan-Got *et al.* Fission of actinides induced by neutrons at n_TOF, Proceedings of ND2004 Conference, Santa Fe (September 2004).
- [43] F. Casagrande, P. Cennini, X. Li. The Argon Gas Detectors for the Fission Measurement in FEAT, Nucl. Instr. Meth. A 372 (1996) 307-310.

- [44] P. Cennini *et al.* Fission Fragment Detector to be installed at the Measuring Station in the NTOF Facility, SL-Note-99-026 EET (16-02-99).
- [45] P. Cennini, V. Lacoste. Proposal for a Fission Detector based on the measurement of the ionization produced by the absorption in gas of Fission Fragments, SL-Note-2000-006 EET (03-01-00).
- [46] K.H. Gruber *et al.* New High resolution Fission Cross-Section Measurement of ^{233}U in the 0.4 eV to 700 keV Energy Range, Nucl. Sci. Eng. 135 (2000) 141-149.
- [47] D.B. Gayther. International Intercomparison of Fast Neutron Fluence-Rate Measurements Using Fission Chamber Transfer Instrument, Metrologia 27 (1990) 221.
- [48] INFN. The neutron flux from the Si-Monitor in the TOF-02 measurement, Note (2002).
- [49] n_TOF analysis group. BF_3 detector analysis for Th-232 measurements,.
- [50] S. Lukić. Mesure de sections efficaces de réactions (n,xn) par spectroscopie γ prompte auprès d'un faisceau à très haut flux instantané, Thèse, Université Strasbourg I (2004).
- [51] R. Plag *et al.* An optimized C6D6 detector for studies of resonance-dominated (n, γ) cross-sections, Nucl. Instr. Meth. A 496 (2003) 425.
- [52] S. Marrone *et al.* Pulse shape analysis of liquid scintillators for neutron studies, Nucl. Instr. Meth. A 490 (2002) 299-307.
- [53] C. Domingo-Pardo, J. L. Taín. n_TOF Internal Note IFIC-2002-3.
- [54] K. Wisshak *et al.* Nucl. Instr. Meth. A 292 (1990) 595.
- [55] M. Heil *et al.* Nucl. Instr. Meth. A 459 (2001) 229.
- [56] W. Dridi. Thèse en préparation, Université d'Evry (2006).
- [57] The n_TOF Collaboration. Measurement of the neutron capture cross sections of ^{232}Th , ^{231}Pa , ^{234}U and ^{236}U , CERN/INTC 2002-013, INTC/P154, TOF07.
- [58] <http://www.bicron.com>.

- [59] The n_TOF Collaboration. Determination of the neutron fluence, the beam characteristics and the backgrounds at the CERN-PS TOF Facility, CERN/INTC 2000-016, INTC/P123, TOF02.
- [60] D. Cano-Ott. Pulse Shape Analysis Routine Prototype for Carbon Fiber C6D6 detectors, DST version 5.
- [61] <http://www.acquiris.com>.
- [62] The n_TOF Collaboration. n_TOF Technical Report, CERN/INTC 2000-018 (3 November 2000).
- [63] <http://root.cern.ch>.
- [64] P. Milazzo *et al.* Measurement of neutron capture cross-sections for ADS-related studies, Nucl. Instr. Meth. B 213 (2004) 36-41.
- [65] Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements. NEANDC-311 "U", INDC(SEC)-101 (1992).
- [66] J. F. Briesmeister. Ed., MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C, LA-13709-M(2000, version 4C3).
- [67] S. Agostinelli *et al.* GEANT 4 - A Simulation Toolkit, Nucl. Instr. Meth. A 506 (2003) 250.
- [68] JEFF. Joint european fission and fusion file, JEFF Report 19, OECD (2005).
- [69] L. Perrot, O. Méplan. ENDF2ACE User Guide (2004)
http://lpsc.in2p3.fr/gpr/MURE/html/ENDF2ACE_User_Guide/ENDF2ACE_User_Guide.html.
- [70] R. E. MacFarlane. NJOY97, Code System for Producing Pointwise and Multi-group Neutron and Photon Cross Sections from ENDF/B Data, LANL PSR-368 (1997).
- [71] K. S. Krane. Introductory Nuclear Physics, John Wiley & Sons (1988).
- [72] G. Aerts, E. Berthoumieux, F. Gunsing and L. Perrot. Weighting functions for the neutron capture measurements performed at n_TOF-CERN in 2002-2003, Internal Report DAPNIA-04-106 (2004).
- [73] S. Marrone. Thèse, Université de Bari (2004).

- [74] U. Abundanno *et al.* New experimental validation of the pulse height weighting technique for capture cross-section measurements, Nucl. Instr. Meth. A 251 (2004) 454-467.
- [75] M. Mizumoto *et al.* Low-energy neutron resonances in ^{206}Pb , Phys. Rev. C 19 (1979) 335-341.
- [76] F. G. Perey. Status of the parameters of the 1.15-keV resonance of ^{56}Fe , Proc. of the International Conference on Nuclear Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, New Mexico, 13-17 May 1985, p1523 vol 2.
- [77] F. Corvi, G. Fioni, F. Gasperini and P.B. Smith. The weighting function of a neutron capture detection system, Nucl. Sci. Eng., 107 (1991) 272.
- [78] N. M. L. Larson. Tech. Rep., ORNL (2004).
- [79] k. Shibata *et al.* Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-3: JENDL-3.3, J. Nucl. Sci. Technol. 39 (2002) 1125.
- [80] G. F. Knoll. Radiation detection and measurement, John Wiley & Sons, second edition (1989).
- [81] The n_TOF Collaboration. Status Report, CERN/INTC, 2001-021, 2 August 2001.
- [82] A. Ferrari, C. Rubbia V. Vlachoudis. A Comprehensive Study of the n_TOF Background, n_TOF note 211009, SL-EET Note 2001-036.
- [83] The n_TOF Collaboration. Study of the Background in the Measuring Station at the n_TOF Facility at CERN: Sources and Solutions, Note 2001-046.
- [84] V. Lacoste *et al.* Gamma Background Measurement in the n_TOF Experimental Area, EET Int. Note 2001-002.
- [85] V. Vlachoudis. communication privée.
- [86] C. Coceva *et al.* On the figure of merit in neutron time-of-flight measurements, Nucl. Instr. Meth. A 489 (2002) 346.
- [87] F. Rahn *et al.* Neutron Resonance Spectroscopy. X. ^{232}Th and ^{238}U Phys. Rev. 6 (1972) 1854.
- [88] D. K. Olsen, R. W. Ingle and J. L. Portney. Nucl. Sci. Eng. pp. 289-306 (1982).

- [89] Stephenson *et al.* Parity nonconservation in neutron resonances in ^{232}Th , Phys. Rev. C 58 (1998) 1236-1246.
- [90] L. M Bollinger and G.E. Thomas. Phys. Rev. 171 (1968) 1293.
- [91] A. Gilbert and A. G. W. Cameron. *Can. J. Phys.* 43 (1965) 1446.
- [92] K. Volev. Thèse, Université de Sofia (2005).
- [93] M. Moxon. communication privée (2005).
- [94] F. H. Fröhner. Tech. Rep. Report GA-8380 (1968).
- [95] F. H. Fröhner. Nucl. Sci. Eng. 103 (1989) 119.
- [96] F. H. Fröhner, B. Goel, and U. Fischer. Fitacs, computer code (1983).
- [97] H. Leeb *et al.* Tech. Rep. en préparation (2005).

Annexe A : Fonctions de pondération

Les dispositifs expérimentaux modélisés pour le calcul de différentes fonctions de pondération sont ici présentés dans le cadre de n_TOF puis dans celui de GELINA. Les échantillons mesurés, listés pour chaque dispositif, sont numérotés de façon arbitraire. À chaque numéro est associée une fonction de pondération répertoriée dans le tableau A.12, constituant la troisième partie de cet annexe.

A.1 Dispositifs modélisés pour n_TOF

La figure A.1 correspond à une coupe longitudinale du dispositif expérimental utilisé au commencement des mesures à n_TOF au CERN. Deux détecteurs, un FZK et un Bicorn, centrés sur le passeur d'échantillons, se font face à une distance de 8,2 cm. Comme nous pouvons le remarquer à travers le tableau A.1, à ces deux détecteurs correspondent deux fonctions de pondération.

Table A.1 Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 1.

Echantillon	Epaisseur (mm)	Diamètre (mm)	Masse (g)	Numéros
Au	1,0	20,0	5,91011	1 & 2
Au	0,1	45,0	3,29	3 & 4
C	6,3	20,0	3,93345	5 & 6
Pb	1,0	20,0	3,607	7 & 8

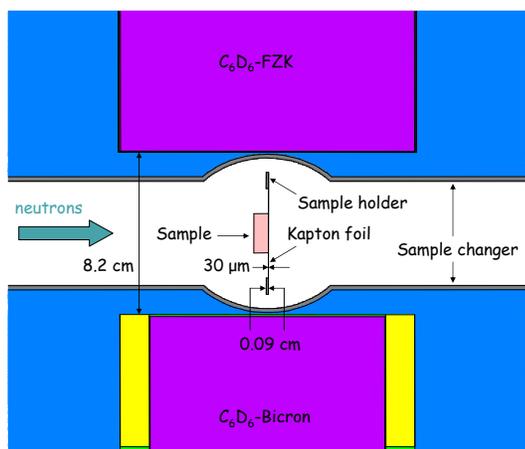


Figure A.1 Coupe longitudinale du dispositif numéro 1.

Par la suite, le détecteur Bicron a été remplacé par un deuxième détecteur FZK. Quant à leur position par rapport à l'échantillon, elle est restée inchangée.

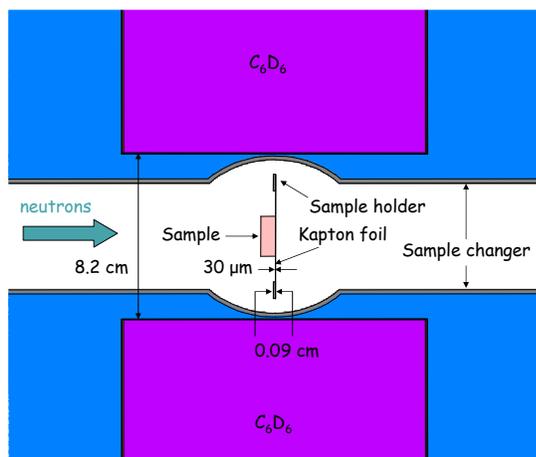


Figure A.2 Coupe longitudinale du dispositif numéro 2.

La figure A.2 représente ce deuxième dispositif et le tableau A.2 indique les différents échantillons mesurés dans cette configuration.

Nous avons observé un bruit de fond issu de photons du faisceau et diffusés par l'échantillon. En conséquence, les C_6D_6 ont été translattés en amont du faisceau, de façon à minimiser le bruit de fond dû à ces rayonnements γ . Dans un premier temps, nous avons fixé cette distance à 7,8 cm. La figure A.3 représente ce troisième dispositif, au cours duquel ont été étudiés les échantillons listés dans le tableau A.3.

Table A.2 Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 2.

Echantillon	Epaisseur (mm)	Diamètre (mm)	Masse (g)	Numéro
Au	0,1	45,0	3,29	9
C	6,3	20,0	3,93345	10
Fe	0,5	45,0	6,17	11
Fe	2,0	45,0	25,18933	12

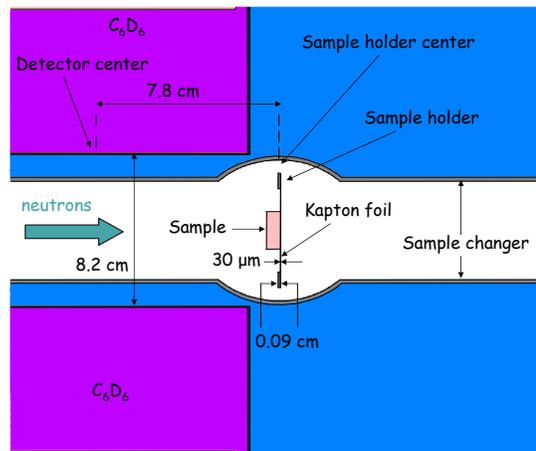


Figure A.3 Coupe longitudinale du dispositif numéro 3.

Table A.3 Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 3.

Echantillon	Epaisseur (mm)	Diamètre (mm)	Masse (g)	Numéro
C	6,3	20,0	3,93345	13
Pb	1,0	20,0	3,607	14
Fe	2,0	45,0	25,18933	15

Lors de la campagne du samarium (tableau A.4), le passeur d'échantillons sous vide a été enlevé. Par ailleurs, les détecteurs ont été translatés de 9,1 cm du centre de l'échantillon mis en place, se faisant face à une distance de 5,8 cm. La figure A.4 correspond à ce quatrième dispositif modélisé. Les échantillons mesurés sont fixés ou encapsulés dans du titane [72].

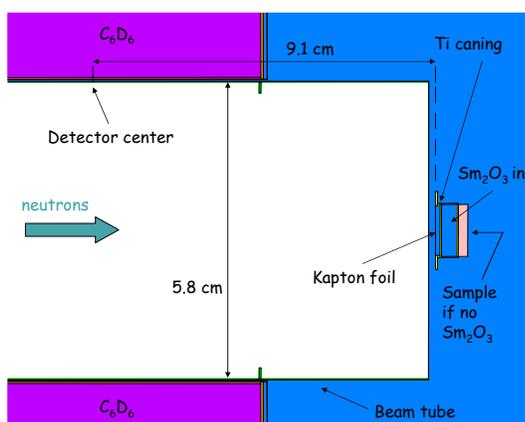


Figure A.4 Coupe longitudinale du dispositif numéro 4.

Table A.4 Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 4.

Echantillon	Epaisseur (mm)	Diamètre (mm)	Masse (g)	Numéro
Au	1,0	10,0	1,48556	16
Sm ₂ O ₃	2,4	10,0	0,2064	17
Fe	1,5	10,0	0,23062	18
Fe	1,0	10,0	0,95745	19

Puis, le passeur d'échantillons a été remis en place, et la distance transversale séparant les détecteurs de l'échantillon modifiée pour revenir à 7,8 cm.

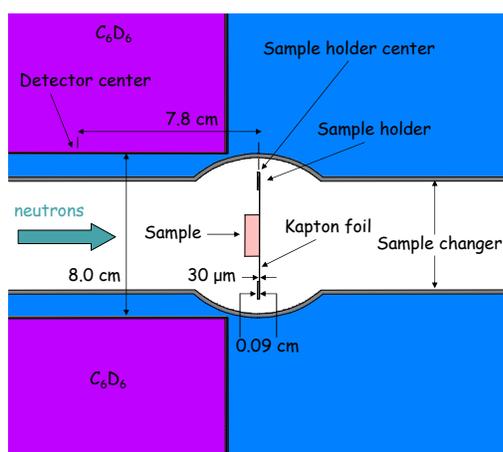


Figure A.5 Coupe longitudinale du dispositif numéro 5.

Par contre, dans ce cinquième dispositif, les deux détecteurs sont distants l'un de l'autre de 8,0 cm (figure A.5). Dans ces conditions ont été mesurés le bismuth et entre autres, plusieurs échantillons de plomb (tableau A.5).

Table A.5 Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 5.

Echantillon	Epaisseur (mm)	Diamètre (mm)	Masse (g)	Numéro
Au	1,0	20,0	5,91011	20
C	6,3	20,0	3,93345	21
Fe	2,0	20,0	4,85285	22
^{209}Bi	6,1	20,0	18,90453	23
^{208}Pb	3,6	20,0	12,53146	24
Au	0,1	20,0	0,75506	25
^{207}Pb	2,2	20,0	8,00925	26
^{204}Pb	1,2	20,0	4,0389	27
^{206}Pb	2,3	20,0	8,12025	28

La fin des mesures de section efficace de capture neutronique prises lors de l'année 2002 a été effectuée avec le sixième dispositif, représenté sur la figure A.6.

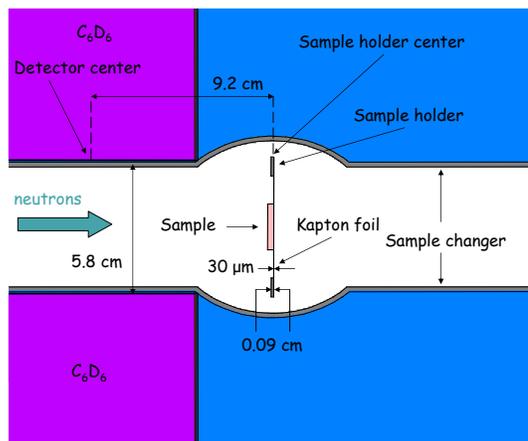


Figure A.6 Coupe longitudinale du dispositif numéro 6.

Les détecteurs, le long du passeur d'échantillon, sont distants de 5,8 cm l'un de

l'autre et de 9,2 cm de l'échantillon. Dans cette configuration, nous avons notamment mesuré le thorium (tableau A.6).

Table A.6 Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 6.

Echantillon	Epaisseur	Diamètre	Masse	Numéro
^{204}Pb	1,2	20,0	4,0389	29
^{206}Pb	2,3	20,0	8,12025	30
Au	0,5	20,0	2,95236	31
Pb	1,1	15,0	2,0434	32
Au	0,8	15,0	1,3297	33
^{232}Th	1,3	15,0	2,8037	34

Lors de l'année 2003, un seul dispositif a été mis en place, et conservé pour la totalité des prises de mesure des réactions de capture neutronique à n_TOF. La figure A.7 montre les deux C_6D_6 de type FZK, l'un en face de l'autre à 5,8 cm de distance, le centre de chacun de ces détecteurs étant décalé de l'échantillon de 6,8 cm. Un bon nombre de sections efficaces a été étudié, telles que celles du magnésium, de l'osmium et du zirconium (tableau A.7).

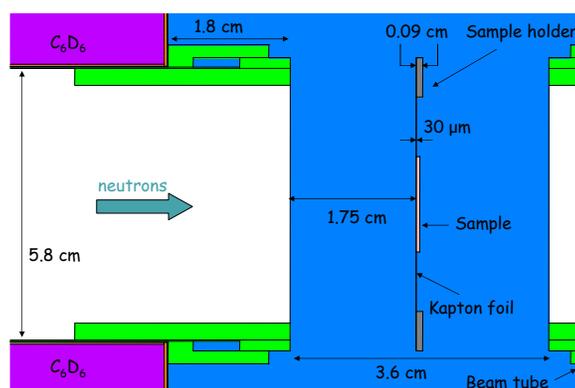


Figure A.7 Coupe longitudinale du dispositif numéro 7.

Table A.7 Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 7.

Echantillon	Epaisseur (mm)	Diamètre (mm)	Masse (g)	Numéro
Au	0,3	22,0	1,871	35
C	2,3	22,0	1,541	36
Pb	0,5	22,0	1,889	37
Pb	0,9	22,0	3,895	38
²⁵ Mg	2,3	22,0	3,219	39
²⁶ Mg	2,3	22,0	3,234	40
Mg	8,2	22,0	5,239	41
Au	0,5	20,0	2,87333	42
Au	0,1	45,0	3,224	43
Pb	1,2	15,0	2,4	44
Au	0,4	15,0	1,299	45
C	1,7	15,0	0,479	46
¹⁸⁶ Os	1,2	15,0	1,9999	47
¹⁸⁷ Os	1,2	15,0	1,9212	48
¹⁸⁸ Os	1,2	15,0	1,9967	49
C	6,3	20,0	3,93345	50
Pb	1,5	20,0	4,941	51
⁹⁰ Zr	1,3	22,0	2,71689	52
⁹¹ Zr	0,6	22,0	1,40394	53
⁹² Zr	0,6	22,0	1,34889	54
⁹⁴ Zr	0,9	22,0	2,0154	55
⁹⁶ Zr	1,5	22,0	3,39751	56
La	1,0	20,0	1,9428	57

A.2 Dispositifs modélisés pour GELINA

Une série de mesures de section efficace de capture neutronique a été réalisée à GELINA (paragraphe 4.3), utilisant comme technique celle de la fonction de pondération. Dans le cadre d'une collaboration avec l'IRMM, nous avons modélisé quatre de leurs dispositifs expérimentaux par le biais du code MCNP.

Le premier (ici dénommé dispositif numéro 8), correspondant à des mesures effectuées sur la ligne de vol de 60 mètres, est constitué de quatre détecteurs orientés les uns par rapport aux autres à 90 degrés, dans le même plan vertical. La figure A.8 illustre cette configuration, de par sa coupe verticale centrée sur l'échantillon.

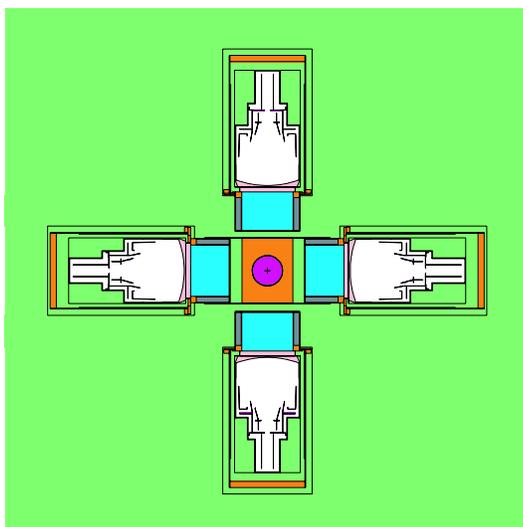


Figure A.8 Coupe transversale du dispositif numéro 8.

Quant au tableau A.8, il indique les différents échantillons pour lesquels deux fonctions de pondération ont été déterminées, selon le type (1 ou 2) des détecteurs (tableau 4.3). Le support d'échantillon, d'un diamètre interne de 60,0 mm et fixé sur les détecteurs de type 1, est en aluminium. La distance séparant les détecteurs de l'échantillon est légèrement asymétrique, allant de 7,3 cm pour un C_6D_6 de type 1 jusqu'à 8,1 cm pour un C_6D_6 de type 2.

Table A.8 Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 8.

Echantillon	Epaisseur (mm)	Diamètre (mm)	Masse (g)	Numéros
^{206}Pb	1,08	60,0	34,297	58 & 59
Ag	0,19	60,0	5,413	60 & 61
Ag	0,085	60,0	2,4833	62 & 63
PbAg	1,07	60,0	34,0136	64 & 65

Sur cette même ligne de vol, d'autres mesures de réaction de capture (tableau A.9) ont été effectuées mais un autre dispositif a été mis en place. Celui-ci consiste en ces quatre détecteurs disposés de la même façon mais formant un angle de 125 degrés les uns par rapport aux autres. La figure A.9 donne un aperçu de cette configuration expérimentale au moyen d'une coupe faite sur le plan horizontal.

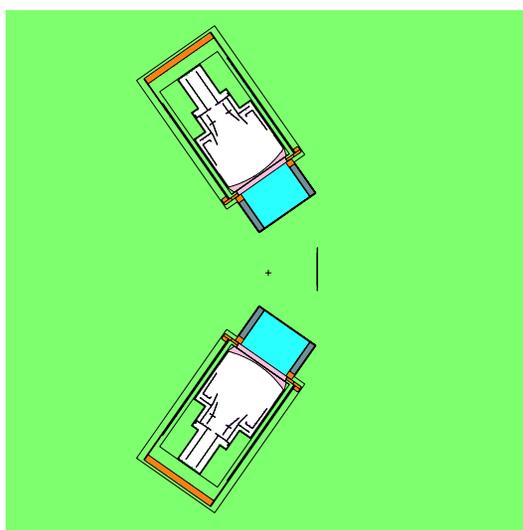


Figure A.9 Coupe horizontale du dispositif numéro 9.

Table A.9 Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 9.

Echantillon	Epaisseur (mm)	Diamètre (mm)	Masse (g)	Numéros
^{206}Pb	1,08	60,0	34,297	66 & 67
Fe	0,5	60,0	11,143	68 & 69
PbFe	Pb : 0,33	60,0	10,5542	
	Fe : 0,5	60,0	11,143	70 & 71
	Pb : 0,75	60,0	23,7525	

Plusieurs mesures de PbI_2 (tableau A.10) ont été entreprises sur la ligne de vol de 30 mètres, au moyen de deux détecteurs de type 1. Le dispositif est représenté sur la figure A.10 : les C_6D_6 se font face à une distance de 12,6 cm, perpendiculairement à l'échantillon dont le support se caractérise par un diamètre interne de 80,0 mm. Enfin, au niveau de la ligne de vol de 15 mètres, ont été étudiés plusieurs échantillons

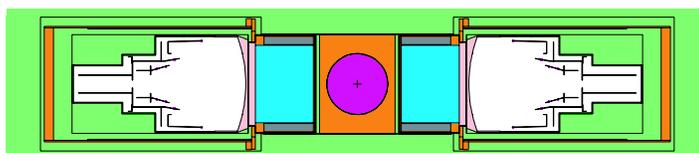


Figure A.10 Coupe longitudinale du dispositif numéro 10.

Table A.10 Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 10.

Echantillon	Epaisseur (mm)	Diamètre (mm)	Masse (g)	Numéro
PbI ₂	14,8	80,0	232,20	72
PbI ₂	2,83	80,0	49,27	73
PbI ₂	4,1	80,0	91,65	74
PbI ₂	8,5	80,0	68,37	75

(tableau A.11) avec seuls deux détecteurs de type 2 (figure A.11) distants de 13,75 cm.

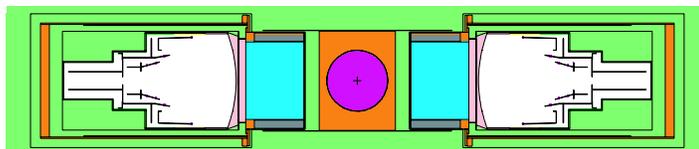


Figure A.11 Coupe longitudinale du dispositif numéro 11.

Table A.11 Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 11.

Echantillon	Epaisseur (mm)	Diamètre (mm)	Masse (g)	Numéro
Au	0,11	80,0	10,92	76
Au	0,52	80,0	50,92	77
Rh	0,25	80,0	15,662	78
Rh	0,04	80,0	2,822	79
Th	0,52	80,0	30,76	80

A.3 Fonctions de pondération associées

Le tableau A.12 liste les fonctions de pondération déterminées pour chacun de ces dispositifs expérimentaux précédemment décrits. Elles ont été calculées en prenant en compte un seuil en énergie déposée de photons de 160 keV pour n_TOF et 150 keV pour GELINA.

Table A.12 Résultats des fonctions de pondération calculées pour un détecteur pour les mesures de sections efficaces de capture à n_TOF au CERN en 2002 et 2003, ainsi que pour certaines mesures effectuées à GELINA. Les paramètres a_k correspondent à un polynôme du 4^e degré tels que : $W(E) = \sum_k a_k E^k$ avec W la fonction de pondération dépendante de l'énergie E déposée dans le C_6D_6 .

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélation (%)	Commentaires
1	$a_0= 11,10$	22,2	100 -97 89 -79 72	échantillon : Au
	$a_1= 10,15$	82,4	-97 100 -95 88 -81	(1,0 x 20,0 mm)
	$a_2= 23,84$	23,6	89 -95 100 -98 93	campagne TOF02
	$a_3= -2,78$	39,7	-79 88 -98 100 -99	dispositif 1
	$a_4= 0,10$	60,4	72 -81 93 -99 100	détecteur FZK
2	$a_0= 17,31$	19,9	100 -97 89 -80 72	échantillon : Au
	$a_1= 11,50$	102,4	-97 100 -95 88 -81	(1,0 x 20,0 mm)
	$a_2= 35,97$	22,2	89 -95 100 -98 93	campagne TOF02
	$a_3= -4,16$	38,1	-80 88 -98 100 -99	dispositif 1
	$a_4= 0,15$	59,4	72 -81 93 -99 100	détecteur BICRON
3	$a_0= 4,96$	59,3	100 -97 87 -77 69	échantillon : Au
	$a_1= 19,13$	54,3	-97 100 -95 86 -79	(0,1 x 45,0 mm)
	$a_2= 15,58$	47,6	87 -95 100 -97 92	campagne TOF02
	$a_3= -1,43$	105,9	-77 86 -97 100 -98	dispositif 1
	$a_4= 0,06$	141,3	69 -79 92 -98 100	détecteur FZK
4	$a_0= 7,32$	54,4	100 -97 88 -78 69	échantillon : Au
	$a_1= 26,55$	53,5	-97 100 -95 86 -79	(0,1 x 45,0 mm)
	$a_2= 22,83$	44,8	88 -95 100 -97 92	campagne TOF02
	$a_3= -2,21$	95,9	-78 86 -97 100 -98	dispositif 1
	$a_4= 0,09$	129,9	69 -79 92 -98 100	détecteur BICRON

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélacion (%)	Commentaires
5	$a_0= 4,71$	72,3	100 -97 87 -77 68	échantillon : C
	$a_1= 20,46$	59,6	-97 100 -94 86 -78	(6,3 x 20,0 mm)
	$a_2= 16,02$	55,1	87 -94 100 -97 92	campagne TOF02
	$a_3= -1,58$	116,2	-77 86 -97 100 -98	dispositif 1
	$a_4= 0,09$	117,8	68 -78 92 -98 100	détecteur FZK
6	$a_0= 6,66$	68,8	100 -97 87 -77 69	échantillon : C
	$a_1= 2,97$	55,7	-97 100 -95 86 -78	(6,3 x 20,0 mm)
	$a_2= 22,55$	53,1	87 -95 100 -97 92	campagne TOF02
	$a_3= -2,27$	110,2	-77 86 -97 100 -98	dispositif 1
	$a_4= 0,13$	113,9	69 -78 92 -98 100	détecteur BICRON
7	$a_0= 8,86$	28,6	100 -97 88 -79 71	échantillon : Pb
	$a_1= 12,97$	67,0	-97 100 -95 87 -80	(1,0 x 20,0 mm)
	$a_2= 21,33$	27,9	88 -95 100 -98 93	campagne TOF02
	$a_3= -2,44$	48,6	-79 87 -98 100 -99	dispositif 1
	$a_4= 0,09$	70,0	71 -80 93 -99 100	détecteur FZK
8	$a_0= 13,59$	25,5	100 -97 88 -79 71	échantillon : Pb
	$a_1= 16,61$	72,2	-97 100 -95 87 -80	(1,0 x 20,0 mm)
	$a_2= 31,54$	26,2	88 -95 100 -98 93	campagne TOF02
	$a_3= -3,57$	46,7	-79 87 -98 100 -99	dispositif 1
	$a_4= 0,13$	69,7	71 -80 93 -99 100	détecteur BICRON
9	$a_0= 5,00$	58,8	100 -97 87 -77 69	échantillon : Au
	$a_1= 18,97$	54,1	-97 100 -95 86 -79	(0,1 x 45,0 mm)
	$a_2= 15,59$	46,0	87 -95 100 -97 93	campagne TOF02
	$a_3= -1,42$	100,7	-77 86 -97 100 -99	dispositif 2
	$a_4= 0,06$	133,3	69 -79 93 -99 100	détecteur FZK
10	$a_0= 4,82$	69,8	100 -97 87 -77 69	échantillon : C
	$a_1= 20,09$	59,3	-97 100 -94 86 -78	(6,3 x 20,0 mm)
	$a_2= 16,11$	52,4	87 -94 100 -97 92	campagne TOF02
	$a_3= -1,57$	109,2	-77 86 -97 100 -98	dispositif 2
	$a_4= 0,09$	109,0	69 -78 92 -98 100	détecteur FZK

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélation (%)	Commentaires
11	$a_0 = 4,58$	71,5	100 -97 87 -77 69	échantillon : Fe
	$a_1 = 20,11$	57,5	-97 100 -94 86 -79	(0,5 x 45,0 mm)
	$a_2 = 15,22$	53,6	87 -94 100 -97 92	campagne TOF02
	$a_3 = -1,40$	117,2	-77 86 -97 100 -99	dispositif 2
	$a_4 = 0,06$	139,8	69 -79 92 -99 100	détecteur FZK
12	$a_0 = 5,69$	58,5	100 -97 88 -78 70	échantillon : Fe
	$a_1 = 20,03$	58,4	-97 100 -95 87 -79	(2,0 x 45,0 mm)
	$a_2 = 16,97$	47,3	88 -95 100 -97 93	campagne TOF02
	$a_3 = -1,75$	90,4	-78 87 -97 100 -99	dispositif 2
	$a_4 = 0,07$	125,1	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
13	$a_0 = 7,34$	70,6	100 -97 87 -76 68	échantillon : C
	$a_1 = 35,30$	51,3	-97 100 -94 85 -78	(6,3 x 20,0 mm)
	$a_2 = 24,58$	50,6	87 -94 100 -97 92	campagne TOF02
	$a_3 = -2,28$	106,7	-76 85 -97 100 -99	dispositif 3
	$a_4 = 0,11$	114,7	68 -78 92 -99 100	détecteur FZK
14	$a_0 = 10,53$	39,5	100 -97 87 -78 70	échantillon : Pb
	$a_1 = 28,68$	49,5	-97 100 -95 86 -79	(1,0 x 20,0 mm)
	$a_2 = 30,87$	30,2	87 -95 100 -98 93	campagne TOF02
	$a_3 = -3,69$	47,6	-78 86 -98 100 -99	dispositif 3
	$a_4 = 0,14$	65,1	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
15	$a_0 = 7,91$	63,7	100 -97 87 -77 69	échantillon : Fe
	$a_1 = 33,85$	52,1	-97 100 -94 86 -79	(2,0 x 45,0 mm)
	$a_2 = 27,19$	43,5	87 -94 100 -97 93	campagne TOF02
	$a_3 = -2,93$	77,1	-77 86 -97 100 -99	dispositif 3
	$a_4 = 0,12$	101,4	69 -79 93 -99 100	détecteur FZK
16	$a_0 = 12,12$	35,4	100 -97 87 -78 70	échantillon : Au
	$a_1 = 29,34$	49,3	-97 100 -94 86 -79	(1,0 x 10,0 mm)
	$a_2 = 34,48$	27,2	87 -94 100 -98 93	campagne TOF03
	$a_3 = -4,11$	42,3	-78 86 -98 100 -99	dispositif 4
	$a_4 = 0,15$	61,1	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélation (%)	Commentaires
17	$a_0= 8,39$	63,4	100 -97 86 -76 68	échantillon : Sm
	$a_1= 34,40$	53,7	-97 100 -94 85 -77	(2,4 x 10,0 mm)
	$a_2= 28,07$	45,3	86 -94 100 -97 92	campagne TOF03
	$a_3= -2,46$	100,6	-76 85 -97 100 -98	dispositif 4
	$a_4= 0,11$	118,0	68 -77 92 -98 100	détecteur FZK
18	$a_0= 8,46$	67,1	100 -97 86 -76 67	échantillon : C
	$a_1= 36,69$	53,7	-97 100 -94 85 -77	(1,5 x 10,0 mm)
	$a_2= 28,46$	47,8	86 -94 100 -97 92	campagne TOF03
	$a_3= -2,46$	108,1	-76 85 -97 100 -98	dispositif 4
	$a_4= 0,12$	122,3	67 -77 92 -98 100	détecteur FZK
19	$a_0= 10,81$	42,4	100 -97 87 -77 69	échantillon : Pb
	$a_1= 31,81$	48,8	-97 100 -94 86 -79	(1,0 x 10,0 mm)
	$a_2= 32,69$	31,2	87 -94 100 -97 93	campagne TOF03
	$a_3= -3,80$	50,4	-77 86 -97 100 -99	dispositif 4
	$a_4= 0,15$	68,6	69 -79 93 -99 100	détecteur FZK
20	$a_0= 12,38$	31,0	100 -97 88 -78 71	échantillon : Au
	$a_1= 24,36$	53,2	-97 100 -95 87 -80	(1,0 x 20,0 mm)
	$a_2= 33,24$	25,1	88 -95 100 -98 93	campagne TOF05
	$a_3= -4,09$	38,0	-78 87 -98 100 -99	dispositif 5
	$a_4= 0,15$	54,4	71 -80 93 -99 100	détecteur FZK
21	$a_0= 7,28$	69,8	100 -97 87 -76 68	échantillon : C
	$a_1= 34,65$	51,2	-97 100 -94 86 -78	(6,3 x 20,0 mm)
	$a_2= 24,27$	50,2	87 -94 100 -97 92	campagne TOF05
	$a_3= -2,25$	105,7	-76 86 -97 100 -99	dispositif 5
	$a_4= 0,11$	114,1	68 -78 92 -99 100	détecteur FZK
22	$a_0= 7,83$	64,8	100 -97 87 -77 69	échantillon : Fe
	$a_1= 34,07$	52,0	-97 100 -94 86 -78	(2,0 x 20,0 mm)
	$a_2= 26,64$	44,9	87 -94 100 -97 93	campagne TOF05
	$a_3= -2,80$	82,0	-77 86 -97 100 -99	dispositif 5
	$a_4= 0,12$	104,8	69 -78 93 -99 100	détecteur FZK

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélacion (%)	Commentaires
23	$a_0 = 22,40$	15,7	100 -97 89 -80 73	échantillon : ^{209}Bi
	$a_1 = 9,16$	124,4	-97 100 -95 88 -81	(6,1 x 20,0 mm)
	$a_2 = 40,32$	17,5	89 -95 100 -98 94	campagne TOF05
	$a_3 = -4,49$	28,5	-80 88 -98 100 -99	dispositif 5
	$a_4 = 0,14$	45,3	73 -81 94 -99 100	détecteur FZK
24	$a_0 = 18,22$	19,2	100 -97 88 -79 72	échantillon : ^{208}Pb
	$a_1 = 15,15$	75,9	-97 100 -95 88 -81	(3,6 x 20,0 mm)
	$a_2 = 37,68$	19,2	88 -95 100 -98 93	campagne TOF05
	$a_3 = -4,34$	30,4	-79 88 -98 100 -99	dispositif 5
	$a_4 = 0,14$	46,9	72 -81 93 -99 100	détecteur FZK
25	$a_0 = 7,47$	65,8	100 -97 87 -77 69	échantillon : Au
	$a_1 = 34,66$	49,2	-97 100 -94 86 -78	(0,1 x 20,0 mm)
	$a_2 = 25,48$	45,5	87 -94 100 -97 92	campagne TOF05
	$a_3 = -2,54$	88,4	-77 86 -97 100 -99	dispositif 5
	$a_4 = 0,11$	106,1	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK
26	$a_0 = 14,47$	25,2	100 -97 88 -79 71	échantillon : ^{207}Pb
	$a_1 = 21,22$	57,4	-97 100 -95 87 -80	(2,2 x 20,0 mm)
	$a_2 = 34,37$	22,7	88 -95 100 -98 93	campagne TOF05
	$a_3 = -4,02$	35,9	-79 87 -98 100 -99	dispositif 5
	$a_4 = 0,14$	53,6	71 -80 93 -99 100	détecteur FZK
27	$a_0 = 10,81$	37,4	100 -97 87 -78 70	échantillon : ^{204}Pb
	$a_1 = 27,41$	50,1	-97 100 -95 87 -79	(1,2 x 20,0 mm)
	$a_2 = 30,95$	29,0	87 -95 100 -98 93	campagne TOF05
	$a_3 = -3,71$	45,5	-78 87 -98 100 -99	dispositif 5
	$a_4 = 0,14$	62,9	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
28	$a_0 = 14,75$	24,6	100 -97 88 -79 71	échantillon : ^{206}Pb
	$a_1 = 20,53$	59,0	-97 100 -95 87 -80	(2,3 x 20,0 mm)
	$a_2 = 34,79$	22,3	88 -95 100 -98 93	campagne TOF05
	$a_3 = -4,08$	35,1	-79 87 -98 100 -99	dispositif 5
	$a_4 = 0,14$	53,0	71 -80 93 -99 100	détecteur FZK

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélacion (%)	Commentaires
29	$a_0= 10,65$	40,6	100 -97 87 -78 70	échantillon : ^{204}Pb
	$a_1= 30,26$	48,5	-97 100 -94 86 -79	(1,2 x 20,0 mm)
	$a_2= 31,49$	30,3	87 -94 100 -98 93	campagne TOF05
	$a_3= -3,78$	47,1	-78 86 -98 100 -99	dispositif 6
	$a_4= 0,14$	64,2	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
30	$a_0= 14,16$	27,2	100 -97 88 -78 71	échantillon : ^{206}Pb
	$a_1= 23,93$	53,7	-97 100 -95 87 -80	(2,3 x 20,0 mm)
	$a_2= 34,53$	23,7	88 -95 100 -98 93	campagne TOF05
	$a_3= -4,00$	37,6	-78 87 -98 100 -99	dispositif 6
	$a_4= 0,13$	57,5	71 -80 93 -99 100	détecteur FZK
31	$a_0= 9,63$	46,9	100 -97 87 -77 70	échantillon : Au
	$a_1= 32,37$	47,7	-97 100 -94 86 -79	(0,5 x 20,0 mm)
	$a_2= 30,38$	33,2	87 -94 100 -98 93	campagne TOF05
	$a_3= -3,70$	51,2	-77 86 -98 100 -99	dispositif 6
	$a_4= 0,15$	67,4	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
32	$a_0= 10,09$	43,9	100 -97 87 -77 70	échantillon : Pb
	$a_1= 31,60$	47,8	-97 100 -94 86 -79	(1,1 x 15,0 mm)
	$a_2= 30,57$	32,3	87 -94 100 -98 93	campagne TOF07
	$a_3= -3,60$	51,5	-77 86 -98 100 -99	dispositif 6
	$a_4= 0,14$	69,0	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
33	$a_0= 8,91$	52,8	100 -97 87 -77 69	échantillon : Au
	$a_1= 34,34$	46,9	-97 100 -94 86 -79	(0,8 x 15,0 mm)
	$a_2= 29,10$	36,5	87 -94 100 -97 93	campagne TOF07
	$a_3= -3,41$	58,6	-77 86 -97 100 -99	dispositif 6
	$a_4= 0,14$	75,1	69 -79 93 -99 100	détecteur FZK
34	$a_0= 12,58$	32,0	100 -97 87 -78 70	échantillon : ^{232}Th
	$a_1= 26,52$	51,0	-97 100 -95 87 -79	(1,3 x 15,0 mm)
	$a_2= 33,14$	26,3	87 -95 100 -98 93	campagne TOF07
	$a_3= -3,91$	41,3	-78 87 -98 100 -99	dispositif 6
	$a_4= 0,14$	58,3	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélation (%)	Commentaires
35	$a_0 = 11,08$	50,2	100 -97 87 -77 69	échantillon : Au
	$a_1 = 37,66$	50,5	-97 100 -94 86 -79	(0,3 x 22,0 mm)
	$a_2 = 32,52$	38,5	87 -94 100 -97 93	campagne TOF03
	$a_3 = -3,47$	68,0	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4 = 0,14$	87,1	69 -79 93 -99 100	détecteur FZK
36	$a_0 = 10,69$	58,2	100 -97 87 -76 68	échantillon : C
	$a_1 = 39,32$	54,7	-97 100 -94 86 -78	(2,3 x 22,0 mm)
	$a_2 = 32,57$	44,6	87 -94 100 -97 92	campagne TOF03
	$a_3 = -3,10$	89,8	-76 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4 = 0,13$	110,0	68 -78 92 -99 100	détecteur FZK
37	$a_0 = 11,24$	49,2	100 -97 87 -77 69	échantillon : Pb
	$a_1 = 37,44$	50,5	-97 100 -94 86 -78	(0,5 x 22,0 mm)
	$a_2 = 32,77$	38,0	87 -94 100 -97 93	campagne TOF03
	$a_3 = -3,47$	67,5	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4 = 0,14$	86,6	69 -78 93 -99 100	détecteur FZK
38	$a_0 = 12,45$	41,0	100 -97 87 -77 70	échantillon : Pb
	$a_1 = 35,73$	48,4	-97 100 -94 86 -79	(0,9 x 22,0 mm)
	$a_2 = 34,25$	32,7	87 -94 100 -97 93	campagne TOF03
	$a_3 = -3,74$	55,8	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4 = 0,14$	77,1	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
39	$a_0 = 10,84$	57,5	100 -97 87 -77 69	échantillon : ^{25}Mg
	$a_1 = 38,78$	55,6	-97 100 -94 86 -78	(2,3 x 22,0 mm)
	$a_2 = 33,08$	43,8	87 -94 100 -97 92	campagne TOF03
	$a_3 = -3,29$	84,1	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4 = 0,14$	103,6	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK
40	$a_0 = 10,83$	57,5	100 -97 87 -77 69	échantillon : ^{26}Mg
	$a_1 = 38,87$	55,4	-97 100 -94 86 -78	(2,3 x 22,0 mm)
	$a_2 = 32,97$	43,8	87 -94 100 -97 92	campagne TOF03
	$a_3 = -3,28$	84,2	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4 = 0,14$	103,9	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélacion (%)	Commentaires
41	$a_0= 11,48$	56,4	100 -97 87 -77 69	échantillon : Mg
	$a_1= 41,71$	53,6	-97 100 -94 86 -78	(8,2 x 22,0 mm)
	$a_2= 33,59$	44,4	87 -94 100 -97 92	campagne TOF03
	$a_3= -3,24$	87,5	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4= 0,14$	110,0	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK
42	$a_0= 11,96$	43,5	100 -97 87 -77 70	échantillon : Au
	$a_1= 36,16$	48,9	-97 100 -94 86 -79	(0,5 x 20,0 mm)
	$a_2= 33,79$	34,0	87 -94 100 -97 93	campagne TOF03-08
	$a_3= -3,71$	57,7	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4= 0,14$	78,6	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
43	$a_0= 10,57$	55,4	100 -97 87 -77 69	échantillon : Au
	$a_1= 38,79$	51,9	-97 100 -94 86 -78	(0,1 x 45,0 mm)
	$a_2= 31,80$	42,3	87 -94 100 -97 92	campagne TOF04
	$a_3= -3,20$	80,0	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4= 0,14$	98,3	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK
44	$a_0= 13,14$	38,0	100 -97 87 -78 70	échantillon : Pb
	$a_1= 34,96$	48,3	-97 100 -94 86 -79	(1,2 x 15,0 mm)
	$a_2= 34,98$	31,2	87 -94 100 -97 93	campagne TOF04
	$a_3= -3,70$	54,6	-78 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4= 0,13$	79,8	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
45	$a_0= 11,25$	48,1	100 -97 87 -77 69	échantillon : Au
	$a_1= 37,84$	48,8	-97 100 -94 86 -79	(0,4 x 15,0 mm)
	$a_2= 32,78$	36,8	87 -94 100 -97 93	campagne TOF04
	$a_3= -3,47$	65,0	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4= 0,13$	88,3	69 -79 93 -99 100	détecteur FZK
46	$a_0= 10,38$	59,8	100 -97 87 -77 69	échantillon : C
	$a_1= 39,58$	54,2	-97 100 -94 86 -78	(1,7 x 15,0 mm)
	$a_2= 32,36$	44,9	87 -94 100 -97 92	campagne TOF04
	$a_3= -3,02$	92,6	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4= 0,13$	115,4	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélation (%)	Commentaires
47	$a_0 = 12,31$	42,4	100 -97 87 -77 70	échantillon : ^{186}Os
	$a_1 = 36,39$	48,9	-97 100 -94 86 -79	(1,2 x 15,0 mm)
	$a_2 = 33,79$	34,3	87 -94 100 -97 93	campagne TOF04
	$a_3 = -3,53$	61,3	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4 = 0,13$	87,3	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
48	$a_0 = 12,16$	43,3	100 -97 87 -77 70	échantillon : ^{187}Os
	$a_1 = 36,83$	48,7	-97 100 -94 86 -79	(1,2 x 15,0 mm)
	$a_2 = 33,40$	35,0	87 -94 100 -97 93	campagne TOF04
	$a_3 = -3,45$	63,3	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4 = 0,13$	90,3	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
49	$a_0 = 12,30$	42,4	100 -97 87 -77 70	échantillon : ^{188}Os
	$a_1 = 36,42$	48,8	-97 100 -94 86 -79	(1,2 x 15,0 mm)
	$a_2 = 33,72$	34,3	87 -94 100 -97 93	campagne TOF04
	$a_3 = -3,51$	61,6	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4 = 0,13$	88,2	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
50	$a_0 = 11,57$	55,7	100 -97 87 -77 69	échantillon : C
	$a_1 = 40,64$	54,7	-97 100 -94 86 -78	(6,3 x 20,0 mm)
	$a_2 = 33,78$	44,0	87 -94 100 -97 92	campagne TOF08
	$a_3 = -3,28$	86,4	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4 = 0,14$	106,9	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK
51	$a_0 = 14,14$	33,7	100 -97 87 -78 70	échantillon : Pb
	$a_1 = 32,81$	49,0	-97 100 -95 86 -79	(1,5 x 20,0 mm)
	$a_2 = 36,23$	28,5	87 -95 100 -97 93	campagne TOF08
	$a_3 = -3,95$	48,2	-78 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4 = 0,14$	70,0	70 -79 93 -99 100	détecteur FZK
52	$a_0 = 10,59$	57,4	100 -97 87 -77 69	échantillon : ^{90}Zr
	$a_1 = 39,32$	53,4	-97 100 -94 86 -78	(1,3 x 22,0 mm)
	$a_2 = 32,27$	43,4	87 -94 100 -97 92	campagne TOF08
	$a_3 = -3,22$	82,7	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4 = 0,13$	106,0	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélacion (%)	Commentaires
53	$a_0= 10,46$	58,3	100 -97 87 -77 69	échantillon : ^{91}Zr
	$a_1= 38,85$	54,2	-97 100 -94 86 -78	(0,6 x 22,0 mm)
	$a_2= 32,06$	44,1	87 -94 100 -97 92	campagne TOF08
	$a_3= -3,12$	86,5	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4= 0,13$	109,0	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK
54	$a_0= 10,47$	58,1	100 -97 87 -77 69	échantillon : ^{92}Zr
	$a_1= 38,76$	54,2	-97 100 -94 86 -78	(0,6 x 22,0 mm)
	$a_2= 32,16$	43,9	87 -94 100 -97 92	campagne TOF08
	$a_3= -3,15$	85,6	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4= 0,13$	107,1	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK
55	$a_0= 10,51$	57,6	100 -97 87 -77 69	échantillon : ^{94}Zr
	$a_1= 39,08$	53,5	-97 100 -94 86 -78	(0,9 x 22,0 mm)
	$a_2= 32,14$	43,5	87 -94 100 -97 92	campagne TOF08
	$a_3= -3,18$	83,8	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4= 0,13$	106,1	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK
56	$a_0= 10,79$	56,1	100 -97 87 -77 69	échantillon : ^{96}Zr
	$a_1= 38,91$	53,7	-97 100 -94 86 -78	(1,5 x 22,0 mm)
	$a_2= 32,87$	42,3	87 -94 100 -97 92	campagne TOF08
	$a_3= -3,35$	78,6	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4= 0,14$	100,7	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK
57	$a_0= 10,56$	55,6	100 -97 87 -77 69	échantillon : La
	$a_1= 39,65$	51,0	-97 100 -94 86 -78	(1,0 x 20,0 mm)
	$a_2= 32,06$	41,8	87 -94 100 -97 92	campagne TOF08
	$a_3= -3,21$	79,1	-77 86 -97 100 -99	dispositif 7
	$a_4= 0,13$	104,7	69 -78 92 -99 100	détecteur FZK
58	$a_0= 32,47$	17,6	100 -97 88 -79 72	échantillon : ^{206}Pb
	$a_1= 25,61$	75,3	-97 100 -95 88 -82	(1,08 x 60,0 mm)
	$a_2= 66,19$	20,3	88 -95 100 -98 94	GELINA : 60 m
	$a_3= -7,03$	37,7	-79 88 -98 100 -99	dispositif 8
	$a_4= 0,25$	58,6	72 -82 94 -99 100	détecteur type 1

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélation (%)	Commentaires
59	$a_0 = 36,74$	17,1	100 -97 87 -79 72	échantillon : ^{206}Pb
	$a_1 = 28,63$	73,8	-97 100 -95 88 -82	(1,08 x 60,0 mm)
	$a_2 = 73,88$	19,9	87 -95 100 -98 94	GELINA : 60 m
	$a_3 = -7,92$	36,7	-79 88 -98 100 -99	dispositif 8
	$a_4 = 0,29$	54,8	72 -82 94 -99 100	détecteur type 2
60	$a_0 = 13,00$	57,3	100 -97 87 -78 71	échantillon : Ag
	$a_1 = 54,00$	49,4	-97 100 -95 87 -81	(0,19 x 60,0 mm)
	$a_2 = 44,27$	44,5	87 -95 100 -98 93	GELINA : 60 m
	$a_3 = -3,91$	103,3	-78 87 -98 100 -99	dispositif 8
	$a_4 = 0,16$	141,5	71 -81 93 -99 100	détecteur type 1
61	$a_0 = 14,78$	54,8	100 -97 87 -78 71	échantillon : Ag
	$a_1 = 59,09$	49,0	-97 100 -95 87 -81	(0,19 x 60,0 mm)
	$a_2 = 50,25$	42,6	87 -95 100 -98 93	GELINA : 60 m
	$a_3 = -4,66$	93,8	-78 87 -98 100 -99	dispositif 8
	$a_4 = 0,20$	123,9	71 -81 93 -99 100	détecteur type 2
62	$a_0 = 12,03$	62,5	100 -97 87 -78 70	échantillon : Ag
	$a_1 = 54,73$	49,4	-97 100 -95 87 -80	(0,085 x 60,0 mm)
	$a_2 = 42,41$	47,5	87 -95 100 -97 93	GELINA : 60 m
	$a_3 = -3,43$	121,0	-78 87 -97 100 -99	dispositif 8
	$a_4 = 0,15$	153,7	70 -80 93 -99 100	détecteur type 1
63	$a_0 = 13,94$	58,7	100 -97 87 -78 70	échantillon : Ag
	$a_1 = 58,57$	50,1	-97 100 -95 87 -80	(0,085 x 60,0 mm)
	$a_2 = 49,34$	44,3	87 -95 100 -97 93	GELINA : 60 m
	$a_3 = -4,41$	102,0	-78 87 -97 100 -99	dispositif 8
	$a_4 = 0,20$	123,7	70 -80 93 -99 100	détecteur type 2
64	$a_0 = 31,25$	18,6	100 -97 88 -79 72	échantillon : PbAg
	$a_1 = 28,37$	69,1	-97 100 -95 88 -82	(1,07 x 60,0 mm)
	$a_2 = 64,51$	21,2	88 -95 100 -98 94	GELINA
	$a_3 = -6,76$	40,0	-79 88 -98 100 -99	dispositif 8
	$a_4 = 0,24$	63,0	72 -82 94 -99 100	détecteur type 1

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélacion (%)	Commentaires
65	$a_0= 35,19$	17,9	100 -97 87 -79 72	échantillon : PbAg
	$a_1= 31,86$	66,9	-97 100 -95 88 -82	(1,07 x 60,0 mm)
	$a_2= 72,14$	20,6	87 -95 100 -98 94	GELINA
	$a_3= -7,68$	38,3	-79 88 -98 100 -99	dispositif 8
	$a_4= 0,28$	57,4	72 -82 94 -99 100	détecteur type 2
66	$a_0= 24,87$	51,7	100 -97 87 -78 71	échantillon : ^{206}Pb
	$a_1= 100,04$	45,8	-97 100 -95 87 -81	(1,08 x 60,0 mm)
	$a_2= 94,09$	35,0	87 -95 100 -98 94	GELINA : 60 m
	$a_3= -1,15$	57,1	-78 87 -98 100 -99	dispositif 9
	$a_4= 0,44$	81,9	71 -81 94 -99 100	détecteur type 1
67	$a_0= 27,85$	47,2	100 -97 87 -78 71	échantillon : ^{206}Pb
	$a_1= 89,27$	52,5	-97 100 -95 88 -81	(1,08 x 60,0 mm)
	$a_2= 102,80$	32,8	87 -95 100 -98 94	GELINA : 60 m
	$a_3= -13,08$	51,4	-78 88 -98 100 -99	dispositif 9
	$a_4= 0,51$	72,0	71 -81 94 -99 100	détecteur type 2
68	$a_0= 22,60$	63,3	100 -97 87 -78 70	échantillon : Fe
	$a_1= 103,16$	50,0	-97 100 -95 87 -80	(0,5 x 60,0 mm)
	$a_2= 88,99$	42,8	87 -95 100 -98 93	GELINA : 60 m
	$a_3= -9,95$	78,3	-78 87 -98 100 -99	dispositif 9
	$a_4= 0,48$	90,2	70 -80 93 -99 100	détecteur type 1
69	$a_0= 20,22$	69,6	100 -97 87 -78 70	échantillon : Fe
	$a_1= 111,95$	45,3	-97 100 -95 87 -80	(0,5 x 60,0 mm)
	$a_2= 81,42$	45,9	87 -95 100 -98 93	GELINA : 60 m
	$a_3= -8,52$	89,8	-78 87 -98 100 -99	dispositif 9
	$a_4= 0,41$	103,9	70 -80 93 -99 100	détecteur type 2
70	$a_0= 37,89$	27,1	100 -97 87 -78 71	échantillon : PbFe
	$a_1= 73,51$	48,4	-97 100 -95 88 -81	(1,58 x 60,0 mm)
	$a_2= 111,22$	22,4	87 -95 100 -98 94	GELINA
	$a_3= -14,48$	33,8	-78 88 -98 100 -99	dispositif 9
	$a_4= 0,55$	48,6	71 -81 94 -99 100	détecteur type 1

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélation (%)	Commentaires
71	$a_0 = 37,83$	27,6	100 -97 87 -78 71	échantillon : PbFe
	$a_1 = 73,66$	49,2	-97 100 -95 88 -81	(1,58 x 60,0 mm)
	$a_2 = 111,85$	22,6	87 -95 100 -98 94	GELINA
	$a_3 = -14,62$	34,0	-78 88 -98 100 -99	dispositif 9
	$a_4 = 0,56$	48,8	71 -81 94 -99 100	détecteur type 2
72	$a_0 = 28,65$	13,5	100 -97 88 -79 72	échantillon : PbI ₂
	$a_1 = 7,74$	164,2	-97 100 -95 89 -82	(14,8 x 80,0 mm)
	$a_2 = 50,50$	17,0	88 -95 100 -98 94	GELINA : 30 m
	$a_3 = -5,40$	30,8	-79 89 -98 100 -99	dispositif 10
	$a_4 = 0,17$	53,7	72 -82 94 -99 100	détecteur type 1
73	$a_0 = 14,93$	27,0	100 -97 87 -78 71	échantillon : PbI ₂
	$a_1 = 28,24$	49,2	-97 100 -95 88 -81	(2,83 x 80,0 mm)
	$a_2 = 36,56$	27,1	87 -95 100 -98 93	GELINA : 30 m
	$a_3 = -3,74$	53,3	-78 88 -98 100 -99	dispositif 10
	$a_4 = 0,13$	84,5	71 -81 93 -99 100	détecteur type 1
74	$a_0 = 18,86$	20,9	100 -97 87 -79 72	échantillon : PbI ₂
	$a_1 = 23,70$	56,6	-97 100 -95 88 -82	(4,1 x 80,0 mm)
	$a_2 = 40,88$	23,0	87 -95 100 -98 94	GELINA : 30 m
	$a_3 = -4,27$	43,8	-79 88 -98 100 -99	dispositif 10
	$a_4 = 0,14$	73,4	72 -82 94 -99 100	détecteur type 1
75	$a_0 = 12,08$	35,2	100 -97 87 -78 71	échantillon : PbI ₂
	$a_1 = 34,08$	43,7	-97 100 -95 88 -81	(8,5 x 80,0 mm)
	$a_2 = 32,97$	32,5	87 -95 100 -98 93	GELINA : 30 m
	$a_3 = -3,19$	67,7	-78 88 -98 100 -99	dispositif 10
	$a_4 = 0,11$	105,5	71 -81 93 -99 100	détecteur type 1
76	$a_0 = 12,95$	45,4	100 -97 87 -78 71	échantillon : Au
	$a_1 = 46,93$	44,3	-97 100 -95 87 -81	(0,11 x 80,0 mm)
	$a_2 = 39,47$	38,7	87 -95 100 -98 93	GELINA : 15 m
	$a_3 = -3,42$	90,9	-78 87 -98 100 -99	dispositif 11
	$a_4 = 0,13$	138,0	71 -81 93 -99 100	détecteur type 2

Numéro	Paramètres	Incertitude (%)	Matrice de corrélation (%)	Commentaires
77	$a_0= 23,67$	21,7	100 -97 87 -78 71	échantillon : Au
	$a_1= 33,41$	52,5	-97 100 -95 88 -81	(0,52 x 80,0 mm)
	$a_2= 52,31$	23,6	87 -95 100 -98 93	GELINA : 15 m
	$a_3= -5,44$	45,3	-78 88 -98 100 -99	dispositif 11
	$a_4= 0,19$	72,2	71 -81 93 -99 100	détecteur type 2
78	$a_0= 11,30$	57,6	100 -97 87 -78 70	échantillon : Rh
	$a_1= 51,03$	45,6	-97 100 -95 87 -81	(0,25 x 80,0 mm)
	$a_2= 38,12$	44,9	87 -95 100 -98 93	GELINA : 15 m
	$a_3= -3,38$	103,7	-78 87 -98 100 -99	dispositif 11
	$a_4= 0,13$	149,3	70 -81 93 -99 100	détecteur type 2
79	$a_0= 9,98$	66,9	100 -97 87 -77 70	échantillon : Rh
	$a_1= 50,06$	48,1	-97 100 -95 87 -80	(0,04 x 80,0 mm)
	$a_2= 36,19$	50,1	87 -95 100 -97 93	GELINA : 15 m
	$a_3= -2,79$	134,9	-77 87 -97 100 -99	dispositif 11
	$a_4= 0,14$	152,8	70 -80 93 -99 100	détecteur type 2
80	$a_0= 21,03$	24,6	100 -97 87 -78 71	échantillon : Th
	$a_1= 36,15$	49,0	-97 100 -95 88 -81	(0,52 x 80,0 mm)
	$a_2= 47,43$	26,5	87 -95 100 -98 93	GELINA : 15 m
	$a_3= -4,66$	53,9	-78 88 -98 100 -99	dispositif 11
	$a_4= 0,16$	86,0	71 -81 93 -99 100	détecteur type 2

Annexe B : Paramètres de résonances du ^{232}Th

Table B.1: Paramètres de résonances du ^{232}Th issus de l'ajustement par SAMMY. La largeur radiative Γ_γ a été fixée à 24,3 meV. Les incertitudes associées sont uniquement de nature statistique.

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
8.352	0.030	1/2	1	0.0001	0.0001
13.134	0.043	1/2	1	0.0001	0.0001
21.803	0.000	1/2	0	2.1165	0.0096
23.461	0.000	1/2	0	4.0556	0.0181
36.990	0.054	3/2	1	0.0005	0.0002
38.175	0.077	1/2	1	0.0001	0.0001
41.062	0.068	3/2	1	0.0004	0.0002
47.081	0.043	1/2	1	0.0021	0.0006
49.903	0.074	3/2	1	0.0004	0.0002
55.293	0.087	1/2	1	0.0004	0.0002
58.823	0.010	1/2	1	0.0146	0.0009
59.513	0.000	1/2	0	3.7508	0.0290
64.661	0.092	1/2	1	0.0006	0.0003
69.215	0.002	1/2	0	42.4246	0.2787
90.145	0.057	3/2	1	0.0030	0.0009
98.069	0.069	3/2	1	0.0028	0.0009

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
103.668	0.062	3/2	1	0.0036	0.0009
112.134	0.042	3/2	1	0.0061	0.0011
113.016	0.001	1/2	0	13.3876	0.1821
118.023	0.111	3/2	1	0.0013	0.0006
120.853	0.001	1/2	0	23.2301	0.2511
128.177	0.011	1/2	1	0.0824	0.0035
129.168	0.001	1/2	0	3.3710	0.0260
145.856	0.013	1/2	1	0.0860	0.0043
148.220	0.076	3/2	1	0.0053	0.0019
154.328	0.007	1/2	0	0.2041	0.0071
167.209	0.039	3/2	1	0.0115	0.0031
170.359	0.003	1/2	0	62.8438	0.7825
178.915	0.040	3/2	1	0.0157	0.0060
192.690	0.002	1/2	0	17.9446	0.3860
196.263	0.018	1/2	0	0.0999	0.0274
199.372	0.002	1/2	0	9.6769	0.1760
202.696	0.031	3/2	1	0.0188	0.0080
210.985	0.058	3/2	1	0.0118	0.0043
219.490	0.019	3/2	1	0.0361	0.0126
221.242	0.002	1/2	0	31.3810	0.5972
230.697	0.161	3/2	1	0.0034	0.0017
234.238	0.020	3/2	1	0.0110	0.0055
242.443	0.017	1/2	1	0.0439	0.0211
251.587	0.003	1/2	0	34.4123	0.7255
258.350	0.144	3/2	1	0.0080	0.0032
263.171	0.002	1/2	0	21.2249	0.6211
272.677	0.173	3/2	1	0.0047	0.0022
276.871	0.060	1/2	1	0.0180	0.0088
285.848	0.003	1/2	0	34.3959	0.9483

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
290.665	0.049	3/2	1	0.0277	0.0128
299.865	0.018	3/2	1	0.0248	0.0124
302.606	0.029	3/2	1	0.0803	0.0111
305.554	0.003	1/2	0	33.3281	1.0484
309.530	0.065	3/2	1	0.0339	0.0136
319.448	0.181	3/2	1	0.0070	0.0035
329.009	0.005	1/2	0	77.4878	1.7990
334.653	0.103	1/2	1	0.0148	0.0082
338.226	0.086	3/2	1	0.0312	0.0092
341.925	0.004	1/2	0	47.5604	1.3865
351.941	0.070	3/2	1	0.0313	0.0134
361.012	0.043	1/2	1	0.0429	0.0177
365.271	0.004	1/2	0	26.8695	1.2655
369.388	0.004	1/2	0	25.0853	1.1454
380.643	0.079	1/2	1	0.1242	0.0220
391.839	0.025	3/2	1	0.0737	0.0363
400.989	0.004	1/2	0	11.1194	0.2335
402.247	0.022	1/2	0	0.1799	0.0849
411.902	0.021	1/2	1	0.2551	0.1152
420.908	0.016	1/2	0	0.5513	0.1994
427.844	0.223	1/2	1	0.0154	0.0079
454.323	0.011	1/2	0	1.1876	0.3993
459.920	0.032	1/2	1	0.0249	0.0124
462.623	0.007	1/2	0	71.7777	2.6677
466.393	0.031	3/2	1	0.0561	0.0278
470.972	0.123	3/2	1	0.0331	0.0119
476.549	0.019	3/2	1	0.0778	0.0392
488.895	0.007	1/2	0	61.6964	2.6385
499.884	0.232	3/2	1	0.0154	0.0087

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
510.553	0.007	1/2	0	3.9235	0.9595
528.614	0.004	1/2	0	14.6122	1.1740
533.404	0.013	3/2	1	0.1307	0.0637
535.779	0.013	1/2	0	0.3337	0.1726
540.335	0.011	1/2	0	1.0235	0.4867
550.001	0.208	3/2	1	0.0314	0.0132
569.947	0.006	1/2	0	29.4499	1.3252
573.873	0.016	1/2	1	0.8254	0.3048
578.242	0.009	1/2	0	2.3567	0.8761
584.182	0.029	1/2	1	0.0297	0.0146
594.388	0.020	1/2	1	0.1038	0.0519
598.400	0.008	1/2	0	10.7431	3.2946
617.630	0.147	1/2	0	6.94586	1.1732
625.048	0.018	1/2	1	0.0517	0.0259
627.747	0.025	3/2	1	0.0187	0.0093
634.104	0.030	3/2	1	0.0159	0.0079
644.715	0.019	3/2	1	0.1144	0.0549
656.733	0.008	1/2	0	58.5630	4.6540
660.303	0.284	3/2	1	0.0026	0.0013
665.356	0.004	1/2	0	23.0929	3.0671
675.300	0.019	1/2	0	220.7970	9.4404
687.576	0.009	1/2	0	56.4215	5.0405
695.613	0.033	3/2	1	0.0799	0.0401
701.221	0.009	1/2	0	17.3701	0.4185
704.730	0.111	1/2	1	0.2972	0.1500
704.925	0.026	3/2	1	0.1300	0.0655
713.011	0.005	1/2	0	25.3387	3.9215
720.017	0.273	1/2	1	0.0655	0.0319
724.268	0.025	1/2	1	0.2328	0.1164

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
741.201	0.021	1/2	0	192.2430	11.1344
745.746	0.280	3/2	1	0.0392	0.0331
759.194	0.086	1/2	1	0.1429	0.0695
765.063	0.037	1/2	1	1.4217	0.1541
770.425	0.009	1/2	1	0.1890	0.0944
773.492	0.307	3/2	1	0.0019	0.0010
778.845	0.011	1/2	0	164.0890	4.5660
794.273	0.072	3/2	1	0.0479	0.0240
804.286	0.019	1/2	0	194.7530	10.7986
809.463	0.018	1/2	1	0.4182	0.2118
817.000	0.027	3/2	1	0.1184	0.0594
821.378	0.014	1/2	1	2.0103	0.7186
829.321	0.013	3/2	1	0.1390	0.0695
837.040	0.007	1/2	0	1.5808	0.7542
845.358	0.202	1/2	0	3.0606	0.7373
848.349	0.014	3/2	1	0.1495	0.0720
851.183	0.008	1/2	1	0.9989	0.5280
866.449	0.014	1/2	0	209.1290	6.3235
868.891	0.019	1/2	0	0.6868	0.3704
878.406	0.020	1/2	1	0.1560	0.0784
885.200	0.010	3/2	1	0.4079	0.2101
890.170	0.008	1/2	0	51.8967	8.3299
900.424	0.011	3/2	1	0.2673	0.1353
906.813	0.008	1/2	0	1.5444	0.8633
915.102	0.048	3/2	1	0.0997	0.0497
919.392	0.008	1/2	1	0.5038	0.2462
927.438	0.009	3/2	1	0.2890	0.1415
934.787	0.023	3/2	1	0.3195	0.1645
943.288	0.004	1/2	0	57.9942	10.7280

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
955.772	0.133	3/2	1	0.1021	0.0497
963.051	0.009	1/2	0	4.2590	2.7666
974.475	0.016	1/2	1	0.0932	0.0462
983.007	0.004	1/2	0	40.6955	9.5411
990.566	0.023	1/2	0	114.6050	11.4486
996.957	0.060	3/2	1	0.6316	0.2885
1001.773	0.011	3/2	1	0.1896	0.0955
1010.611	0.034	1/2	0	144.5700	19.6499
1022.807	0.011	1/2	1	0.2149	0.1076
1029.180	0.057	3/2	1	0.3421	0.1685
1040.323	0.190	1/2	0	25.4414	6.2942
1044.367	0.016	1/2	1	0.8736	0.4456
1049.532	0.010	3/2	1	0.3113	0.1547
1055.231	0.053	1/2	1	0.6137	0.2975
1063.549	0.006	3/2	1	0.3770	0.1973
1065.059	0.016	1/2	0	2.9192	2.0979
1085.305	0.124	1/2	1	0.0555	0.0279
1076.606	0.039	1/2	0	14.8334	6.1356
1093.551	0.008	1/2	0	1.7294	0.9966
1109.932	0.013	1/2	0	26.1307	12.0337
1115.461	0.010	1/2	0	2.4699	1.2413
1117.110	0.017	1/2	0	1.1547	0.5755
1121.114	0.014	1/2	0	2.9507	1.8795
1128.100	0.048	3/2	1	0.4128	0.2082
1133.269	0.009	1/2	0	1.0083	0.5146
1138.955	0.011	1/2	0	21.4328	9.1196
1150.437	0.017	1/2	0	22.9687	10.0041
1168.200	0.023	1/2	1	0.2951	0.1498
1177.871	0.018	3/2	1	0.4812	0.2307

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
1187.076	0.182	1/2	1	0.2876	0.1394
1194.950	0.015	1/2	0	1.7111	1.4307
1205.372	0.097	1/2	0	1.2586	0.8804
1216.367	0.054	3/2	1	0.3667	0.1783
1218.463	0.050	3/2	1	0.7207	0.3588
1226.243	0.020	3/2	1	0.0914	0.0462
1228.057	0.055	1/2	0	72.8494	24.3277
1234.257	0.019	3/2	1	0.8002	0.3755
1243.133	0.016	1/2	0	25.2126	10.5886
1248.886	0.048	1/2	0	101.7290	30.5022
1260.894	0.018	3/2	1	0.1521	0.0762
1261.723	0.088	3/2	1	0.5420	0.2787
1268.237	0.262	3/2	1	0.3064	0.1162
1269.608	0.026	1/2	0	54.6718	13.6770
1289.317	0.204	3/2	1	0.0469	0.0235
1292.158	0.050	1/2	0	151.8810	40.7484
1301.762	0.040	1/2	0	67.7886	18.7735
1308.144	0.187	3/2	1	0.2493	0.1096
1335.448	0.011	1/2	0	3.4887	2.0168
1346.869	0.011	1/2	0	1.1175	0.5784
1347.298	0.401	1/2	1	0.0000	0.0000
1354.890	0.031	1/2	0	68.1727	19.7856
1361.145	0.027	1/2	0	0.0163	0.0417
1372.885	0.015	3/2	1	1.0501	0.4800
1378.107	0.016	1/2	0	62.3944	19.8186
1388.038	0.059	3/2	1	0.1696	0.0819
1388.542	0.022	1/2	0	3.2806	1.6026
1397.870	0.056	1/2	0	146.6430	43.0421
1408.358	0.017	1/2	1	0.6363	0.3182

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
1418.584	0.174	1/2	1	0.9626	0.3103
1426.711	0.065	1/2	0	124.4380	35.8409
1433.804	0.016	1/2	0	51.8946	19.3428
1442.075	0.008	3/2	1	1.1743	0.5757
1450.146	0.018	1/2	1	0.1023	0.0509
1461.767	0.018	1/2	0	1.7690	0.9281
1466.268	0.026	1/2	1	1.1390	0.5629
1469.121	0.034	1/2	1	0.2465	0.1228
1479.174	0.021	1/2	0	2.5351	1.5356
1484.779	0.395	3/2	1	0.0790	0.0375
1504.345	0.033	3/2	1	0.0553	0.0277
1508.994	0.008	1/2	0	1.6453	0.8144
1510.655	0.056	1/2	0	1.8035	1.1990
1516.679	0.070	1/2	1	1.4178	0.7083
1518.752	0.095	1/2	0	195.5960	48.7288
1524.262	0.091	1/2	0	226.9380	54.3056
1556.061	0.010	1/2	0	8.0756	4.1468
1581.177	0.010	1/2	0	27.6882	11.9104
1589.508	0.093	1/2	0	344.1440	67.9639
1602.539	0.069	1/2	0	190.8240	43.9337
1612.749	0.016	1/2	0	1.6015	0.7950
1630.904	0.099	1/2	0	568.8680	105.5390
1640.661	0.050	1/2	0	96.6236	27.3021
1661.411	0.077	1/2	0	147.7810	56.5979
1667.396	0.092	3/2	1	0.1590	0.0783
1678.130	0.018	1/2	0	78.4719	23.2083
1691.690	0.016	1/2	1	2.0851	1.0545
1698.430	0.014	1/2	0	2.8043	1.4388
1705.657	0.014	1/2	0	6.9096	3.2694

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
1719.804	0.011	1/2	0	44.9276	19.2920
1727.685	0.012	3/2	1	1.2018	0.6023
1731.220	0.014	1/2	1	1.9900	1.0029
1740.721	0.008	1/2	0	6.6828	3.5305
1747.073	0.011	1/2	0	32.2012	16.8082
1752.458	0.029	3/2	1	0.1407	0.0702
1762.659	0.049	1/2	0	116.8800	42.1706
1766.183	0.354	3/2	1	0.4510	0.2140
1786.820	0.009	3/2	1	0.7138	0.3541
1794.736	0.094	3/2	1	0.0708	0.0353
1803.311	0.009	1/2	0	55.4439	28.5501
1811.922	0.033	1/2	0	54.5974	21.8025
1818.370	0.016	1/2	1	0.2816	0.1409
1823.952	0.063	1/2	0	157.0150	46.5626
1837.488	0.012	3/2	1	0.6820	0.3418
1850.448	0.091	1/2	1	1.8734	1.1747
1854.356	0.046	1/2	0	86.7632	25.8027
1861.241	0.006	1/2	0	62.3097	26.8081
1890.968	0.016	3/2	1	0.1544	0.0773
1903.299	0.019	1/2	0	11.7288	5.9407
1899.678	0.093	1/2	0	246.4160	49.7847
1930.105	0.031	1/2	0	13.8977	6.3706
1932.225	0.010	1/2	0	16.6758	8.2744
1937.308	0.242	1/2	1	0.2750	0.1362
1942.207	0.479	3/2	1	0.0055	0.0028
1950.441	0.096	1/2	0	198.3640	62.3160
1971.146	0.099	1/2	0	201.8380	73.4599
1985.123	0.018	1/2	1	1.1897	0.5977
1987.545	0.015	1/2	0	58.8672	27.5248

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
2007.975	0.024	1/2	0	79.7869	32.2846
2016.659	0.024	1/2	1	1.0970	0.5477
2021.588	0.007	1/2	1	1.1759	0.5900
2025.860	0.008	3/2	1	0.7270	0.3615
2037.137	0.010	3/2	1	0.5435	0.2727
2052.974	0.005	1/2	0	30.0050	12.1496
2058.514	0.008	3/2	1	0.2903	0.1446
2061.929	0.022	1/2	0	77.6696	33.6673
2071.968	0.008	1/2	1	1.7726	0.8841
2075.360	0.015	1/2	0	9.9446	4.7883
2080.370	0.030	1/2	0	8.7248	4.8842
2098.147	0.014	3/2	1	0.5732	0.2859
2117.277	0.039	1/2	0	129.1730	45.6172
2140.287	0.033	3/2	1	0.3720	0.1856
2147.216	0.026	1/2	0	108.4180	49.7793
2159.663	0.007	1/2	1	4.1769	2.0780
2162.771	0.106	1/2	0	198.3000	66.3485
2172.357	0.036	3/2	1	0.8906	0.4419
2177.568	0.053	1/2	0	150.9350	60.8825
2197.276	0.008	1/2	0	68.8590	31.9754
2200.835	0.014	1/2	1	4.4381	2.1930
2209.433	0.024	1/2	1	0.7850	0.3905
2217.774	0.024	1/2	0	19.8982	10.7740
2221.491	0.037	1/2	0	87.0853	41.1094
2234.770	0.012	3/2	1	1.4037	0.7003
2244.318	0.514	3/2	1	0.0241	0.0121
2247.461	0.197	3/2	1	0.0624	0.0311
2261.292	0.165	3/2	1	0.0368	0.0185
2272.353	0.132	1/2	0	29.5380	5.0904

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
2276.072	0.151	1/2	0	266.4850	72.7040
2285.606	0.147	1/2	0	303.1640	102.9230
2309.316	0.082	3/2	1	1.7931	0.8711
2314.332	0.127	3/2	1	0.7918	0.3547
2322.168	0.007	1/2	1	1.1759	0.5883
2331.049	0.012	3/2	1	1.1062	0.5536
2335.553	0.124	1/2	0	241.8770	83.4654
2345.841	0.036	1/2	1	4.4436	2.2483
2352.228	0.006	1/2	0	11.5393	5.6840
2355.210	0.022	1/2	0	14.8651	7.8941
2362.977	0.037	3/2	1	0.3077	0.1545
2370.007	0.021	3/2	1	0.5800	0.2904
2374.750	0.082	1/2	0	206.0490	80.6479
2383.944	0.009	3/2	1	1.3985	0.6989
2392.102	0.007	1/2	1	1.0571	0.5297
2407.842	0.194	1/2	1	0.5152	0.2585
2414.766	0.290	3/2	1	0.2807	0.1424
2418.522	0.055	1/2	0	187.6710	76.2128
2424.402	0.008	3/2	1	1.2217	0.6049
2429.317	0.011	3/2	1	1.5063	0.7360
2437.533	0.006	3/2	1	1.1635	0.5830
2441.706	0.011	1/2	0	14.6012	7.4627
2453.159	0.008	1/2	0	8.5720	4.2820
2455.678	0.180	1/2	0	240.9410	85.1336
2464.122	0.015	1/2	1	3.6769	1.8969
2475.931	0.030	1/2	1	1.3111	0.6536
2481.888	0.195	3/2	1	0.2671	0.1336
2493.389	0.026	1/2	0	9.2635	4.1905
2503.491	0.025	3/2	1	0.3073	0.1536

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
2508.312	0.173	1/2	0	451.3180	135.3420
2526.360	0.080	1/2	0	198.2690	68.8377
2536.910	0.011	3/2	1	1.1430	0.5736
2545.240	0.112	3/2	1	0.2086	0.1042
2549.865	0.507	3/2	1	0.1962	0.1001
2558.773	0.009	1/2	1	4.2739	2.1191
2563.354	0.377	1/2	0	439.9890	166.1080
2568.845	0.026	1/2	0	105.3170	47.9244
2584.827	0.302	3/2	1	0.5364	0.2763
2591.303	0.034	1/2	1	2.1152	1.0501
2596.712	0.021	3/2	1	0.4175	0.2091
2605.076	0.010	3/2	1	1.2746	0.6378
2614.338	0.027	1/2	0	121.4730	50.9954
2626.638	0.026	1/2	0	14.2032	6.7859
2634.855	0.101	1/2	0	226.5900	99.8561
2655.902	0.008	1/2	1	4.8856	2.4372
2663.255	0.244	1/2	0	247.2150	87.8437
2670.196	0.016	1/2	1	0.8026	0.4015
2679.184	0.050	1/2	0	30.4560	13.2472
2688.147	0.179	1/2	0	295.3220	117.4170
2700.601	0.025	1/2	1	2.7019	1.3489
2715.074	0.103	1/2	0	624.8810	117.2230
2723.888	0.332	1/2	0	15.0899	3.9420
2733.143	0.254	1/2	0	347.7720	154.8580
2749.070	0.010	1/2	0	13.4213	6.5738
2751.645	0.072	1/2	0	6.3403	3.2111
2775.567	0.510	1/2	0	88.5836	32.9570
2783.143	0.015	1/2	1	3.5138	1.7572
2792.099	0.129	1/2	0	246.7890	103.2190

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
2803.818	0.016	1/2	0	7.1137	3.5345
2811.669	0.236	3/2	1	0.0993	0.0498
2817.944	0.053	1/2	0	3.2765	1.8461
2828.694	0.007	3/2	1	0.7279	0.3660
2836.221	0.023	1/2	0	72.9893	34.4494
2840.235	0.016	3/2	1	0.8756	0.4370
2845.777	0.017	1/2	1	1.0167	0.5078
2852.061	0.210	1/2	0	284.4640	120.2170
2862.950	0.018	1/2	0	9.3418	4.6326
2871.774	0.015	3/2	1	1.1457	0.5738
2885.307	0.017	1/2	0	10.2291	5.0518
2896.893	0.011	3/2	1	1.8991	0.9440
2910.871	0.007	3/2	1	1.5802	0.7899
2916.324	0.102	1/2	0	5.6241	3.2308
2924.578	0.040	1/2	1	1.4766	0.7374
2933.324	0.019	1/2	1	2.9602	1.4732
2942.147	0.014	3/2	1	0.9860	0.4926
2948.414	0.228	1/2	0	205.2420	72.1667
2959.948	0.022	1/2	0	77.9926	32.3592
2968.413	0.016	1/2	0	13.2912	6.5161
2973.767	0.011	1/2	1	3.6589	1.8239
2980.992	0.015	1/2	0	10.2392	5.0303
2989.929	0.144	1/2	0	65.3303	20.8200
2997.146	0.011	3/2	1	1.1634	0.5812
3005.367	0.593	3/2	1	0.0385	0.0186
3018.692	0.446	1/2	0	21.7143	6.7631
3026.889	0.240	1/2	0	293.0700	119.8470
3041.235	0.017	1/2	0	44.0189	24.8963
3051.500	0.489	1/2	1	0.2559	0.1283

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
3061.493	0.021	1/2	0	39.4453	20.5973
3080.192	0.007	1/2	1	5.8985	2.9513
3084.436	0.257	1/2	0	78.1314	35.4896
3107.830	0.007	1/2	0	12.4413	6.1293
3111.784	0.016	1/2	0	53.3511	24.5801
3120.439	0.007	1/2	1	3.3806	1.6892
3149.159	0.106	1/2	0	163.7190	74.5116
3152.641	0.086	1/2	0	127.3770	67.5469
3169.651	0.027	3/2	1	0.4567	0.2283
3186.677	0.013	1/2	1	1.8230	0.9134
3190.627	0.121	1/2	0	0.5030	1.2484
3208.472	0.187	1/2	0	223.6780	94.7855
3215.813	0.008	1/2	1	3.8270	1.9146
3231.326	0.023	1/2	0	16.3641	8.0805
3240.293	0.008	3/2	1	1.7535	0.8755
3245.068	0.013	1/2	0	15.9341	7.8317
3252.796	0.232	1/2	0	199.6910	85.9006
3272.330	0.055	1/2	0	33.7462	14.6796
3294.483	0.380	1/2	0	320.8370	160.9820
3308.371	0.615	3/2	1	0.2353	0.1202
3320.332	0.029	3/2	1	2.4080	1.2367
3335.588	0.141	1/2	0	13.1115	5.1176
3342.221	0.084	1/2	0	181.9860	84.6975
3353.954	0.023	1/2	0	9.3636	4.6021
3363.184	0.019	3/2	1	1.9458	0.9724
3383.818	0.222	1/2	0	198.9370	86.8083
3411.775	0.010	1/2	0	10.1902	5.0931
3438.657	0.008	1/2	1	2.8794	1.4399
3445.388	0.033	1/2	0	23.4750	11.0370

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
3458.709	0.020	3/2	1	0.6874	0.3429
3474.432	0.024	1/2	0	10.2873	5.0340
3501.705	0.012	3/2	1	0.2973	0.1484
3514.755	0.244	3/2	1	0.3140	0.1553
3520.843	0.165	1/2	0	179.6530	80.8783
3546.185	0.013	1/2	1	4.6458	2.3187
3552.125	0.037	3/2	1	0.4253	0.2120
3571.292	0.007	1/2	1	6.3061	3.1535
3576.776	0.034	1/2	0	18.3520	9.4329
3596.390	0.025	1/2	0	14.7656	7.4194
3611.416	0.310	1/2	0	215.9250	89.1614
3620.735	0.014	1/2	0	9.1828	4.5508
3626.215	0.070	1/2	1	5.6362	2.8067
3640.774	0.015	1/2	1	4.2897	2.1435
3653.179	0.023	1/2	0	72.9942	37.7165
3669.267	0.007	3/2	1	1.7536	0.8770
3676.927	0.037	1/2	1	7.9704	4.0016
3695.156	0.102	1/2	1	0.9667	0.4839
3709.296	0.179	1/2	1	1.5135	0.7366
3719.263	0.047	1/2	0	26.3016	12.6860
3722.928	0.290	1/2	0	264.1160	93.5718
3735.605	0.020	1/2	0	58.4483	27.2277
3747.717	0.013	1/2	1	1.3331	0.6669
3761.444	0.058	1/2	0	13.6295	6.5538
3782.672	0.172	1/2	1	0.4378	0.2170
3788.842	0.005	1/2	0	40.5251	19.8313
3801.920	0.664	3/2	1	0.1477	0.0729
3817.255	0.384	3/2	1	0.4244	0.2063
3824.214	0.030	1/2	0	54.1557	27.2778

Table B.1: continuation

Energie (eV)	Incertitude (eV)	J (unités \hbar)	ℓ (unités \hbar)	Γ_n (meV)	$d\Gamma_n$ (meV)
3826.170	0.340	1/2	0	303.9100	120.8590
3839.861	0.491	3/2	1	1.7754	0.8719
3851.217	0.028	1/2	0	18.9750	9.3529
3859.427	0.099	3/2	1	0.2992	0.1474
3873.374	0.063	1/2	0	98.2431	48.2888
3887.983	0.156	1/2	1	6.6480	3.2895
3906.564	0.324	1/2	0	341.0970	147.7990
3918.866	0.010	3/2	1	2.4644	1.2339
3925.093	0.010	1/2	1	5.3828	2.6892
3934.969	0.009	1/2	0	19.0392	9.3662
3956.850	0.010	1/2	1	3.2000	1.5945
3965.297	0.035	1/2	0	44.1000	21.1406
3972.960	0.168	1/2	0	113.9380	54.8680
3977.534	0.261	1/2	0	164.3920	90.4334
3996.909	0.011	1/2	0	9.7353	4.8527
4001.084	0.006	1/2	0	11.2486	5.6165

Liste des figures

1.1	Chaînes de formation et de décroissance des cycles thorium et uranium.	14
2.1	Les différents types d'interaction d'un neutron d'énergie incidente inférieure au MeV avec un noyau cible.	19
2.2	Sections efficaces totale, de diffusion, de capture, inélastique et de fission, issues de la bibliothèque ENDF, de réactions induites par neutrons sur le ^{232}Th	21
2.3	Correspondance en énergie E de la décroissance d'un état quantique de temps de vie τ fini.	22
3.1	Schéma d'une réaction de capture neutronique : pour une même énergie cinétique E_n de neutron incident, plusieurs voies de désexcitation sont ouvertes.	32
3.2	Effet sur les deux résonances saturées du ^{232}Th de l'auto-absorption et de la diffusion multiple. Ces rendements de capture ont été obtenus à partir des paramètres de résonance issus de la bibliothèque ENDF-B6.8 [24] pour une section efficace du ^{232}Th à 300 K et une épaisseur n_e de $4,119 \cdot 10^{-3}$ atome/barn.	35
3.3	Représentation (non à l'échelle) des événements au cours du temps : à chaque impulsion de protons, le "chronomètre" se déclenche à nouveau.	40
3.4	Visualisation de la cible de plomb.	42
3.5	Schéma de la ligne de faisceau n_TOF, au-delà de la cible de spallation. Les distances ne sont pas à l'échelle.	43
3.6	Position dans la salle expérimentale, des détecteurs en présence lors de la mesure du ^{232}Th	46
3.7	Photographie de quatre C_6D_6	47

3.8	A basse énergie le processus dominant est l'effet photoélectrique et entre 500 keV et 5 MeV l'effet Compton. Au-delà, les photons interagissent avec la matière essentiellement par la création de paires e^+e^- .	48
3.9	Signal moyenné d'un C_6D_6 .	50
3.10	Allure de l'évolution et de la prépondérance des largeurs à mi-hauteur relatives aux différentes distributions jouant un rôle dans la résolution expérimentale en énergie.	53
3.11	Flux mesuré par les chambres à fission issues de PTB.	55
4.1	Coupe longitudinale du C_6D_6 type Bicron (BC-537), l'appellation du photomultiplicateur étant XP4508B.	58
4.2	Coupe longitudinale du C_6D_6 type FZK, l'appellation du photomultiplicateur étant EMI9823QKB.	60
4.3	Sections efficaces de capture neutronique des matériaux situés dans le proche environnement des scintillateurs : celle de l'enveloppe en aluminium et du Teflon pour le Bicron, et celle de l'enveloppe constituée de fibre de carbone pour le FZK.	61
4.4	Détecteurs utilisés (type 1 à gauche et type 2 à droite) pour les mesures à GELINA.	62
4.5	Coupe longitudinale du dispositif au voisinage des C_6D_6 .	63
4.6	Réponse simulée des C_6D_6 à une source de photons d'énergie 4 MeV.	64
4.7	Efficacité simulée aux photons de l'ensemble des deux détecteurs FZK, en présence des échantillons de thorium, d'or et de plomb, comparé dans le cas du thorium, à l'efficacité de l'ensemble des deux Bicron dans les mêmes conditions expérimentales.	66
4.8	Contribution de différents matériaux à l'efficacité aux neutrons des deux détecteurs (FZK à gauche et Bicron à droite) sur la gamme énergétique de 0,1 eV à 1,0 MeV et pour un seuil fixé à 160 keV.	68
4.9	Comparaison des efficacités aux neutrons des deux détecteurs sur la gamme énergétique de 0,1 eV à 1,0 MeV, pour un seuil en énergie déposée fixé à 160 keV.	69
4.10	Distributions brutes (à gauche) et convoluées avec la résolution du photomultiplicateur (à droite) de l'énergie déposée dans l'ensemble des deux détecteurs FZK en réponse à 20 sources de photons isotropiques, ponctuelles en énergie, et distribuées uniformément dans le volume de l'échantillon de thorium mis à vide.	70

4.11	Fonction de pondération calculée pour le thorium et σ associé (en haut), et dispersion (en bas) déduite de la relation (4.11).	74
4.12	Distributions des réponses mesurée et simulée (puis convoluée) de C_6D_6 à GELINA, de la résonance de 16,4 keV du ^{206}Pb . La normalisation de ces spectres est arbitraire.	76
4.13	Comparaison des efficacités simulées et mesurées par le CENBG pour différentes énergies de photons.	77
4.14	Comparaison de taux de comptage de la mesure d'un échantillon de carbone à sa simulation, dans le cadre de la procédure d'analyse du bruit de fond à n_TOF. De ce bruit deux composantes apparaissent ici : celle des photons diffusés et celle issue de neutrons.	79
4.15	Taux de comptage mesuré de la réaction de capture (en rouge) et simulé des neutrons diffusés (en bleu) sur le thorium, entre 55 et 75 eV.	80
5.1	Type d'arbre décrivant la structure des données : à chaque branche est associé un paramètre.	85
5.2	Corrélation entre différents moniteurs du flux de neutrons incidents.	87
5.3	Visualisation tri-dimensionnelle des données extraites : zoom sur les deux premières résonances du thorium.	88
5.4	Calibration des deux C_6D_6 de type FZK (numéro 1 à gauche et numéro 2 à droite) avec les sources de ^{137}Cs , ^{60}Co et $^{238}Pu^{13}C$.	89
5.5	Fonctions de calibration déduites de l'ajustement des simulations aux mesures, pour chacun des deux détecteurs C_6D_6 .	90
5.6	Effet de la fonction de pondération sur les données du plomb.	91
5.7	Facteur de correction appliqué sur le rendement de capture du thorium, obtenu à partir d'une fonction de pondération issue d'une source de photons modélisée uniformément dans l'échantillon.	92
5.8	Distribution du temps entre deux événements consécutifs pour chacun des détecteurs et pour leur ensemble (à gauche). Facteur correctif (à droite) correspondant au temps mort déduit de l'équation (5.7).	94
5.9	Évolution qualitative de la réduction du bruit de fond à n_TOF. Il s'agit de plusieurs mesures d'un échantillon de carbone (6,35 mm x 20 mm) par deux C_6D_6 .	96
5.10	Rendement préliminaire de capture du thorium (en noir) et bruit de fond à reconstruire : mesures de l'activité de l'échantillon de thorium (en bleu), du bruit de fond ambiant (en vert) et d'un échantillon de plomb (en rose).	97

5.11 Ajustement de la résonance noire à 34,8 keV du filtre en aluminium sur la mesure du thorium.	99
5.12 Ajustements décrits par trois composantes (à gauche) des taux de comptage relatifs aux mesures d'un échantillon de plomb avec (en rouge) et sans (en bleu) filtre d'aluminium dans le faisceau, et atténuation (à droite) mesurée et simulée des photons du faisceau dans le filtre d'aluminium.	100
5.13 Rendement de capture du thorium et bruit de fond associé, pour un seuil en énergie de photons de 160 keV.	101
5.14 Flux de neutron ajusté de 0,1 eV à 1 keV et déterminé point par point jusqu'à 1 MeV.	102
5.15 Fraction des neutrons incidents sur un échantillon de 1,5 cm de diamètre.	103
5.16 Modélisation de la fonction de résolution de n_TOF.	105
5.17 Ajustements des deux premières résonances saturées du ^{232}Th situées à 21,8 eV et 23,4 eV (à gauche), ainsi que de la résonance saturée de l'or à 4,9 eV (à droite).	106
5.18 Panel de résonances ajustées sur quatre gammes d'énergie de neutrons.	108
5.19 Kernel de capture en fonction de la largeur neutronique. Les ondes s sont en rouge, tandis que les ondes p sont en bleu.	109
5.20 Ajustement de la résonance du ^{232}Th située à 69 eV.	109
5.21 Simulation du rendement de capture pour l'échantillon de ^{232}Th d'une épaisseur de $4,1 \cdot 10^{-3}$ atomes/barn pour une distribution uniforme et gaussienne tronquée, comparée avec le rendement calculé par SAMMY.	110
5.22 Détermination des ondes s (en rouge) et p (en bleu), basée sur celle de la largeur neutronique Γ_n de chacune des résonances du ^{232}Th . . .	114
5.23 Distribution observée de l'espacement D comparée à la distribution théorique de Wigner calculée pour $\langle D \rangle = 17,2$ eV.	115
5.24 Ajustement, pour des ondes s , du nombre de niveaux cumulés en fonction de leur largeur neutronique $g\Gamma_n$	116
5.25 Facteurs ajustés de correction due à l'auto-absorption et aux diffusions multiples calculés à partir de SESH dans les cas du ^{232}Th et de ^{197}Au	118
5.26 Section efficace de l'or dans la région des résonances non résolues. . .	119
5.27 Section efficace du thorium dans la région des résonances non-résolues.	120
5.28 Section efficace du thorium pour des énergies de neutrons comprises entre 40 keV et 1 MeV.	120

5.29	Comparaison des sections efficaces du thorium dans la région des résonances non-résolues déterminées pour un seuil en énergie détectée de photons de 160 keV et 1 MeV.	121
A.1	Coupe longitudinale du dispositif numéro 1.	135
A.2	Coupe longitudinale du dispositif numéro 2.	135
A.3	Coupe longitudinale du dispositif numéro 3.	136
A.4	Coupe longitudinale du dispositif numéro 4.	137
A.5	Coupe longitudinale du dispositif numéro 5.	137
A.6	Coupe longitudinale du dispositif numéro 6.	138
A.7	Coupe longitudinale du dispositif numéro 7.	139
A.8	Coupe transversale du dispositif numéro 8.	141
A.9	Coupe horizontale du dispositif numéro 9.	142
A.10	Coupe longitudinale du dispositif numéro 10.	143
A.11	Coupe longitudinale du dispositif numéro 11.	143

Liste des tableaux

1.1	Filières des réacteurs nucléaires en activité dans le monde.	7
1.2	Valeurs de η des noyaux fissiles ^{235}U , ^{239}Pu et ^{233}U pour des spectres de neutrons thermiques et de neutrons rapides.	12
2.1	Valeurs possibles du moment angulaire total J^π du ^{232}Th pour les ondes s , p et d	25
2.2	Définition des paramètres $\phi_{n,\ell}$, $S_{n,\ell}$ et $P_{n,\ell}$ en fonction de ρ pour les ondes s , p et d	27
3.1	Caractéristiques des échantillons mesurés.	51
4.1	Caractéristiques des matériaux constituant le détecteur type Bicron.	59
4.2	Caractéristiques des matériaux constituant le détecteur type FZK.	60
4.3	Caractéristiques des matériaux des détecteurs de type 1 et de type 2 employés à GELINA.	62
4.4	Caractéristiques des matériaux du dispositif expérimental modélisé.	63
4.5	Paramètres des fonctions de pondération calculées pour un seuil de 160 keV dans le cas des échantillons de thorium, d'or et de plomb mesurés dans le cadre de la campagne du thorium. Ces paramètres correspondent à un polynôme de 4 ^e ordre défini comme tel : $\sum_k a_k E^k$	73
5.1	Liste des prises de données exploitées pour l'analyse du thorium.	84
5.2	Coefficients de calibration en énergie de chacun des deux détecteurs.	90
5.3	Valeurs obtenues des paramètres de la fonction d'ajustement de la fraction de faisceau incident sur un échantillon de 1,5 cm de diamètre.	103
5.4	Paramètres de la fonction de résolution, valables de 1 eV à 1 MeV. Les unités sont telles que E est en eV et δt en ns.	105

5.5	Valeurs obtenues des largeurs neutroniques des résonances saturées de 21,8 eV et 23,4 eV du ^{232}Th , en comparaison avec les mesures d'Olsen (1982) [88], Rahn (1984) [87] et Stephenson (1998) [89], ainsi que les bibliothèques ENDF-B6.8 et JENDL3.3 (équivalent JEFF3.0).	106
5.6	Section efficace de la réaction de capture sur le ^{232}Th moyennée sur les intervalles d'énergie de neutrons $[E_{min} - E_{max}]$, et incertitudes statistiques associées.	122
5.7	Récapitulatif de la contribution de chacune des composantes principales de l'incertitude sur la section efficace.	123
A.1	Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 1. . . .	134
A.2	Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 2. . . .	136
A.3	Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 3. . . .	136
A.4	Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 4. . . .	137
A.5	Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 5. . . .	138
A.6	Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 6. . . .	139
A.7	Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 7. . . .	140
A.8	Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 8. . . .	141
A.9	Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 9. . . .	142
A.10	Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 10. . . .	143
A.11	Caractéristiques des échantillons relatifs au dispositif numéro 11. . . .	143
A.12	Résultats des fonctions de pondération calculées pour un détecteur pour les mesures de sections efficaces de capture à n_TOF au CERN en 2002 et 2003, ainsi que pour certaines mesures effectuées à GELINA. Les paramètres a_k correspondent à un polynôme du 4 ^e degré tels que : $W(E) = \sum_k a_k E^k$ avec W la fonction de pondération dépendante de l'énergie E déposée dans le C_6D_6	144
B.1	Paramètres de résonances du ^{232}Th issus de l'ajustement par SAMMY. La largeur radiative Γ_γ a été fixée à 24,3 meV. Les incertitudes associées sont uniquement de nature statistique.	158
B.1	continuation	159
B.1	continuation	160
B.1	continuation	161
B.1	continuation	162
B.1	continuation	163
B.1	continuation	164
B.1	continuation	165

B.1 continuation	166
B.1 continuation	167
B.1 continuation	168
B.1 continuation	169
B.1 continuation	170
B.1 continuation	171
B.1 continuation	172
B.1 continuation	173

Résumé

Dans le contexte de l'énergie nucléaire comme source d'énergie durable, un programme de recherche se concentre sur une nouvelle filière basée sur le cycle thorium. Le principal avantage de ce cycle, comparé au cycle uranium, est celui de la minimisation de la production d'actinides mineurs, dont l'impact radiologique à long terme représente un problème conséquent. Actuellement, les bases de données nucléaires ne fournissent pas, en terme de précision, des sections efficaces permettant d'entreprendre des calculs simulatoires plus réalistes pour ce type de réacteurs. La section efficace de capture neutronique du ^{232}Th en est un exemple. Par le biais de la collaboration n_TOF, dont le site expérimental situé au CERN est caractérisé par une résolution performante en énergie de neutrons couplée à un flux instantané de haute intensité, la mesure de cette réaction a été effectuée en 2002 à partir de deux détecteurs C_6D_6 . La problématique, consistant à déterminer l'efficacité de détection d'une cascade de rayonnements gamma possédant un comportement aléatoire, a été résolue par l'utilisation de fonctions de pondération. Celles-ci ont été obtenues par simulation Monte Carlo, grâce au code MCNP. L'extraction, la réduction des données ainsi que la description du flux de neutrons ont conduit à l'obtention du rendement de capture. Dans la région des résonances résolues, les paramètres de résonance décrivant la section efficace ont été déduits grâce au code SAMMY, incluant le traitement de la matrice R. Dans la région des résonances non-résolues, nous avons attribué à la section efficace une incertitude de 3,5% et une comparaison avec des mesures récentes montre un résultat cohérent.

Mots-clés : réaction de capture neutronique, cycle thorium, fonction de pondération, simulation MCNP, détecteurs C_6D_6 , n_TOF, section efficace, théorie de la matrice R

Abstract

Within the context of nuclear power as a sustainable energy resource, a program of research is concentrated on a new nuclear fuel cycle based on thorium. The main advantage, as compared to the uranium cycle, is a lower production of minor actinides, of which the radiological impact on the long term constitutes a problem. At present, nuclear data libraries don't provide cross sections of a good enough quality, allowing more realistic calculations from simulations related to these reactors. The ^{232}Th neutron capture cross section is an example. With the n_TOF collaboration, the measurement of this reaction was achieved in 2002 using two C_6D_6 detectors. The experimental area located at CERN, is characterized by an outstanding neutron energy resolution coupled to a high instantaneous neutron flux. The determination of the gamma-ray cascade detection efficiency, with a random behaviour, has been obtained by the use of weighting functions. These were deduced from Monte Carlo simulations with the code MCNP. Data extraction, reduction, and the description of the neutron flux have lead to the capture yield. In the resolved resonance region, the resonance parameters describing the cross section were deduced with the code SAMMY, using the R-matrix theory. In the unresolved resonance region, an uncertainty of 3,5% is found, and a comparison with recent measurements shows a good agreement.

Keywords: neutron capture reaction, thorium cycle, weighting function, MCNP simulation, C_6D_6 detectors, n_TOF, cross section, R-matrix theory