

Introduction

Les mesures de production de particules chargées induites par des neutrons rapides sont rares pour la gamme en énergie de neutrons au-delà de 20 MeV. Par exemple nos données sur l'aluminium sont uniques pour des énergies de neutrons entre 25 et 65 MeV. Pour l'oxygène, nos sections efficaces présentent le seul ensemble homogène de données pour neuf énergies de neutrons incidents entre 25 et 65 MeV. Les sections sur l'oxygène ont été préalablement mesurées par Subramanian *et al* 1986 à trois énergies de neutrons différentes (27.4, 39.7 et 60.7 MeV), mais leurs distributions angulaires sont incomplètes. La rareté de données mesurées s'explique par les difficultés dans la réalisation de ces expériences. En effet, les petites valeurs des sections à déterminer (allant jusqu'au μbarn) et la faible intensité des faisceaux de neutrons impliquent des longs temps de mesure auprès des accélérateurs. L'utilisation de cibles épaisses lors des expériences impliquent des corrections importantes à appliquer aux sections mesurées. En plus, de telles mesures sont toujours accompagnées d'un bruit de fond intense.

La connaissance des sections microscopiques expérimentales dans l'interaction des neutrons rapides avec différents éléments, permet d'obtenir une riche information sur les mécanismes d'interaction nucléaire et sur la structure des noyaux impliqués. En outre de telles données trouvent souvent leur utilité dans la science physique appliquée.

Dans ce qui suit, nous présentons les applications principales des sections microscopiques de production de particules chargées induites par neutrons rapides.

a) Les informations de physique nucléaire fondamentale

Les sections efficaces expérimentales pour neutrons ont un intérêt en elles-mêmes, et la disponibilité de telles sections pour de nombreux canaux de réaction et énergies de neutrons incidents est un pré-requis fondamental à toute évaluation théorique. Celles-ci permettent d'améliorer les descriptions des modèles et de guider les calculs. Dans certaines applications, comme par exemple le développement de réacteurs couplés à des accélérateurs, une variété considérable de noyaux est impliquée. Or, les expériences sont coûteuses et prennent du temps, ce qui limite le nombre de mesures pouvant être réalisées. Après adaptation des calculs aux données expérimentales existantes, les théoriciens sont supposés prédire des sections fiables pour une grande variété de noyaux et une large gamme en énergie incidente.

De nos jours, la production de particules chargées secondaires produites par interaction de neutrons est essentiellement décrite par des modèles de prééquilibre comme le modèle exciton ou par des modèles de cascades intranucléaires. La région d'énergie de neutrons dans laquelle nous travaillons (25-65 MeV) est une région de transition, où ces modèles nucléaires ont des difficultés à décrire les sections efficaces; les modèles de cascades intranucléaires donnent une bonne description des mécanismes de réactions à des énergies de neutrons au-delà de 100 MeV, et les modèles de noyaux composés et d'interaction directe décrivent bien les sections en dessous d'une énergie de neutrons de 20 MeV. Entre 25 et 65 MeV, certains efforts ont permis l'amélioration des modèles théoriques et la compréhension des mécanismes de réactions, spécialement pour les noyaux légers, mais des désaccords importants entre théorie (p. ex. Brenner et Prael 1989) et expériences (p. ex. Subramanian *et al* 1983, 1986, Slypen 1995) persistent.

La connaissance des sections efficaces doublement différentielles de particules chargées induites par des neutrons rapides sur des éléments légers (hydrogène, carbone, oxygène, azote, aluminium, silicium,...) est d'un grand intérêt pour le développement des modèles nucléaires. En effet, les données sur l'oxygène présentent un vrai défi pour ces

modèles théoriques. Vu le faible nombre de nucléons, les hypothèses statistiques sont délicates à établir, et le nombre de niveaux d'énergie nucléaires discrets bien définis est grand et ces derniers doivent donc être considérés directement dans les modèles. L'aluminium soulève un autre défi. Il est suffisamment lourd pour que les hypothèses statistiques utilisées dans les modèles nucléaires soient applicables (ces derniers reposent souvent sur une haute densité des états excités), mais il n'est pas assez lourd pour aboutir à une suppression de l'émission de particules chargées due à la barrière coulombienne. Par conséquent les modèles nucléaires d'évaporation et de prééquilibre incluant l'émission de particules complexes peuvent être testés.

Fréquemment, la connaissance de la structure individuelle du noyau joue un grand rôle lors de la réalisation de calculs. Ceci est particulièrement important pour des éléments légers où la formation de particules complexes à l'intérieur des noyaux doit être considérée explicitement (Brenner et Prael 1989). Des informations spectroscopiques sur les noyaux sont donc primordiales. L'analyse des spectres d'émission des différentes cibles permet entre autres d'étudier les mécanismes de réactions directes, tel le mécanisme d'échange de charges et de transfert de particule (Florent 1998), et d'obtenir ces informations spectroscopiques sur les noyaux impliqués. Dans ces cas c'est surtout la région des hautes énergies d'émission qui est intéressante à analyser, car elle donne des informations sur la structure nucléaire du noyau résiduel.

Des bons tests pour les différents modèles, sont ceux où les prédictions théoriques peuvent être comparées aux résultats des mesures de réactions induites par neutrons et par protons. Ainsi par exemple, nos données sur l'aluminium et l'oxygène associées aux données de Bertrand et Peelle 1969, 1973a,b (production de particules chargées induites par des protons incidents de 29, 39 et 61.5 MeV) donnent des informations complémentaires sur l'émission de particules induites par des nucléons. Ceci permet la comparaison de l'influence de l'isospin sur la grandeur relative de la production de particules chargées et conditionne plus sévèrement les modèles nucléaires.

Le fait de disposer d'un ensemble de données homogènes dans une gamme en énergie continue pour différents éléments, permet d'approcher de manière synthétique les mécanismes d'interaction des neutrons sur l'ensemble des éléments. Des efforts pourront être entrepris vers une compréhension phénoménologique de l'ensemble des sections efficaces de production de particules chargées induites par neutrons rapides. Des systématiques dans les réactions nucléaires permettraient alors de prédire les sections efficaces pour des éléments non-mesurés.

b) La dosimétrie neutron en radiothérapie (facteurs kerma)

Les développements en radiothérapie par neutrons rapides ont impliqué que l'évaluation et la mesure des facteurs kerma (KERMA= Kinetic Energy Released per MAss unit) pour des éléments à importance biomédicale (H,C,N,O,...) soient améliorées aux énergies de neutrons comprises entre 20 et 100 MeV. En effet, actuellement il existe dans le monde une vingtaine de centres de neutronthérapie et la plupart des facilités utilisent des faisceaux de neutrons d'énergie allant jusque 70 MeV. Les facteurs kerma sont utilisés principalement dans deux cas (Dimbylow 1982): (i) Ils sont requis pour convertir la dose mesurée avec une chambre d'ionisation en la dose absorbée par un tissu humain particulier lors d'un traitement aux neutrons (section 6.1). (ii) Si le spectre de neutrons est connu à un endroit précis, les facteurs kerma peuvent être appliqués pour déduire le kerma total. Une estimation de la dose absorbée peut alors être obtenue via la connaissance du kerma, en appliquant des faibles facteurs de corrections.

L'importance du facteur kerma réside donc dans le fait qu'il joue un rôle essentiel dans la détermination de la dose délivrée au patient lors d'un traitement en neutronthérapie. Il permet de déterminer l'énergie déposée dans les tissus humains lors de l'interaction des neutrons avec les différents composants des tissus en question. Pour chaque composant des tissus et chaque énergie de neutrons incidents, un facteur kerma doit être déterminé. Comme la composition du tissu humain (Muscle ICRU: 10.2% H, 12.3% C, 3.5% N, 72.9% O) diffère fortement de la composition des détecteurs (plastique A150: 10.1% H, 77.6% C, 3.5% N, 5.2% O), l'importance relative de la contribution de chaque élément au facteur kerma change. Ainsi par exemple dans le muscle ICRU c'est l'hydrogène et l'oxygène qui apportent la plus grande contribution au facteur kerma et donc à la dose, alors que dans le plastique A150 c'est l'hydrogène et le carbone. L'hydrogène apporte toujours une contribution considérable aux facteurs kerma, dû au grand transfert d'énergie lors de la diffusion n-p (Malu 1998, Corcalciuc *et al* 1999). Actuellement une précision de 3.5% est requise pour le rapport kerma tissu humain au kerma détecteur, et celle-ci ne peut être atteinte que par la réalisation de mesures systématiques.

Un test important pour la détermination de la précision des sections efficaces calculées est d'en déduire les facteurs kerma partiels (section 6.1) et de les comparer aux facteurs kerma partiels mesurés. Si les sections efficaces prédites par les modèles donnent des facteurs kerma partiels en accord avec les mesures, alors la prédiction de la dose absorbée donnée par un code de transport de faisceau (qui utilise ces sections calculées) est fiable.

Cette application importante des résultats expérimentaux est poursuivie en détail dans le cadre de cette dissertation, par la détermination des facteurs kerma pour oxygène et aluminium.

c) La dosimétrie dans des champs de radiation mixtes n- γ

L'aluminium est un des éléments utilisés lors de la construction de compteurs proportionnels insensibles aux neutrons (Dimbylow 1982). Des mesures de la dose absorbée induite par les deux composantes d'un champ de radiation mixte n- γ , requièrent l'utilisation de deux dosimètres qui présentent une sensibilité différente aux deux types de radiations. La sensibilité relative aux neutrons peut être minimisée en éliminant les matériaux contenant de l'hydrogène de la cavité et des parois des chambres à ionisation. En utilisant des matériaux de masse atomique moyen, des tissus équivalents pour photons peuvent être créés et l'insensibilité relative aux neutrons peut être atteinte. Des combinaisons appropriées sont C-CO₂, Al-Ar et Mg-Ar.

d) Le problème des vols à haute altitude

A haute altitude entre 11 et 20 km, la radiation dominante est constituée de neutrons, créés lors de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère ou les matériaux qui s'y trouvent (avions ou satellites). La présence de ces neutrons crée un double problème; d'une part celui de la radioprotection du personnel de vol et d'autre part celui des renversements de mémoires dans les circuits électroniques (SEU: Single Event Upset). Sur le plan de la radioprotection, il est envisagé depuis quelques années de donner au personnel de vol le statut de personnes professionnellement exposées (Wilson et Townsend 1988).

Sur le plan de la microélectronique, on estime qu'à une altitude de 10 km, 50% des erreurs d'ordinateur proviennent de neutrons (Diccello *et al* 1989). Un grand effort a donc été entrepris pour améliorer la compréhension du comportement de circuits électroniques soumis à des radiations, et pour optimiser leur résistance aux radiations. Les données sur l'aluminium et l'oxygène trouvent ainsi leur application lors de l'étude de la réponse de composantes électroniques aux champs de radiation contenant des neutrons rapides. Les sections efficaces

d'interaction de neutrons rapides avec le silicium et l'oxyde de silicium sont les ingrédients de base pour comprendre et quantifier les mécanismes qui provoquent les renversements de mémoires dans les circuits électroniques. La connaissance précise des sections efficaces est requise pour valider les modèles théoriques conçus par les scientifiques engagés dans les problématiques décrites ci-dessus (Tang 1996). Les éléments ^{27}Al et ^{28}Si étant des noyaux proches, la comparaison des sections efficaces de ces éléments a permis de montrer que avec une bonne approximation, les sections de l'aluminium peuvent être utilisées pour des études sur le silicium (Lambert 1997, Lambert *et al* 1997, Benck *et al* 1998e).

e) Nouvelles technologies auprès des réacteurs

Un nouveau domaine d'application qui nécessite une base de données évoluée pour une quantité considérable d'éléments est celui du développement de réacteurs sous-critiques couplés à des accélérateurs de protons de haute énergie. Dans un tel système, un faisceau de protons est utilisé pour produire un flux intense de neutrons qui à son tour est utilisé pour l'incinération des déchets nucléaires de haute activité, la production d'énergie ou l'activation de radio-isotopes pour des applications médicales. Contrairement aux réacteurs à fission classiques, la production d'énergie avec un système hybride s'accompagne d'une formation minimale d'actinide à long temps de vie (Cugnon 1998). Généralement un faisceau intense de protons, d'énergie 1 GeV et d'une intensité de plus de 10 mA, bombarde une grande cible constituée de plomb ou/et bismuth. Des estimations théoriques et des mesures de test montrent que suite à ce bombardement, un spectre de neutrons est créé avec un maximum vers 100-150 MeV et qui couvre une gamme en énergie s'étendant jusqu'à 250 MeV. Environ 85% des réactions induites dans le matériau sont dues à ces neutrons et le reste est dues à d'autres particules chargées secondaires produites ou au faisceau de protons incidents. Donc, la connaissance des sections efficaces de neutrons pour une grande quantité d'éléments et d'énergies incidentes, joue un rôle important dans l'optimisation de la performance des systèmes hybrides.

*
* *

Cette dissertation présente les mesures des sections efficaces doublement différentielles ($d^2\sigma/dE d\Omega$) pour les réactions $^{16}\text{O}(n,px)$, $^{16}\text{O}(n,dx)$, $^{16}\text{O}(n,tx)$, $^{16}\text{O}(n,\alpha x)$, $^{27}\text{Al}(n,px)$, $^{27}\text{Al}(n,dx)$, $^{27}\text{Al}(n,tx)$ et $^{27}\text{Al}(n,\alpha x)$, où x représente d'autres particules chargées ou neutres produites. Leurs distributions angulaires couvrent 15 angles allant de 20° à 160° par pas de 10° pour toutes les particules sortantes, à neuf énergies de neutrons incidents: 28.5 ± 1.5 , 31.5 ± 1.5 , 34.5 ± 1.5 , 37.5 ± 1.5 , 41.0 ± 2.0 , 45.0 ± 2.0 , 49.0 ± 2.0 , 53.5 ± 2.5 et 62.7 ± 2.0 MeV. Pour les protons et deutons, les distributions angulaires sont complètes à toutes les énergies de neutrons incidents. Pour les tritons et alphas, les distributions angulaires sont quasi-complètes (140° et 150° manquent) pour l'énergie de neutrons incidents 62.7 MeV. Pour les autres énergies, dû à un manque de statistique, les spectres en énergie sont seulement extraits pour des angles de l'hémisphère avant (entre 20° et 80°) ou sont en dessous du seuil de sensibilité de la mesure pour les énergies de neutrons les plus basses ($E_n < \sim 35$ MeV).

A partir de ces résultats, les sections différentielles en énergie ($d\sigma/dE$) et en angle ($d\sigma/d\Omega$), ainsi que les sections totales de production σ_T ont été obtenues. Les facteurs kerma pour l'oxygène et l'aluminium ont été déterminés.

Cette dissertation est subdivisée en 7 chapitres:

Les différents modèles (modèle de cascade intranucléaire, modèle exciton, théorie quantique de Feshbach-Kerman-Koonin) ainsi que les notions théoriques sont présentés dans le premier chapitre.

Dans le deuxième chapitre le dispositif expérimental est discuté avec ses caractéristiques principales.

Le chapitre 3 est consacré à l'analyse des données. Il aborde la calibration en énergie et en temps des télescopes utilisés pour la détection des particules chargées produites. Il y est également expliqué comment les sections efficaces doublement différentielles sont obtenues à partir des informations enregistrées.

Après l'explication du traitement des données, le chapitre 4 décrit les caractéristiques fondamentales des mesures existantes, réalisées avec des neutrons (Subramanian *et al* 1983,1986, Brady et Romero 1979) et des protons (Bertrand et Peelle 1973a,b, 1969) incidents. Une comparaison entre les caractéristiques de notre mesure et celles des mesures existantes y est présentée.

Les résultats finaux concernant les sections doublement différentielles, différentielles en énergie et différentielles en angle ainsi que les sections totales sont présentés dans le chapitre 5. Ce chapitre inclut la comparaison aux mesures existantes et aux résultats de modèles théoriques.

Les facteurs kerma sont abordés dans le chapitre 6. L'importance du facteur kerma pour la dosimétrie aux neutrons est expliqué, de même que les méthodes de mesure ou de calcul. Une méthode originale d'extrapolation des facteurs kerma partiels jusqu'aux seuils en énergie des réactions (n,px) , (n,dx) , (n,tx) et $(n,\alpha x)$, est présentée et les résultats finaux sont comparés aux données expérimentales et théoriques.

Les conclusions du chapitre 7 reprennent les observations intéressantes soulevées lors de l'analyse et de la comparaison de nos données.

Introduction.....	1
--------------------------	----------

1. Les modèles théoriques

L'étude expérimentale de production de particules chargées légères induites par des neutrons rapides sur l'oxygène et l'aluminium traite en particulier les réactions $^{16}\text{O}(n,px)$, $^{16}\text{O}(n,dx)$, $^{16}\text{O}(n,tx)$, $^{16}\text{O}(n\alpha x)$, $^{27}\text{Al}(n,px)$, $^{27}\text{Al}(n,dx)$, $^{27}\text{Al}(n,tx)$ et $^{27}\text{Al}(n,\alpha x)$ pour plusieurs énergies de neutrons incidents entre 25 et 65 MeV. L'énergie incidente étant relativement élevée, les types de réactions précitées comprennent une multitude de canaux de réaction. Le Tableau 1.1 donne une liste des Q de réaction correspondant à différentes voies de réaction ouvertes. Les valeurs présentées dans le Tableau 1.1 se réfèrent uniquement à des réactions menant à l'état fondamental du noyau final. En tenant compte des différents états excités des noyaux finaux, la liste s'accroît considérablement.

Tableau 1.1 Q de réaction pour quelques canaux de réaction qui amènent le noyau final vers son état fondamental.

Voie de réaction	Q de réaction (MeV)	Voie de réaction	Q de réaction (MeV)
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	-1.83	$^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$	-2.22
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	-3.13	$^{16}\text{O}(n,\alpha n)^{12}\text{C}$	-7.16
$^{27}\text{Al}(n,d)^{26}\text{Mg}$	-6.05	$^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$	-9.64
$^{27}\text{Al}(n,pn)^{26}\text{Mg}$	-8.27	$^{16}\text{O}(n,d)^{15}\text{N}$	-9.90
$^{27}\text{Al}(n,\alpha n)^{23}\text{Na}$	-10.09	$^{16}\text{O}(n,pn)^{15}\text{N}$	-12.13
$^{27}\text{Al}(n,t)^{25}\text{Mg}$	-10.88	$^{16}\text{O}(n,2\alpha)^9\text{Be}$	-12.86
$^{27}\text{Al}(n,p\alpha)^{23}\text{Ne}$	-13.68	$^{16}\text{O}(n,t)^{14}\text{N}$	-14.48
$^{27}\text{Al}(n,2\alpha)^{20}\text{F}$	-13.96	$^{16}\text{O}(n,2\alpha n)^8\text{Be}$	-14.53
$^{27}\text{Al}(n,d\alpha)^{22}\text{Ne}$	-16.66	$^{16}\text{O}(n,p\alpha)^{12}\text{B}$	-19.75
$^{27}\text{Al}(n,2p)^{26}\text{Na}$	-16.80	$^{16}\text{O}(n,pd)^{14}\text{C}$	-20.11
$^{27}\text{Al}(n,dn)^{25}\text{Mg}$	-17.14	$^{16}\text{O}(n,dn)^{14}\text{N}$	-20.74
$^{27}\text{Al}(n,p\alpha n)^{22}\text{Ne}$	-18.88	$^{16}\text{O}(n,d\alpha)^{11}\text{B}$	-20.89
$^{27}\text{Al}(n,p2n)^{25}\text{Mg}$	-19.36	$^{16}\text{O}(n,2p)^{15}\text{C}$	-21.12
$^{27}\text{Al}(n,pd)^{25}\text{Na}$	-20.19	$^{16}\text{O}(n,pt)^{13}\text{C}$	-22.03
$^{27}\text{Al}(n,2\alpha n)^{19}\text{F}$	-20.56	$^{16}\text{O}(n,2pn)^{14}\text{C}$	-22.33
$^{27}\text{Al}(n,2pn)^{25}\text{Na}$	-22.42	$^{16}\text{O}(n,p2n)^{14}\text{N}$	-22.96
$^{27}\text{Al}(n,\alpha 2n)^{22}\text{Na}$	-22.51	$^{16}\text{O}(n,p\alpha n)^{11}\text{B}$	-23.12
$^{27}\text{Al}(n,pt)^{24}\text{Na}$	-22.94	$^{16}\text{O}(n,\alpha 2n)^{11}\text{C}$	-25.88
$^{27}\text{Al}(n,2d)^{24}\text{Na}$	-26.98	$^{16}\text{O}(n,2d)^{13}\text{C}$	-26.06

Une réaction exclusive est une réaction nucléaire spécifique où toutes les particules secondaires produites (éjectiles) et le noyau final sont connus. Chaque réaction indiquée dans le Tableau 1.1 est exclusive. Si on connaît la section exclusive pour chaque réaction donnant par exemple un proton dans la voie finale, leur somme donne la section inclusive de production de protons.

Les mesures réalisées sont de type inclusives et les sections efficaces obtenues à partir des mesures sont appelées sections inclusives (ou sections efficaces de production). Le spectre en énergie des sections efficaces d'une particule donnée est mesuré à un certain angle laboratoire q et s'étend d'une énergie minimale proche de zéro jusqu'à l'énergie maximale permise par la cinématique. Les sections efficaces inclusives dans ce spectre sont alors des

sections efficaces doublement différentielles $\frac{d^2 s}{dE d\Omega}(E, q) \left[\frac{\text{b}}{\text{MeV sr}} \right]$, où E est l'énergie

d'émission de la particule et W est l'angle solide de détection. Les sections différentielles en

angle ds/dW [b/sr] sont obtenues après intégration sur l'énergie des spectres aux différents angles. Les sections efficaces intégrées sur l'angle (ou différentielles en énergie) ds/dE [b/MeV] sont obtenues après intégration sur l'angle solide des distributions angulaires des sections doublement différentielles. La section efficace totale de production σ_T [b] inclut en plus une intégration sur l'énergie.

La section efficace totale de production ne doit pas être confondue avec la "section efficace totale". Cette dernière est la somme de la section efficace élastique et non-élastique. Elle représente la probabilité d'interaction d'un noyau cible avec le projectile. Le terme élastique dénote une réaction dans laquelle le projectile incident diffuse sur le noyau cible, avec conservation de l'énergie cinétique totale (l'état interne du noyau est inchangé par la réaction). Le terme non-élastique se réfère à des réactions nucléaires qui ne sont pas élastiques (où l'énergie cinétique n'est pas conservée). Par exemple, le noyau cible se casse, il peut être excité ou une réaction de transfert peut avoir lieu (échange de charges, etc). Les réactions non-élastiques incluent entre autres les réactions inélastiques, où le noyau final est le même que le noyau cible, mais dans un état excité.

La Figure 1.1 montre une représentation schématique des différents processus de réaction élastique et non-élastique:

- La diffusion élastique est un processus rapide, mais peut aussi avoir lieu après formation d'un noyau composé lorsque l'énergie du projectile est basse (inférieure à 10 MeV). Dans ce cas le noyau cible absorbe la particule incidente et après un réarrangement énergétique interne, il émet le projectile ou une autre particule du même type; le noyau final se retrouve à l'état initial. Cette contribution à l'élastique (appelée élastique composée) est petite.
- Une réaction directe s'effectue généralement en une seule étape. Elle permet l'excitation des premiers états discrets proches du niveau fondamental par des mécanismes précis d'interaction (p.ex diffusion inélastique, *knock-out*, réactions d'échange de charges, *pick-up*...). La distribution angulaire des particules induites par réaction directe est pointée dans la direction du projectile c-à-d vers l'hémisphère avant.
- Une réaction de prééquilibre est un processus qui se déroule en plusieurs étapes. Alors que le système tend vers un équilibre statistique de l'énergie entre les différents nucléons, des particules sont émises. Le système passe donc par des états intermédiaires en complexité, impliquant initialement très peu de degrés de liberté. Les particules sont émises avant que l'énergie du système ne soit répartie équitablement. Elles ont en moyenne une énergie relativement haute et leur distribution angulaire est dirigée vers l'avant.

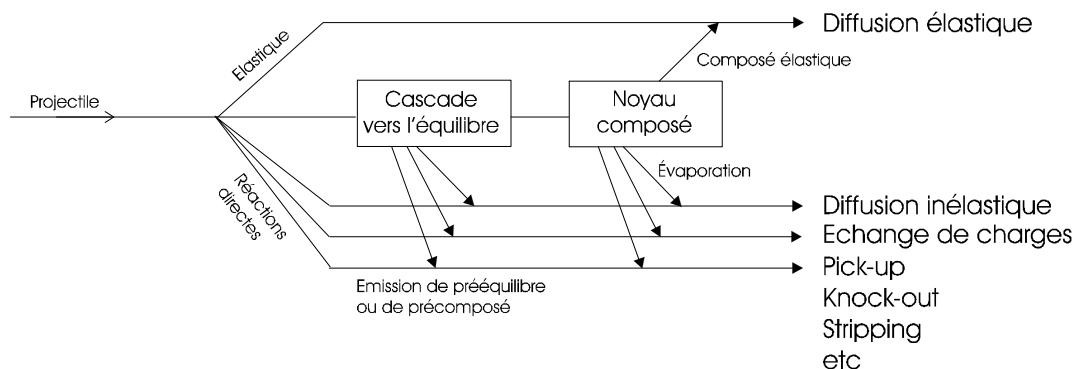


Figure 1.1 Représentation schématique du processus direct, de prééquilibre et de noyau composé dans une réaction nucléaire.

- Les réactions à noyau composé sont dominantes à basse énergie de projectiles incidents ou lorsque l'énergie du système a diminué après l'émission de plusieurs particules secondaires. Suite aux interactions successives, l'énergie interne du système résiduel est distribuée équitablement entre tous les degrés de liberté internes du système. La libération d'un des nucléons nécessite une reconcentration de l'énergie et donc le système passe un certain temps dans son état intermédiaire. Le noyau résiduel excité va se désexciter soit par évaporation (noyaux résiduels lourds), soit par *break-up* (noyaux résiduels légers). Les particules émises lors de ce processus présentent une distribution angulaire quasi-isotrope dans le centre de masse; le noyau composé équilibré ayant perdu toute information du processus qui l'a créé et de la direction du projectile.

Selon le type de réaction, la particule émise va peupler dans le spectre d'émission, les régions d'évaporation, de prééquilibre ou de réactions directes. La Figure 1.2 montre la contribution des différents mécanismes de réaction. Elle est purement schématique et l'importance relative des trois régions dépend de plusieurs facteurs: type de réaction, le noyau cible, le projectile, l'énergie incidente, le type de particule émise, l'angle de détection, etc. (Slypen 1995). Par exemple, à basse énergie incidente, la réaction nucléaire se déroule principalement par le processus de noyau composé, dans lequel la particule incidente est capturée par le noyau cible et son énergie est distribuée statistiquement parmi tous les nucléons dans le système composé. Cette réaction émettra préférentiellement des particules de basse énergie. Plus l'énergie incidente augmente, plus il est probable que l'émission de particules ait lieu lors des premières étapes de la réaction et la région de prééquilibre gagne en importance. La ligne en pointillés dans la Figure 1.2 montre le spectre de prééquilibre. Ceci montre que la séparation des trois régions n'est pas nette et que un processus de prééquilibre peut très bien produire des particules de très basse ou très haute énergie.

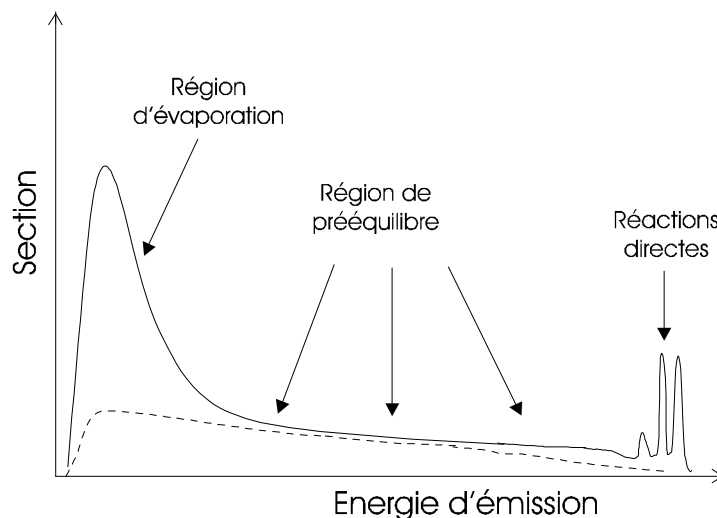


Figure 1.2 Schéma d'un spectre inclusif de particules chargées induites par des particules incidentes rapides.

La région des réactions directes aux hautes énergies d'émission est une source d'information concernant la structure nucléaire. Les sections élastiques et inélastiques sont calculées en utilisant le modèle optique. Pour les réactions directes de pick-up, knock-out, etc. une description des sections peut être faite par la théorie de Born des ondes planes PWBA (Plane Wave Born Approximation) ou des ondes distordues DWBA (Distorted Wave Born Approximation).

La région de prééquilibre est principalement due à l'émission primaire de particules dans le prééquilibre bien que l'émission d'une deuxième particule peut y apporter une contribution significative (Section 1.2.7). De nombreux modèles ont été développés pour

décrire cette région de prééquilibre comme le modèle de cascade intranucléaire de Brenner (Brenner *et al* 1981, Brenner et Prael 1989) (code INCA), le modèle exciton (Kalbach 1977, Young *et al* 1992) (code GNASH), le modèle quantique de Feshbach-Kerman-Koonin -FKK- (Feshbach *et al* 1980, Chadwick et Young 1993, Chadwick *et al* 1994b, Koning et Chadwick 1997) (code FKK-GNASH, code MINGUS).

Aux basses énergies, le pic d'évaporation est décrit en utilisant le modèle de break-up de Fermi qui est adapté aux noyaux légers (code INCA) ou le modèle de Hauser-Feshbach (code GNASH ou FKK-GNASH).

Dans la suite, on va décrire les modèles nucléaires utilisés pour calculer les sections efficaces doublement différentielles de production de particules chargées suivant l'interaction de neutrons rapides avec des noyaux légers. L'accent sera mis sur les modèles qui décrivent la région de prééquilibre. Cette dernière est une caractéristique importante des spectres aux énergies de neutrons auxquelles nous travaillons. Le Tableau 1.2 montre les particules émises et cibles dont les sections efficaces sont traitées par les différents modèles dans le cadre de cette étude de l'interaction de neutrons sur oxygène et aluminium.

Tableau 1.2 Les croix indiquent les particules émises (p=proton, d=deuton, t=triton, α =particule alpha) et cibles qui ont été traitées par les différents modèles de prééquilibre inclus dans les codes de calculs.

cible	O				Al			
éjectile	p	d	t	α	p	d	t	α
modèle de cascade intranucléaire (code INCA)	X	X	X	X				
modèle exciton (code GNASH)		X		X	X	X	X ^a	X
théorie quantique FKK (code FKK-GNASH (O), code MINGUS (Al))	X				X ^a			

^a des informations sur des spectres existent juste pour une énergie de neutrons incidents de 63 MeV

1.1. Le modèle de cascade intranucléaire

Dans cette dissertation, les résultats sur l'oxygène seront comparés aux sections efficaces obtenues à partir du modèle de cascade intranucléaire INCA (=INCA1+INCA2) de Brenner et Prael (Brenner *et al* 1981, Brenner et Prael 1989). Les auteurs ont développé un programme essentiellement basé sur les travaux de Chen *et al* 1968 et de Mathews *et al* 1982. Ils ont adapté le programme pour le traitement de noyaux cible légers. Dans ce chapitre seulement les grandes lignes de ce modèle seront mentionnées.

Le modèle de cascade intranucléaire décrit les spectres en énergie des particules émises dans la région de prééquilibre (INCA1) et d'évaporation (INCA2). Des techniques Monte-Carlo sont utilisées pour effectuer les calculs. Ces derniers sont basés sur les sections efficaces d'interaction nucléon-nucléon et incluent des potentiels nucléaires et des distributions réalistes de la matière nucléaire. De même, les états discrets de basse énergie sont considérés séparément avec leur largeur en énergie, spin, parité, isospin et probabilité de transition.

Dans les modèles de cascade intranucléaire le noyau est assimilé à un gaz de Fermi où les nucléons sont indépendants entre eux. On considère des réactions successives entre deux nucléons, le projectile et un nucléon du noyau cible, initiant alors une cascade d'interactions nucléon-nucléon qui distribue l'énergie du projectile sur un nombre croissant de nucléons (Figure 1.3). Le libre parcours moyen et l'énergie transférée lors de l'interaction à deux corps sont basés sur des sections efficaces de diffusion nucléon-nucléon (N-N) et leurs

distributions angulaires. Les collisions dans lesquelles chaque partenaire a une énergie finale inférieure à l'énergie de Fermi sont interdites par le principe d'exclusion de Pauli.

Les nucléons sont suivis dans le temps et dans l'espace. Pour chaque diffusion, la position de la collision à l'intérieur du noyau, l'énergie et la direction de chaque particule sont suivies explicitement dans une géométrie tridimensionnelle. Les particules recevant suffisamment d'énergie, sont émises. Les collisions sont suivies jusqu'à ce que toutes les particules aient une énergie inférieure à un certain minimum. Les produits de réaction qui s'échappent du système ainsi que le noyau résiduel excité sont enregistrés comme des événements. Les premiers pas de ce processus constituent une étape rapide (10^{-21} - 10^{-22} s).

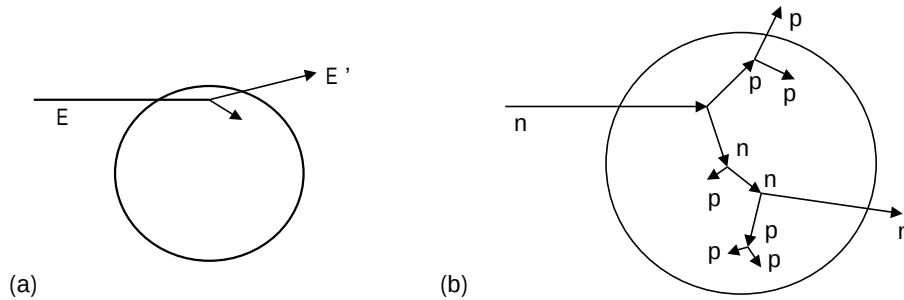


Figure 1.3 Représentation d'un événement type dans un calcul de Monte-Carlo: (a) diffusion inélastique suivant l'interaction du projectile avec un nucléon près de la surface du noyau cible; (b) une cascade d'interactions nucléon-nucléon avec émission de particules dans le prééquilibre.

A la fin de la cascade intranucléaire un noyau résiduel complètement équilibré se désexcite par un processus d'évaporation. Pour les noyaux légers, les principes statistiques sur lesquels se basent les modèles d'évaporation (noyaux lourds) ne sont plus entièrement vérifiés et le traitement de la désexcitation du noyau est réalisé suivant la méthode de break-up de Fermi (INCA2). Pour traiter la désexcitation des noyaux résiduels, leurs caractéristiques spectroscopiques (structure des niveaux nucléaires excités du noyau résiduel) sont introduites dans le programme et on traite la désintégration du noyau résiduel selon les poids statistiques de toutes les voies de sortie possibles. Lors des désexcitations, les règles de conservation de spin et d'isospin sont respectées. Les particules émises lors de ce processus sont également comptées comme des événements. Ce processus constitue une étape lente (10^{-15} - 10^{-19} s).

L'hypothèse de base des calculs INCA suppose que la réaction nucléaire est constituée d'une succession de collisions à 2 corps entre particules considérées indépendantes (libres). Celle-ci est seulement valide si le libre parcours moyen du projectile est plus grand que la distance entre les particules du noyau cible. Cette hypothèse est seulement valide pour des énergies au-delà de 100 MeV. Néanmoins, des bons résultats sont obtenus avec les modèles de cascade intranucléaire pour des énergies plus basses.

L'introduction de l'émission de particules complexes (*clusters*) dans le modèle de cascade intranucléaire a été réalisée par Mathews *et al* 1982. Il inclut la préformation de particules liées (d , α) dans le noyau cible. Brenner et Prael ont étendu cette idée vers la préformation d'autres particules complexes (t , ^3He , etc). L'interaction du projectile avec un cluster peut mener ou bien à l'émission de celui-ci ou à sa rupture. Dans le cas des noyaux légers comme carbone ou oxygène, le nombre de nucléons impliqués dans un cluster est important par rapport au nombre total de nucléons disponibles. Le choix du type de partenaire dans la collision (n , p , d , t , α , etc.) pour des réactions où des clusters peuvent intervenir est déterminé sur un nombre aléatoire et sur base des facteurs spectroscopiques du noyau cible (déduits théoriquement ou mesurés). Ces derniers sont bien connus pour les noyaux légers.

Le modèle de cascade intranucléaire ne décrit pas implicitement les réactions directes. Par exemple, Brenner et Prael n'incluent pas la diffusion élastique et inélastique dans leur analyse ainsi que la production de gammas (γ -ray). Pour les deutons, Brenner et Prael ont introduit une formule analytique basée sur la théorie PWBA, qui donne une description du processus de pick-up du proton (Subramanian *et al* 1983). En effet, aux angles de l'hémisphère avant, les spectres des deutons présentent un pic intense aux hautes énergies. Celui-ci est caractéristique de la structure du noyau final et correspond à l'état fondamental ainsi qu'aux deux ou trois niveaux excités du noyau résiduel. La section correspondant au pic est importante car elle peut atteindre jusqu'à 50% de la section totale du spectre. Pour ne pas sous-estimer les sections de production des deutons, Brenner et Prael ont été amenés à introduire la description du pic des deutons dans leurs calculs. Par contre, pour les autres particules, l'influence des niveaux excités des noyaux finaux est moindre, et est négligée dans le code INCA.

1.2. Le modèle exciton

Une grande simplification s'en suit si le système de coordonnées laboratoire du modèle de cascade intranucléaire est remplacé par l'espace de phase (densité d'états) (Blann 1975). Dans ce cas, il est seulement nécessaire de suivre la répartition temporelle de l'énergie entre les particules et trous et pas la direction où la position du nucléon à l'intérieur du noyau. De ceci résulte un grand gain dans la rapidité du calcul, mais l'inconvénient est la perte de toute notion de distribution angulaire si explicite que dans le modèle de cascade intranucléaire.

Tous les modèles travaillant dans l'espace de phase se basent sur l'hypothèse que tous les processus de transfert d'énergie se font par interaction binaire à toutes les énergies, comme c'est le cas dans le modèle de cascade intranucléaire pour les interactions à haute énergie. Tous les modèles supposent des processus incohérents, c-à-d que la phase des éléments de matrice est aléatoire (*implicit random phase approximation*).

Les modèles travaillant dans l'espace de phase et qui peuvent prédire des sections efficaces absolues, utilisent des sections de diffusion nucléon-nucléon corrigées pour tenir compte du principe d'exclusion de Pauli et utilisent la partie imaginaire du potentiel optique pour évaluer les taux de transition intranucléaire. Ce sont des modèles semi-classiques.

Le modèle exciton tel qu'il a été décrit par Kalbach 1977 a été introduit dans le code GNASH par Young *et al* 1992. Il permet de prédire des sections efficaces sur une grande gamme en énergie de 20 à 150 MeV dans le cas de neutrons incidents et jusqu'au GeV pour les protons. Dans le code GNASH, le modèle exciton décrit la région de prééquilibre, et la désexcitation du noyau résiduel est décrite par la théorie du noyau composé de Hauser-Feshbach (H-F). Cette dernière utilise, comme la théorie de break-up de Fermi, des informations expérimentales sur la structure des niveaux nucléaires excités des noyaux résiduels. Mais, contrairement à la théorie de break-up de Fermi, elle utilise le principe de "balance détaillée" pour prédire les taux d'émission de particules et de gammas. Ces derniers sont déterminés à partir de coefficients de transmission pour pénétrer la barrière du potentiel nucléaire (obtenus en considérant le processus inverse d'une particule incidente sur le noyau) et à partir de densités de niveaux du noyau résiduel excité (l'espace de phase de la réaction) (Chadwick *et al* 1999). La théorie de H-F respecte la conservation du moment angulaire et de la parité, et les noyaux résiduels, au moment où ils n'ont plus suffisamment d'énergie pour émettre des particules, atteignent leur état fondamental par émission de gammas.

Le modèle exciton est utilisé pour décrire les spectres des deutons et alphas dans le cas de l'oxygène et les spectres des protons, deutons, tritons et alphas dans le cas de

l'aluminium. Dans le cas des protons de l'oxygène, il permet de vérifier les résultats de la théorie quantique FKK (Section 1.3).

1.2.1 Les principes de base du modèle exciton

Des similitudes entre spectres en énergie au-delà de la région d'évaporation ont été observées depuis longtemps, pour différents noyaux cibles. Griffin (Griffin 1966,1967) a étudié les caractéristiques des spectres en énergie des réactions (p,n) sur différents noyaux et a développé son modèle exciton dans lequel il suppose que l'équilibre (noyau résiduel équilibré) entre cible et projectile est atteint par une succession d'interactions à deux corps comme présenté dans la Figure 1.4. Dans ce cas le noyau est assimilé à un gaz de Fermi et la distance $1/g$ entre les niveaux à particules individuelles est constante (modèle à espacement équidistant (Gadioli et Hodgson 1992)), chaque niveau étant défini par les nombres quantiques n, l, j . L'interaction du projectile avec la cible donne naissance à une configuration initiale simple caractérisée par un petit nombre d'excitons $n=p+h$ (nombre de particules excitées p + nombre de trous h). La réaction est alors supposée évoluer à travers des étapes à complexité croissante (n augmente). Pour simplifier le langage pour la suite, n sera appelé *nombre exciton*. Chaque étape est caractérisée par le nombre de particules excitées (p) et le nombre de trous (h) définis par rapport à l'énergie de Fermi dans la cible. Pour chaque nombre exciton n , il existe des configurations où des particules sont non-liées (Figure 1.4 b). Dans la Figure 1.4, e_i et e_{out} indiquent respectivement l'énergie de la particule incidente et sortante dans le centre de masse, B est l'énergie de liaison du noyau (généralement de l'ordre de 8 MeV) et e_F est l'énergie de Fermi (environ 40 MeV), U est l'énergie d'excitation du noyau après émission d'une particule. De indique le gain ou la perte en énergie d'une particule lors d'une transition.

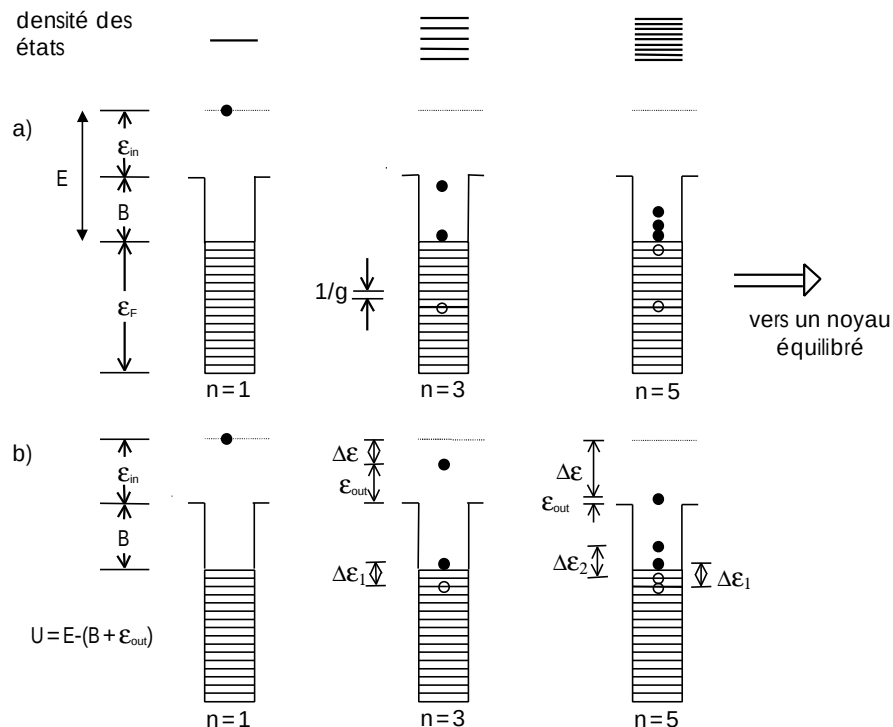


Figure 1.4 Représentation du processus d'équilibration du noyau comme décrit par le modèle exciton: a) les particules sont liées et donc ne peuvent pas être émises, b) il y a au moins une particule qui est non-liée et qui peut être émise avec une certaine énergie e_{out} .

Griffin fait l'hypothèse que (i) chaque répartition de l'énergie pour un nombre d'excitons n donné est équiprobable durant le processus vers l'équilibre, c-à-d que tous les

états ayant la même configuration p et h , la même énergie d'excitation E et la même parité sont équiprobables et que (ii) tous les modes de désintégration ont la même probabilité. Il suppose aussi la prédominance des transitions vers des états plus complexes par rapport à ceux vers des états plus simples, étant donné que la densité des états croît rapidement avec le nombre d'excitons.

La probabilité de désintégration est la somme sur toutes les contributions de chaque étape, la somme se faisant de n_0 (nombre initial d'excitons) jusqu'à n (nombre d'excitons à l'équilibre). Comme toutes les transitions sont supposées être le résultat d'interactions à deux corps, lors de l'évolution du système vers l'équilibre chaque étape a 1 particule et 1 trou en plus que la précédente et donc la somme sur tous les états va par pas de $Dn=0, \pm 2$ ($Dp=0, \pm 1$, $Dn=0, \pm 1$). A chaque étape il y a compétition entre deux modes de désintégration: (i) désintégration par l'interaction exciton-exciton menant à une configuration plus complexe et (ii) la désintégration par émission d'une particule dans la région de prééquilibre. Quand n ou le temps t augmente, le taux d'émission de particules décroît (Blann 1975).

Le modèle exciton tel qu'il est décrit par Kalbach 1977 est un modèle à une composante: on parle uniquement en terme de nucléons et lors de l'évolution du système vers l'équilibre aucune distinction directe n'est faite entre protons et neutrons.

1.2.2 La densité d'états

L'analyse de nombreux résultats en physique nucléaire confirme que même à des énergies moyennes, la désintégration d'un système composé (noyau cible + projectile) laisse souvent le noyau résiduel à une énergie d'excitation où la densité des états (nombre d'états par MeV) est tellement haute qu'il est impossible de considérer chaque état individuellement. Par exemple, dans le cas de l'oxygène (noyau léger), pour une énergie d'excitation supérieure à 12 MeV, la densité des états devient déjà suffisamment élevée pour que les hypothèses statistiques soient valables et que les effets non-statistiques soient négligeables. Ainsi, dans les modèles statistiques, pour prévoir des sections efficaces, des formules phénoménologiques sont adoptées pour décrire la densité des niveaux ou d'états, dans une gamme d'énergie d'excitation où les informations sur les niveaux discrets sont incomplètes ou inexistantes. Ils incluent une augmentation rapide de la densité des niveaux avec l'énergie d'excitation, variant approximativement comme une fonction exponentielle de la racine carrée de l'énergie (Chadwick *et al* 1999).

A basse énergie d'excitation où les formules des densités de niveaux ne sont pas applicables, la théorie de Hauser-Feshbach et le modèle exciton utilisent des schémas des niveaux nucléaires expérimentaux. Ainsi, une base de données pour les niveaux nucléaires bas est construite pour tous les produits de réaction (noyaux résiduels). Les densités des niveaux nucléaires statistiques sont déterminées en utilisant un modèle phénoménologique (Chadwick et Young 1996, Young *et al* 1992) qui tient compte de la suppression des effets de couche avec l'augmentation de l'énergie d'excitation. Ces densités statistiques des niveaux continus sont ajustées aux densités de niveaux discrets de basse énergie d'excitation. Les informations sur les niveaux discrets (énergie, spin, parité et rapport de branchement) sont mises en tableau pour chaque noyau accessible par la réaction. Donc pour chaque noyau une analyse détaillée de la densité de niveaux est faite et on détermine le nombre de niveaux au-delà duquel on considère la région comme étant continue.

La Figure 1.5 (Chadwick et Young 1996) montre dans le cas de ^{15}N , le nombre cumulé de niveaux en fonction de l'énergie d'excitation, ainsi que la description statistique de ce nombre (ligne discontinue). Le noyau ^{15}N est produit par la réaction $^{16}\text{O}(n,d)$ et les spectres de deutons évalués montrent une structure correspondant à la différence de 5 MeV

entre l'énergie du premier état excité et de l'état fondamental. Le nombre de niveaux discrets considéré dans le cas de ^{15}N est de 22 et l'énergie d'excitation au-delà de laquelle on applique la description statistique est de 10.9 MeV. Ces nombres peuvent varier en fonction du noyau considéré.

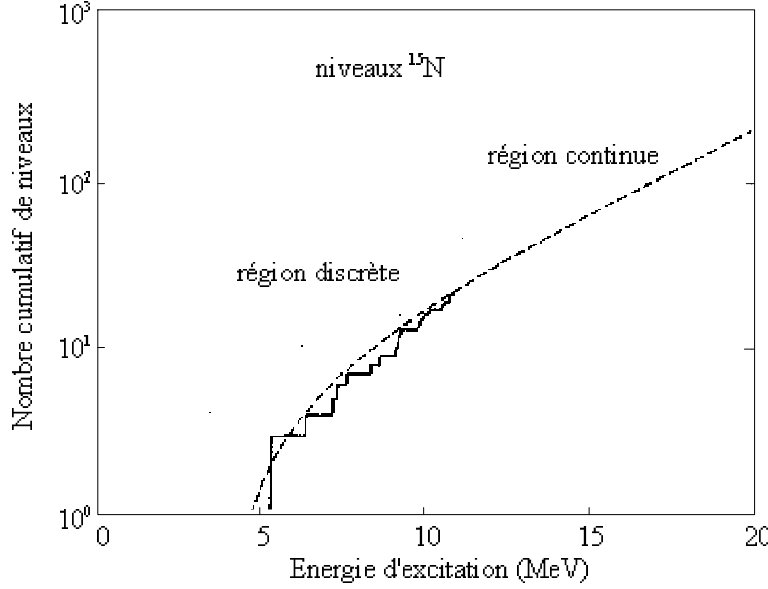


Figure 1.5 Analyse de la densité des niveaux d'énergie pour ^{15}N (Chadwick et Young 1996). En dessous de 10.8 MeV, les niveaux expérimentaux discrets sont utilisés, et au-delà de cette énergie on utilise une description statistique.

Dans les modèles de prééquilibre, comme le modèle exciton, la densité des états $w(n, E)$ est supposée être une fonction du nombre exciton $n=p+h$ et de l'énergie d'excitation E du noyau intermédiaire (noyau + projectile). Dans ce cas la formule de Williams (Williams 1971, Kalbach 1977, Young *et al* 1992) est souvent adoptée:

$$w(n, E) = w(p, h, E) = g^n \frac{(E - A_{p,h})^{n-1}}{p! h! (p + h - 1)!}$$

où g est l'inverse de l'espacement entre les niveaux d'énergies des états à particules individuelles (Figure 1.4) et est relié au paramètre de densité a du gaz de Fermi (*Fermi gas level density parameter*) par $g=6a/p^2$ (Young *et al* 1992),

et où $A_{p,h}$ est le facteur de correction de Pauli:

$$A_{p,h} = \frac{(p^2 + h^2 + p - 3h)}{4g}$$

Il faut noter ici qu'une formule alternative pour $A_{p,h}$ a été utilisée dans le modèle exciton de Kalbach et dans le code GNASH (Kalbach 1977, Young *et al* 1992)

$$A_{p,h} = E_{\text{Pauli}}(p, h) - \frac{(p^2 + h^2 + n)}{4g}$$

avec

$$E_{Pauli} = \frac{[\max(p, h)]^2}{g}$$

l'énergie minimum requise par le principe d'exclusion de Pauli pour une configuration ($n=p+h$) donnée (Pauli blocking).

Williams a montré que la somme des $w(n, E)$ sur tous les excitons est approximativement égale à la densité des états d'un noyau telle qu'elle peut se trouver dans la table des isotopes (Gruppelaar 1983):

$$w(E) = \sum_{\substack{n \\ p=h}} w(n, E) \approx \frac{1}{\sqrt{48}} \frac{\exp(2\sqrt{aE'})}{E'}$$

$E' = E - D$, avec D étant une correction pour tenir compte des effets pair-impair.

On adopte souvent que $g = A/13$, obtenu en négligeant les effets de couches (shell effects) (Gruppelaar 1983, Young *et al* 1992). Des tentatives ont été faites pour inclure la conservation du spin et de la parité dans le modèle exciton. Il faut alors que la densité des niveaux de n excitons vérifie la condition:

$$\sum_n r(n, E, J, p) = r(E, J, p) \approx \sum_n r(n, J) w(n, E)$$

1.2.3 Les taux d'émission

L'hypothèse d'équiprobabilité permet d'évaluer la distribution en énergie pour un nombre exciton n donné, en utilisant la densité d'états $w(p, h, E)$. Le nombre de particules qui peuvent être émis d'une configuration à nombre exciton n , avec une énergie comprise entre e et $e + de$, en laissant le noyau résiduel avec une énergie d'excitation U , $p-1$ particules excitées et h trous est lié au rapport (Blann 1975)

$$\frac{w(p-1, h, U)}{w(p, h, E)} de$$

Griffin (Griffin *et al* 1966) en déduit une formule pour la probabilité d'émission d'un neutron avec une énergie entre e et $e + de$:

$$W(e)de \propto \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} e^{\frac{1}{2}} \frac{w(p-1, h, U)}{w(p, h, E)} de$$

où la somme se fait avec $Dn = +2$.

Ces expressions ont été modifiées plus tard pour inclure les réflexions internes et la pénétrabilité de la barrière de potentiel pour les particules chargées ainsi que le temps de vie limité des états. Le taux d'émission pour une particule b d'énergie e est alors donné par

$$W_b(e)de = \frac{(2s_b + 1)}{p^2 \hbar^3} m_b e s_{inv}(e) \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \frac{w(p-1, h, U)}{w(p, h, E)} t(n) de$$

$$W_b(e)de = \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} W_b(p, h, e) t(n) de$$

où s_b = spin de la particule b sortante

m_b = masse réduite de la particule b sortante

$s_{inv}(e)$ = section du processus inverse de la réaction, section d'absorption

$t(n)$ = temps de vie moyen de l'état à nombre exciton n

$n = p+h$, avec $p = h$.

La formule pour $W_b(p, h, e)$ est obtenue en utilisant la règle d'or de Fermi et le principe de balance détaillée (Young *et al* 1992, Kalbach 1977, Gadioli et Hodgson 1992). Elle peut être généralisée pour donner le taux d'émission du stade $n=p+h$ d'une particule de type b (nucléon ou cluster), de nombre de masse p_b et d'énergie e :

$$W_b(p, h, e) = \frac{(2s_b + 1)}{p^2 \hbar^3} \mu_b e s_{inv}(e) \frac{w(p - p_b, h, U)}{w(p, h, E)} Q_b(p_b) \quad (1.1)$$

$Q_b(p_b)$ est un facteur qui tient compte de la différenciation entre neutrons et protons. La formule devient alors apte à faire des calculs pour des clusters sortants.

Différents groupes de théoriciens sont arrivés à corriger les calculs des spectres de prééquilibre pour la distinction entre protons et neutrons, car la comptabilité est seulement faite en terme de nucléons (modèle exciton à une composante). Deux méthodes sont utilisées dans le code GNASH: la première est basée sur l'hypothèse que dans chaque interaction créant une paire particule-trou, les protons et neutrons sont créés avec une probabilité relative Z/A et N/A . La deuxième suppose que les paires particule-trou de neutrons et protons sont excitées proportionnellement aux densités d'états formées par la configuration (Young *et al* 1992).

Le taux d'émission total pour l'émission à partir du stade $n=p+h$ intégré sur tous les types de particules et toutes les énergies est donné par:

$$W_{total}(p, h) = \sum_b \int_0^{e_{max}} W_b(p, h, e) de \quad \text{et} \quad \sum_n W_{total}(p, h) t(n) = 1$$

Le fait d'utiliser le principe de balance détaillée (terme avec s_{inv}) permet d'obtenir l'échelle absolue pour les sections.

1.2.4 Les taux de transition

La désexcitation par émission d'une particule du noyau composé (noyau + projectile) est en compétition avec la transition vers une configuration plus complexe ou moins complexe ($\Delta n=0, \pm 2$). La suggestion initiale de Griffin était que ces taux l peuvent être calculés dans le cadre de la théorie des perturbations, indépendant du temps avec une approximation de premier ordre en utilisant la règle d'or et en supposant que la matrice caractérisant l'interaction effective résiduelle à deux corps soit indépendante de l'énergie (Gadioli et Hodgson 1992):

$$l(n, n', E) = \frac{2p}{\hbar} \overline{|M_{f \rightarrow i}^2|} Y_f \quad \text{où } n' = n \text{ ou } n \pm 2$$

$\overline{|M_{f \rightarrow i}^2|}$ est la moyenne du carré de l'élément de matrice caractérisant l'interaction à deux corps entre un état final f et initial i ,

Y_f est l'espace de phase final accessible.

Des comparaisons des résultats théoriques et des données expérimentales ont pourtant montré que cette approximation est seulement correcte à basse énergie. Y_f est relatif aux densités des états atteints en moyenne par une interaction à deux corps. Plusieurs formules pour Y_f en fonction de p , h et de l'énergie E ont été données. Pour simplifier on donnera ici que les formules utilisées par Kalbach 1977 et dans le code GNASH (Young *et al* 1992).

- La transition $l_-(p,h,E)$

$$l_-(p,h,E) = \frac{2p}{\hbar} \overline{|M^2|} \frac{gph(n-2)}{2} \underbrace{\left[1 - \frac{(n-1)}{(n-2)} \frac{(p-1)(p-2) + (h-1)(h-2)}{8g[E - E_{Pauli}(p,h)]} \right]}_{*}$$

* terme ajouté pour tenir compte du principe d'exclusion de Pauli

Ces transitions apparaissent si une particule se recombine avec un trou et si l'énergie est donnée soit à une autre particule soit à un autre trou; par exemple dans la Figure 1.4 le passage du stade $n=5$ au stade $n=3$.

- La transition $l_0(p,h,E)$

$$l_0(p,h,E) = \frac{2p}{\hbar} \overline{|M^2|} \frac{g}{2} \frac{p(p-1) + h(h-1) + 4ph}{n} \underbrace{\left[gE - \frac{1}{2}(p^2 + h^2) \right]}_{*}$$

Cette transition apparaît si deux particules ou trous, ou une particule et un trou interagissent pour redistribuer leurs énergies. Cette transition n'est pas considérée dans le code GNASH.

- La transition $l_+(p,h,E)$

$$l_+(p,h,E) = \frac{2p}{\hbar} \overline{|M^2|} \frac{g^3 \left[E - \underbrace{E_{Pauli}(p+1, h+1)}_{*} \right]^2}{2(n+1)}$$

Cette transition apparaît (i) si une particule interagit avec un nucléon en dessous de l'énergie de Fermi créant ainsi une nouvelle paire particule-trou ou (ii) si deux nucléons dans la mer de Fermi interagissent en présence d'un trou, un nucléon se recombine avec le trou et l'autre recevant l'énergie qui en résulte pour être propulsé au-dessus du niveau de Fermi. Le résultat final est la production de deux trous et d'une particule.

La moyenne du carré de l'élément de matrice a été évaluée empiriquement. Dans le code GNASH elle est paramétrisée en fonction de $e=E/n$ (Young *et al* 1992).

$$\begin{aligned} \overline{|M^2|} &= \frac{K}{A^3 e} \sqrt{\frac{e}{7}} \sqrt{\frac{e}{2}} & e \leq 2 \text{ MeV} \\ \overline{|M^2|} &= \frac{K}{A^3 e} \sqrt{\frac{e}{7}} & 2 < e \leq 7 \text{ MeV} \\ \overline{|M^2|} &= \frac{K}{A^3 e} & 7 < e \leq 15 \text{ MeV} \\ \overline{|M^2|} &= \frac{K}{A^3 e} \sqrt{\frac{15}{e}} & e > 15 \text{ MeV} \end{aligned}$$

avec e en MeV, A le nombre de masse du noyau cible et la constante K est pris entre 130 et 160 MeV. L'ignorance a priori de la valeur de M pendant longtemps restreint le modèle exciton au calcul de formes relatives de spectres plutôt que de faire des calculs en échelle absolue.

1.2.5 L'équation principale de Boltzmann et le calcul de sections

La probabilité de trouver un noyau composé avec une énergie d'excitation E au temps t dans une configuration caractérisée par $n=p+h$ excitons est appelée la probabilité d'occupation et est indiquée par $P(p,h,E,t)$. Elle peut être obtenue en résolvant l'équation principale de Boltzmann qui tient compte du fait que le nombre exciton peut soit augmenter ou diminuer (Young *et al* 1992, Blann 1975):

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt}(p,h,E,t) = & P(p-1,h-1,E,t) l_+(p-1,h-1,E) \\ & + P(p+1,h+1,E,t) l_-(p+1,h+1,E) \\ & - [l_+(p,h,E) + l_-(p,h,E) + W_{total}(p,h)] P(p,h,E,t) \end{aligned}$$

La condition initiale pour les solutions de cette équation est:

$$P(p,h,E,0) = \delta(p,p_0) \delta(h,h_0)$$

où le nombre initial $p_0=2$ pour les particules et $n_0=1$ pour les trous (pour les réactions induites par des nucléons); δ est la fonction de Dirac.

Les probabilités d'occupation sont alors utilisées pour calculer les spectres en énergie des particules b émises:

$$\frac{ds}{de}(a,b) = s_a \sum_{n=p+h} W_b(p,h,e) t(n) \quad \text{avec} \quad t(n) = \int_{t=0}^{\infty} P(n,t) dt$$

où s_a est la section de formation du noyau composé (noyau + projectile a) et $t(n)$ est le temps de vie moyen de l'état. On trouve que si n augmente, l'énergie est répartie sur un nombre croissant de degrés de liberté et la probabilité d'émettre une particule de haute énergie diminue.

1.2.6 Emission de particules complexes

Jusqu'à présent on a simplement considéré l'émission de nucléons dans la région de prééquilibre. L'expérience montre que même à des énergies incidentes petites, il y a un grand nombre de particules complexes (d , t , ^3He , α) qui sont émises avec une énergie suffisamment grande pour vaincre la barrière coulombienne. Néanmoins, pour toutes les hypothèses qui ont été faites lors de l'émission de nucléons, au moins un ordre de grandeur en incertitude est ajouté si l'on calcule des spectres d'émission de particules complexes. Ceci vient des difficultés de calculer la probabilité de formation de particules complexes à l'intérieur d'un noyau, le nombre d'états par MeV pour ces particules et les probabilités de transition. Différentes approches ont été faites pour aborder le problème (Blann 1975). Dans le modèle de Kalbach (Kalbach 1977) on suppose que parmi toutes les répartitions d'énergie parmi les particules excitées et trous, une fraction aura juste le bon groupe de nucléons pour permettre

l'émission de particules complexes. Dans l'équation (1.1), le facteur $Q_b(p_b)$ va alors être exprimé de la manière suivante:

$$Q_b(p_b) = \left(\frac{A}{Z}\right)^{p_b} \left(\frac{A}{N}\right)^{u_b} \frac{p_b! u_b!}{p_b!} R_b(p_b)$$

où p_b et n_b sont les nombres de protons et neutrons dans la particule émise; A , Z , N sont les nombres de masse, de charge et de neutrons du noyau cible; $R_b(p_b)$ est la probabilité que une particule complexe sortant avec p_b nucléons aura la bonne combinaison de protons et neutrons (Kalbach 1977)

Dans une autre approche par contre, on suppose que la particule complexe est préformée dans le noyau et va diffuser selon les mêmes règles de cinématique qu'un nucléon. Il est traité comme un exciton. Cette approche a surtout été utilisée pour traiter les réactions (n, α) et (p, α).

1.2.7 Emission multiple dans le prééquilibre

A haute énergie, il y a généralement 1 particule qui est émise dans la région de prééquilibre. Elle enlève au système la plupart de l'énergie. Le reste de l'énergie est alors redistribuée parmi les nucléons restants et le noyau résiduel va se désintégrer par évaporation. Or, dans $\pm 10\%$ des cas une deuxième particule est émise dans le prééquilibre (émission multiple). Ce phénomène devient important si l'énergie de la particule incidente dépasse 50 MeV. Cet effet a été ajouté au modèle exciton dans le code GNASH (Chadwick *et al* 1994b). On suppose que les deux particules sont émises au même stade $n=p+h$. En effet, on peut négliger l'émission multiple où la deuxième particule est émise à un stade ultérieur suivant l'émission de la première particule et après un réarrangement des nucléons. Après l'émission de la deuxième particule, l'énergie d'excitation du noyau résiduel est souvent tellement basse qu'une émission ultérieure de particules est impossible. L'émission multiple dans le prééquilibre a seulement été introduite dans le modèle dans le cas de l'émission de nucléons.

Pour déterminer la section d'émission d'une deuxième particule dans le prééquilibre avec une énergie e_2 , on commence avec la section de production d'états p et h d'une même énergie d'excitation U après l'émission primaire dans le prééquilibre, et on détermine la probabilité que parmi ces états il y ait un nucléon avec l'énergie précise e_2+B (relatif au niveau de Fermi, où B est l'énergie de séparation) qui peut s'échapper avec une certaine probabilité (coefficient de transmission). On fait alors l'hypothèse que toutes les configurations dans une certaine classe $p-h$ sont équiprobables. Dans la Figure 1.6 on montre un exemple d'émission multiple dans le prééquilibre à partir de l'étape $1p1h$.

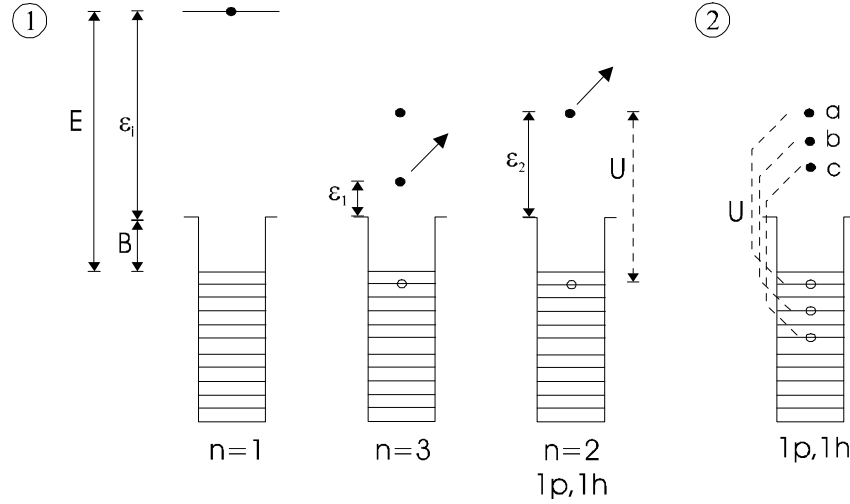


Figure 1.6 Emission multiple à partir de la première étape 1p1h. 1) La première particule est émise dans le prééquilibre avec une énergie e_1 et laisse le noyau avec une énergie résiduelle $U=E-B-e_1$. La deuxième particule peut alors partir avec une énergie e_2 . 2) Plusieurs états 1p1h sont montrés pour une même énergie résiduelle U . Ils sont tous équiprobables mais seulement la configuration a permet d'émettre une particule d'énergie e_2 .

Le spectre différentiel en énergie est alors donné comme une somme sur chaque contribution de chaque étape N (où $p=h=N$ avant l'émission).

$$\frac{ds_{mul}^{j=n \text{ ou } p}}{de_2}(e_2) = \sum_N \frac{ds_{mul}^{(N,j)}}{de_2}(e_2)$$

$$\frac{ds_{mul}^{(N,j)}}{de_2}(e_2) = \sum_{i=n \text{ ou } p} \int_{U_{min}}^{U_{max}} \frac{ds^{(N,i)}}{dU}(U) X_N^{i,j} T_j(e_2) dU \quad (1.2)$$

Le terme $ds^{(N,i)}/dU(U)$ indique la section différentielle de production d'états p-h d'une certaine énergie U , après émission primaire d'un nucléon i à partir de l'étape N . Pour calculer par exemple les spectres inclusifs d'émission de protons, il faut donc d'abord calculer l'émission primaire i de protons et de neutrons. Le coefficient de transmission $T_j(e_2)$ est la probabilité que la particule j s'échappe avec une énergie e_2 dans le continu, et est calculé à partir des coefficients de transmission de l'onde s du potentiel optique (approximation). Inclure ce terme est très important pour les protons, où à basse énergie l'émission est fortement supprimée par la barrière coulombienne. Le terme $X_N^{i,j}$ (donné explicitement dans Chadwick *et al* 1994b) représente la probabilité de trouver une particule j avec une énergie e_2+B à l'intérieur d'une configuration p-h d'énergie d'excitation U , basée sur l'hypothèse d'équiprobabilité (Figure 1.6). Ce terme contient entre autres un facteur qui tient compte de la distinction entre neutrons et protons et qui représente la probabilité de trouver un nucléon j dans la classe exciton N après émission primaire d'une particule de type i (Blann 1983, Chadwick *et al* 1994b). Pour déterminer ce facteur, la méthode de Blann utilise un rapport de section n-p sur n-n ou p-p de 3:1.

La Figure 1.7 montre la contribution de l'émission primaire et de l'émission multiple à l'entièreté d'un spectre en énergie lors d'une réaction dans le prééquilibre. La contribution de l'évaporation au spectre est également montrée. Le spectre total représente un spectre différentiel en énergie pour la réaction Al(n,px). A titre de comparaison, nos résultats expérimentaux sont aussi indiqués (points noirs). L'importance de l'émission multiple dans le prééquilibre peut être observée à toutes les énergies d'émission, à l'exception des hautes énergies. A basse énergie d'émission ce mécanisme l'emporte sur l'émission primaire. A cause de l'énergie de séparation dépensée par le système lors de l'émission du second

nucléon, l'émission multiple contribue moins aux hautes énergies que l'émission primaire. L'émission d'un nucléon secondaire de haute énergie suit l'émission d'un nucléon primaire de basse énergie et vice-versa. Les particules de haute énergie sont préférentiellement émises vers l'hémisphère avant. Sans l'introduction de l'émission multiple dans le prééquilibre, le code GNASH sous-estimerait la plupart des données à énergie incidente élevée.

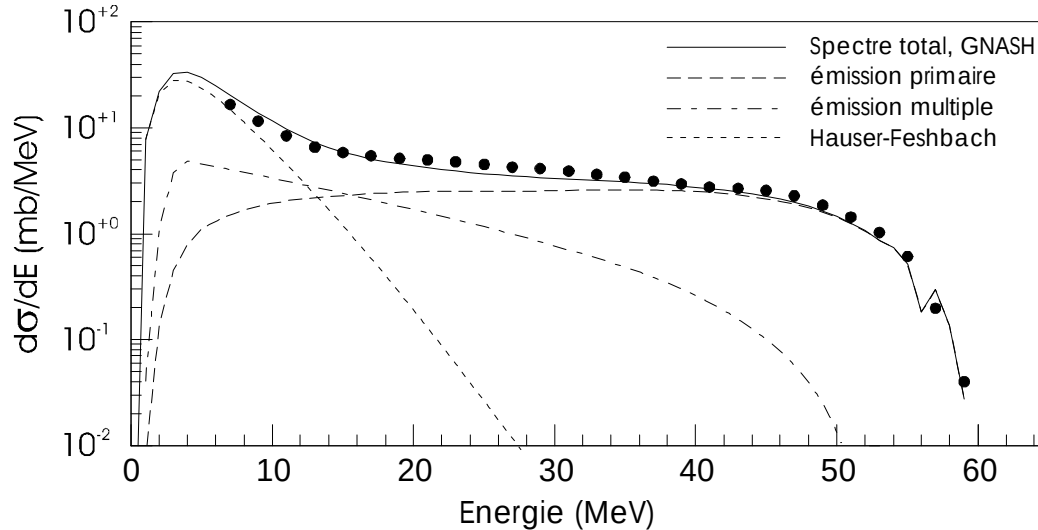


Figure 1.7 Représentation de la contribution de l'émission primaire, multiple et de l'évaporation au spectre inclusif dans le cas de la réaction $\text{Al}(n,px)$ à une énergie neutron de 62.7 MeV. Les points noirs représentent des résultats de notre mesure.

1.2.8 Les mécanismes de réactions directes

Il est important de savoir quels processus directs sont calculés dans le modèle et de trouver un moyen d'estimer la contribution de ceux qui ne sont pas compris dedans.

- 1) *La diffusion inélastique et le knock-out de nucléons*: La diffusion inélastique d'un proton ou neutron incident impliquant l'excitation d'un nucléon cible est formellement incluse dans le modèle. Ce processus et celui du knock-out direct d'un nucléon de la cible sont inclus dans l'émission à partir du premier stade ($2p,1h$) du système composé (Figure 1.4). Dans le code GNASH, la contribution des réactions directes à la diffusion inélastique est réalisée par des calculs de canaux-couplés (*coupled-channel calculations*) ou par la théorie DWBA.
- 2) *L'excitation de niveaux collectifs du noyau résiduel*: Comme l'excitation directe d'états collectifs implique un mouvement coopératif de plusieurs nucléons, elle n'est pas incluse dans le modèle, étant donné que celui-ci se restreint à des interactions à deux corps.
- 3) *Pick-up direct et stripping*: Il est clair que le processus de transfert direct de plusieurs nucléons ne peut être inclus dans le modèle qui ne considère que des interactions à deux corps. Ces processus ont donc été considérés à part. Kalbach a proposé une formule phénoménologique pour calculer l'émission de particules par la réaction de pick-up (émission de particules complexes) ou de stripping, tout en tenant compte de la barrière coulombienne. Dans le code GNASH, le *pick-up* du deuton peut être traité par la théorie DWBA en faisant appel au code DWUCK (Young *et al* 1992).

- 4) *Le knock-out (n, α) ou (p, α) et les processus inélastiques (α, α') comprenant des α :*
Le knock-out de groupes de nucléons n'est pas inclus dans le modèle. Le knock-out de particules alpha est donc traité séparément comme une réaction directe. On y considère la formation de paires particule-trou alpha.

1.2.9 Quelques informations supplémentaires

On détermine les sections élastiques, non-élastiques et totales en utilisant le modèle optique. Ces dernières sont également utilisées pour générer les coefficients de transmission dans les calculs des spectres. Dans le cas de l'interaction de neutrons avec l'oxygène, un potentiel optique sphérique, développé par Islam ($E < 50$ MeV) et un potentiel global, développé par Madland ($E > 50$ MeV) sont utilisés pour optimiser l'ajustement des données de sections de réaction (Chadwick et Young 1996 et références ci-incluses). Dans le cas de l'aluminium, le potentiel optique de Petler, ajusté aux sections de diffusion élastique et totales, a été utilisé (Benck *et al* 1998 et références ci-incluses). Les potentiels pour les protons sont obtenus à partir des potentiels de neutrons, en utilisant le modèle de Lane (Lane 1962) pour la transformation de l'isospin $(N-Z)/A \rightarrow -(N-Z)/A$, avec une correction pour l'interaction coulombienne. Pour l'oxygène, pour les deutons et alphas, les potentiels sont obtenus par la méthode de Watanabe (Chadwick et Young 1996). Dans le cas de l'aluminium, pour les deutons, tritons et alphas, les coefficients de transmission sont obtenus par le potentiel global de Perey, Bechetti-Grenles et Arthur-Young respectivement (Benck *et al* 1998).

Lors de l'évaluation des spectres de prééquilibre primaire, on tient compte des mesures expérimentales de spectres d'émission, de la contrainte de conservation du flux, et des systématiques de Kalend *et al* 1983 qui indiquent que la section (p, px) est approximativement 2 fois plus grande que la section (p, nx) (Section 5.2). Les données expérimentales pour les réactions induites par protons incidents (Bertrand et Peelle 1973a) sont utilisées pour guider les calculs pour les interactions des neutrons incidents.

Comme dans le modèle exciton, la comptabilité est faite en nombre de particules et trous, toute information de distribution angulaire est perdue, et les spectres générés sont toujours différentiels en énergie dans le centre de masse. Pour déduire les distributions angulaires, on se base sur les systématiques phénoménologiques de Kalbach 1988. Des arguments théoriques ont été fournis pour donner un support mathématique à ces systématiques et ils décrivent les distributions angulaires comme une somme d'exponentielles du cosinus des angles (Chadwick et Oblozinský 1994). Les sections doublement différentielles dans le système de référence laboratoire sont alors calculées en se basant sur une cinématique à deux corps.

Les calculs de prééquilibre dans le code GNASH ont été améliorés en développant de nouvelles théories pour tenir compte des effets de moment angulaire, dans le cadre du modèle exciton et FKK (section suivante). La distribution de spin du noyau résiduel, créée lors de réactions de prééquilibre, est importante pour les variables qui sont liées aux effets de moment angulaire, telles la production relative de raies gammas dans un noyau résiduel (Chadwick *et al* 1994a et 1995).

Le modèle exciton fait intervenir beaucoup de paramètres pour décrire les données expérimentales. Afin d'optimiser l'accord entre les données expérimentales et les calculs, ces paramètres peuvent être changés endéans les barres d'erreur dans lesquels ils sont connus. Par exemple la valeur par défaut pour la densité des niveaux des états individuels $g = A/13$. Elle représente une formule générale, et la réalité peut être différente. En changeant la valeur de g , on peut influencer l'allure du spectre en énergie de prééquilibre. C'est pour cette raison que

les calculs du code GNASH avec le modèle exciton sont souvent appelés des évaluations théoriques. Des bases de données évaluées peuvent souvent représenter les interactions physiques très exactement à cause du fait que les paramètres de calcul sont ajustés sur base d'une connaissance à priori de mesures expérimentales. Ces modèles sont moins "riches" que les modèles qui se basent juste sur des informations physiques fondamentales, comme c'est par exemple le cas du modèle de cascade intranucléaire.

1.3. La théorie quantique Feshbach-Kerman-Koonin (FKK)

Lors des dernières années, des théories quantiques ont été développées pour décrire les processus de prééquilibre. Différentes théories qui se distinguent essentiellement par leurs hypothèses statistiques de base, ont été proposées. La théorie la plus répandue est celle de Feshbach-Kerman-Koonin 1980. Cette théorie subdivise le processus de réaction de prééquilibre en deux types d'émissions: l'émission composée à pas multiples (multistep compound MSC) et l'émission directe à pas multiples (multistep direct MSD). La première est importante aux basses énergies incidentes (<30 MeV), alors que la deuxième prédomine lors de réactions à haute énergie incidente. L'analyse quantique inclut une combinaison d'éléments de matrice de DWBA et une description statistique des états excités. Elle essaie de décrire les spectres d'émission intégrés sur l'angle avec une précision comparable aux calculs basés sur des modèles semi-classiques, mais avec l'avantage de permettre directement la description des distributions angulaires.

Le code FKK-GNASH permet donc de générer directement des distributions angulaires de sections inclusives de nucléons basés sur l'émission primaire et multiple dans la région de prééquilibre. Dans le code FKK-GNASH l'évaporation du noyau résiduel est aussi décrite par la théorie du noyau composé de Hauser-Feshbach.

1.3.1 Principes de base

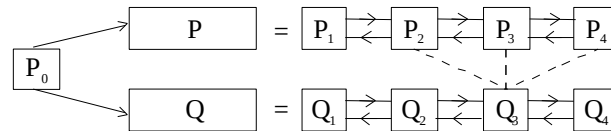
Comme dans le modèle exciton, la réaction est supposée évoluer à travers des étapes à complexité croissante (nombre exciton n augmente). Dans le cas de processus MSC tous les nucléons sont liés à chaque étape. Dans le cas de processus MSD, il y a toujours au moins une des particules qui se trouve dans le continu c-à-d qui n'est pas liée (Figure 1.4). Après une ou plusieurs collisions, la particule du continu est émise dans une direction qui est toujours couplée à la direction initiale. Ces processus sont décrits formellement par les opérateurs de projection P et Q , opérant sur la fonction d'onde totale Ψ , avec $P+Q=1$. Les réactions directes à pas multiples MSD sont décrites par l'état $P\Psi$ (chaîne P) et les réactions composées à pas multiples MSC sont décrites par l'état $Q\Psi$ (chaîne Q). Des expressions explicites pour des sections doublement différentielles sont obtenues et des distributions angulaires de spectres en énergie sont déduites pour les deux types de réactions.

Deux hypothèses fondamentales sont faites dans la théorie FKK: (i) Chaque interaction entre nucléons peut seulement induire des transitions de l'étape N à l'étape $N\pm 1$, c-à-d à chaque étape suivante de la réaction une nouvelle paire de particule-trou est formée ou annihilée. (ii) La phase relative de quelques éléments de matrice est supposée être aléatoire. Cependant il y a des différences essentielles quant à l'application de cette dernière hypothèse aux différents processus MSC ou MSD.

Dans le cas de la théorie MSC, les éléments de matrices impliquant des moments angulaires totaux J différents, les parités et autres nombres quantiques pour spécifier un canal, sont supposés avoir des phases relatives aléatoires, de telle sorte qu'il n'y ait aucun terme d'interférence qui reste lorsqu'on fait la moyenne. La distribution angulaire générée par

le MSC est symétrique autour de 90° dans le centre de masse. Par contre, dans le mécanisme MSD, on suppose que les seuls éléments de matrice interférant constructivement lorsqu'on fait la moyenne, sont ceux qui impliquent le même changement de moment de la particule non-liée. La mémoire de la direction initiale est ainsi conservée et une distribution angulaire pointée vers l'hémisphère avant en résulte. La somme des sections des deux mécanismes donne la section totale de production dans le prééquilibre (Feshbach *et al* 1980).

La description d'une réaction nucléaire à pas multiples peut être faite par le schéma suivant (Feshbach *et al* 1980):



L'émission de particules de prééquilibre peut se faire directement à chaque étape de la chaîne P et indirectement de la chaîne Q. L'émission de particules de la chaîne Q se fait à travers des états de la chaîne P et cela peut se faire selon 3 manières (cf lignes discontinues du schéma ci-dessus). Si on considère seulement la contribution des interactions à deux corps, ces transitions peuvent uniquement avoir lieu entre deux états voisins ($DN=0,+1,-1$). Les particules énergétiques viennent des premières étapes des chaînes et les moins énergétiques viennent d'étapes ultérieures.

La fraction de réactions se réalisant par la chaîne Q ou P dépend fort de l'énergie incidente. A basse énergie les interactions de la chaîne Q dominant impliquant des réactions composées à pas multiples. Quand l'énergie incidente augmente, les interactions de la chaîne P deviennent progressivement plus importantes et finalement sont responsables de la section concentrée aux angles de l'hémisphère avant. Les transitions entre chaînes P et Q sont faibles et donc les sections attribuables aux chaînes P et Q peuvent être déterminées séparément et leur somme peut être comparée à l'expérience.

Dans la suite, un résumé est présenté sur les différentes formules les plus importantes, utilisées pour la théorie FKK dans le code FKK-GNASH. Plus de détails sont présentés dans les papiers Feshbach *et al* 1980, Chadwick *et al* 1994b, Chadwick *et al* 1995 et Koning et Chadwick 1997. Comme le mécanisme MSD emporte sur le mécanisme MSC lorsque l'énergie incidente est supérieure à 30 MeV, on va essentiellement se concentrer sur la théorie des mécanismes directs à pas multiples.

1.3.2 Les calculs quantiques directs à pas multiples (formalisme à une composante)

Le mécanisme FKK direct à pas multiples est basé sur une extension des calculs DWBA pour décrire la création de paires particule-trou dans la région continue et décrit les spectres de prééquilibre MSD. Dans le formalisme FKK à une composante, aucune distinction est faite entre protons et neutrons et la comptabilité est uniquement faite en terme de nucléons. Cette théorie est utilisée pour décrire les spectres de protons sur oxygène. Elle est incluse dans le code FKK-GNASH.

Les sections efficaces des réactions directes à pas multiples consistent en une somme incohérente des contributions des différentes étapes N .

$$\frac{d^2 s(E, \Omega \leftarrow E_0, \Omega_0)}{d\Omega dE} = \sum_{N=1}^{\infty} \frac{d^2 s^{(N)}(E, \Omega \leftarrow E_0, \Omega_0)}{d\Omega dE}$$

où E_0 , W_0 et E , W sont respectivement l'énergie et l'angle solide du projectile et de la particule éjectée.

La section venant du premier pas ($N=1$) joue un rôle crucial dans la théorie, car toutes les sections des N -ièmes étapes de prééquilibre sont exprimées par itération sur base de cette première section. La section pour la première étape est donnée par:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 s^{(1)}(E, \Omega \leftarrow E_0, \Omega_0)}{d\Omega dE} &= \sum_J \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{S_f=0}^1 \frac{1}{(2S_f+1)} \\ &\times \sum_{S=|I-S_f|}^{I+S_f} \sum_{l=|J-S|}^{J+S_f} r(1p, 1h, U, l) \left\langle \left[\frac{ds(E, \Omega \leftarrow E_0, \Omega_0)}{d\Omega} \right]_l^{DWBA} \right\rangle \end{aligned}$$

- où
- p et h sont le nombre de trous et particules excitées,
 - l est le moment angulaire orbital de transfert,
 - J , I et i sont respectivement les spins intrinsèques du noyau résiduel, de la cible et du projectile,
 - $S_f = 0$ ou 1 est le changement de spin (spin-flip),
 - $\left\langle \left[\right]_l^{DWBA} \right\rangle$ est la moyenne des sections DWBA excitant les états $1p1h$ d'énergie U , en respectant la conservation du moment angulaire et de la parité. Les états $1p1h$ sont obtenus à partir du modèle sphérique de Nilsson. Les facteurs de formes DWBA pour les différentes transitions sont calculés en utilisant un potentiel de Yukawa avec une portée du potentiel $r_0=1$ fm et un potentiel d'interaction effective V_0 (seul paramètre ajustable).
 - $r(1p, 1h, U, l)$ est la densité des états $1p1h$ avec une énergie résiduelle $U (=E_0-E+Q)$, où Q est le Q de réaction) et un moment angulaire l ; elle peut être représentée par le produit d'une densité dépendante de l'énergie $w(p, h, U)$ et de la distribution de spin $R_n(l)$. La distribution du moment angulaire est supposée avoir la forme d'une gaussienne (Chadwick *et al* 1995).

Les contributions des pas multiples N sont obtenues par itération

$$\begin{aligned} \frac{d^2 s^{(N)}(E, \Omega \leftarrow E_0, \Omega_0)}{d\Omega dE} &= \frac{m}{4p^2 \hbar^2} \int d\Omega_{N-1} \int dE_{N-1} E_{N-1} \\ &\times \frac{d^2 s^{(1)}(E, \Omega \leftarrow E_{N-1}, \Omega_{N-1})}{d\Omega dE} \frac{d^2 s^{(N-1)}(E_{N-1}, \Omega_{N-1} \leftarrow E_0, \Omega_0)}{d\Omega_{N-1} dE_{N-1}} \end{aligned}$$

où m est la masse du nucléon.

V_0 est le seul paramètre libre introduit dans les calculs MSD. On le fait varier jusqu'à ce que les données des spectres aux énergies d'émission les plus hautes, soient bien décrites. Dans cette région des spectres, l'émission multiple dans le prééquilibre est négligeable. V_0 n'est pas simplement un facteur de normalisation, mais détermine simultanément l'allure générale du spectre et son échelle absolue. Une diminution de V_0 implique une décroissance de l'importance relative des particules émises à des stades avancés (N grand). Comme la distribution angulaire devient moins pointée vers l'avant quand N augmente, une diminution

de V_0 implique que le nombre d'étapes significatives N décroît et donc que la distribution angulaire finale est dirigée vers l'hémisphère avant. En faisant varier V_0 lors de la détermination des spectres d'émission, on vérifie à chaque fois que l'intégrale du spectre primaire de prééquilibre, sommée sur tous les canaux de réaction, n'excède pas la section de réaction obtenue à partir du modèle optique.

1.3.3 Les calculs quantiques directs à pas multiples (formalisme à deux composantes)

Koning et Chadwick 1997 présentent un formalisme pour calculer des sections efficaces MSD dans une théorie à deux composantes où toutes les excitations possibles de paires proton-trou ou neutron-trou sont suivies explicitement. Cette théorie introduite dans le code MINGUS a permis de calculer les distributions angulaires des sections efficaces des protons pour l'aluminium à une énergie de neutrons incidents de 63 MeV.

Les sections doublement différentielles de prééquilibre résultent comme dans le formalisme à une composante, d'une somme sur la section du premier pas ($N=1$) et les sections des étapes ultérieures ($N>1$). La section de prééquilibre primaire est donnée par une somme pondérée sur les éléments de matrices DWBA qui décrivent les transitions vers les états particule-trou m . Dans un formalisme à deux composantes elle s'écrit:

$$\frac{d^2 s_{j \leftarrow i}^{(1)}(E, \Omega \leftarrow E_0, \Omega_0)}{d\Omega dE} = \frac{m^2}{(2p\hbar^2)^2} \frac{k}{k_0} \sum_m \hat{r}_m(p_p, h_p, p_u, h_u, E_x) \times \left| \langle c_j^{(-)}(E, \Omega) | \langle m(p_p, h_p, p_u, h_u) | n | 0 \rangle | c_i^{(+)}(E_0, \Omega_0) \rangle \right|^2$$

- où
- i et j sont respectivement la particule incidente et la particule sortante,
 - E_0, W_0 et E, W sont respectivement l'énergie et l'angle solide du nucléon incident et sortant,
 - k_0 et k sont les moments initial et final,
 - $E_x = E_0 - E + Q$ est l'énergie d'excitation (Q est la valeur du Q de réaction),
 - les χ représentent les fonctions propres dans l'équation de Schrödinger avec un potentiel optique,
 - n est l'interaction effective nucléon-nucléon (interaction à deux corps); elle se manifeste par les composantes n_{pp} , n_{pu} ($=n_{up}$) et n_{uu} .
 - la somme sur m représente une somme sur toutes les paires accessibles particule-trou dépendantes de l'isospin; chaque état excité étant caractérisé par un ensemble de nombres (p_p, h_p, p_n, h_n) , pour les particules de type proton π (neutron n) p_p (p_n) et les trous de type proton (neutron) h_p (h_n).
 - $\hat{r}_m$ peut être considéré comme une distribution de probabilité autour de chaque état particule-trou, sa largeur étant une mesure de l'interaction résiduelle à l'intérieur du noyau. La distribution peut être représentée par une gaussienne.

En général, la section de l'étape N peut être exprimée complètement en fonction des sections des étapes précédentes:

$$\frac{d^2 s_{j \leftarrow i}^{(N)}(E, \Omega \leftarrow E_0, \Omega_0)}{d\Omega dE} = \frac{m}{4p^2 \hbar^2} \sum_{t_{N-1}=p,u} \int d\Omega_{N-1} \int dE_{N-1} E_{N-1}$$

$$\times \frac{d^2 s_{j \leftarrow t_{N-1}}^{(1)}(E, \Omega \leftarrow E_{N-1}, \Omega_{N-1})}{d\Omega dE} \frac{d^2 s_{t_{N-1} \leftarrow i}^{(N-1)}(E_{N-1}, \Omega_{N-1} \leftarrow E_0, \Omega_0)}{d\Omega_{N-1} dE_{N-1}}$$

où E_{N-1} et Ω_{N-1} sont l'énergie et l'angle solide intermédiaire. La somme supplémentaire sur t_{N-1} indique les deux types de nucléons qui sont impliqués dans les étapes intermédiaires.

Les deux équations précédentes sont calculées exactement, c-à-d on n'utilise pas des formules explicites pour les densités des états particule-trou. Par contre, on calcule directement les sections DWBA pour toutes les excitations particule-trou possibles, déterminées par le modèle de Nilsson. Lors de ces calculs, à tous les stades de la réaction, on tient une comptabilité exacte des particules et trous de type neutron ou proton.

Des états de particules individuelles (single-particle states) sont générés pour protons et neutrons, impliquant la production de nombres quantiques particule-trou (p_p, h_p, p_n, h_n) . Il existe quatre types de combinaisons nucléon-nucléon possibles: en fonction du type de particule incidente et sortante, les indices peuvent prendre les valeurs (1,1,0,0), (0,0,1,1), (1,0,0,1), (0,1,1,0) dans une réaction directe à un pas. Pour tous ces états, les éléments de matrice DWBA sont calculés.

Pour le terme de l'interaction nucléon-nucléon n_{ij} , on considère seulement la partie réelle centrale du terme, pour laquelle on utilise un potentiel de Yukawa avec une portée du potentiel $r_0=1$ fm et un potentiel d'interaction effective V_{ij} . Le potentiel d'interaction effective est de nouveau le seul paramètre ajustable. Dans le cas de l'aluminium pour une énergie de neutron incidente de 63 MeV (Benck *et al* 1998a), la valeur du potentiel extraite est $V_{pp}=V_{nn}=V_{pn}=21.1$ MeV qui est en bon accord avec l'expression systématique:

$$V_{pu} = 31.8 \exp\left(\frac{0.20}{31.8} E\right) (\text{MeV})$$

où E est l'énergie incidente en MeV.

1.3.4 Remarques

L'émission multiple dans le prééquilibre a été introduite par Chadwick *et al* 1994b, en utilisant le même processus que celui décrit préalablement (Section 1.2.7). La formule (1.2) pour l'émission multiple dans le prééquilibre donne seulement les sections différentielles en énergie. Dans la théorie FKK, pour avoir la distribution angulaire, on utilise pour une même énergie d'émission, la même allure de distribution angulaire que celle qui est donnée par l'émission primaire. Si l'émission primaire produit une particule de haute énergie, cette dernière tend à être émise dans une direction vers l'avant. Si en plus une deuxième particule est éjectée, elle a une énergie plus petite et la probabilité qu'elle soit émise vers l'avant est moins grande.

La théorie FKK est actuellement surtout utilisée pour calculer les sections pour l'émission de nucléons. Des recherches sont en cours pour l'adapter à la prédiction de spectres de particules complexes (Cowley *et al* 1996), mais elles sont à un stade préliminaire.

Le formalisme FKK semble être capable de donner une analyse quantique consistante des données expérimentales, sur une grande gamme en énergie couverte par les particules éjectées lors de réactions nucléaires. Les paramètres introduits dans la théorie n'ont pas besoin d'être ajustés pour correspondre aux données expérimentales: les potentiels optiques et les paramètres pour la densité des niveaux sont connus et le potentiel d'interaction effective

V_0 , le seul paramètre libre, varie lentement en fonction de l'énergie incidente (on peut prendre une valeur standard).

1. Les modèles théoriques	6
1.1. Le modèle de cascade intranucléaire.....	9
1.2. Le modèle exciton	11
1.2.1 Les principes de base du modèle exciton.....	12
1.2.2 La densité d'états	13
1.2.3 Les taux d'émission.....	15
1.2.4 Les taux de transition	16
1.2.5 L'équation principale de Boltzmann et le calcul de sections	18
1.2.6 Emission de particules complexes.....	18
1.2.7 Emission multiple dans le prééquilibre	19
1.2.8 Les mécanismes de réactions directes	21
1.2.9 Quelques informations supplémentaires.....	22
1.3. La théorie quantique Feshbach-Kerman-Koonin (FKK).....	23
1.3.1 Principes de base.....	23
1.3.2 Les calculs quantiques directs à pas multiples (formalisme à une composante)	24
1.3.3 Les calculs quantiques directs à pas multiples (formalisme à deux composantes).....	26
1.3.4 Remarques	27

2. Le dispositif expérimental

Ce chapitre présente le dispositif expérimental avec ses éléments les plus importants: la zone de production de neutrons, les chambres à réactions, le système de détection des particules et d'acquisition des données.

2.1. La production du faisceau de neutrons

Le cyclotron de Louvain-la-Neuve CYCLONE peut produire des faisceaux de protons d'énergie variable (20-80 MeV). Ces faisceaux sont idéaux pour produire des faisceaux de neutrons intenses d'énergie moyenne 10-80 MeV. La production des neutrons et le dispositif attendant ayant déjà été présentés auparavant (Bol *et al* 1983, Dupont *et al* 1987, Slypen *et al* 1994a, Slypen 1995, Slypen *et al* 1997b), seuls les points essentiels seront repris ici.

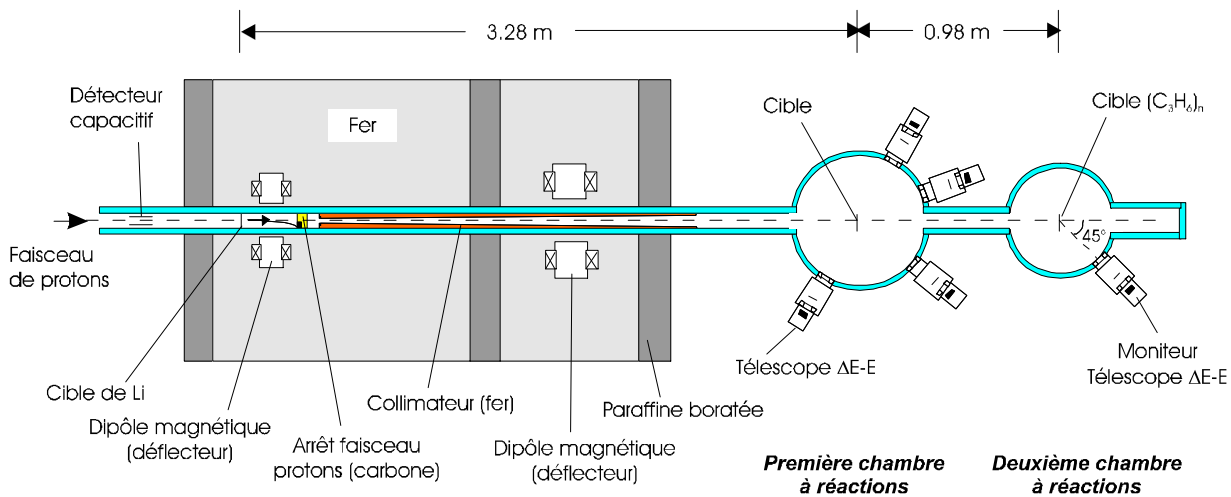


Figure 2.1 Dispositif expérimental: zone de production du faisceau de neutrons et chambres à réactions.

L'expérience se réalise auprès du cyclotron de Louvain-la-Neuve (Figure 2.1), où le faisceau de neutrons est obtenu en envoyant des protons de 65 MeV avec une intensité de 10 μ A sur une cible de lithium naturel (94% de ^7Li et 6% de ^6Li) de 3 mm d'épaisseur (Slypen 1995). Les réactions $^7\text{Li}(p,n)\text{Be}_{gs}$ ($Q=-1.64$ MeV) et $^7\text{Li}(p,n)\text{Be}^*$ (431 keV) produisent à 0° lab. un spectre neutron quasi-monoénergétique. Le pic de neutrons est centré sur 62.7 MeV, il a une largeur à mi-hauteur de 2 MeV et est suivi d'un plateau continu de neutrons d'énergie plus basse qui contient 50% des neutrons produits (Figure 2.2).

Avant la cible de lithium, un détecteur capacitif (BPO = Beam Pick Off) détecte l'instant de passage des protons, pour les mesures de temps de vol. Après la cible de lithium, les protons n'ayant pas interagi sont déviés par un dipôle magnétique dans un bloc d'arrêt de graphite, où le courant est intégré. Cette lecture donne une valeur relative au flux de protons et indirectement au flux de neutrons.

Le faisceau de neutrons est collimaté. A l'endroit de la première chambre à réactions, il a un profil spatial tel que montré dans l'encadré de la Figure 2.2. Le collimateur de faisceau consiste en une suite de cylindres creux en fer de même épaisseur (20 cm) et de diamètre intérieur variable (Dupont *et al* 1987, Slypen 1995). La cible de lithium, le bloc d'arrêt en graphite ainsi que le collimateur se trouvent entourés d'un blindage en béton, fer et paraffine

boratée de dimension $3 \times 3 \times 3 \text{ m}^3$. Au niveau de la première chambre à réactions, l'intensité du faisceau de neutrons est de l'ordre de 10^6 neutrons/sec.

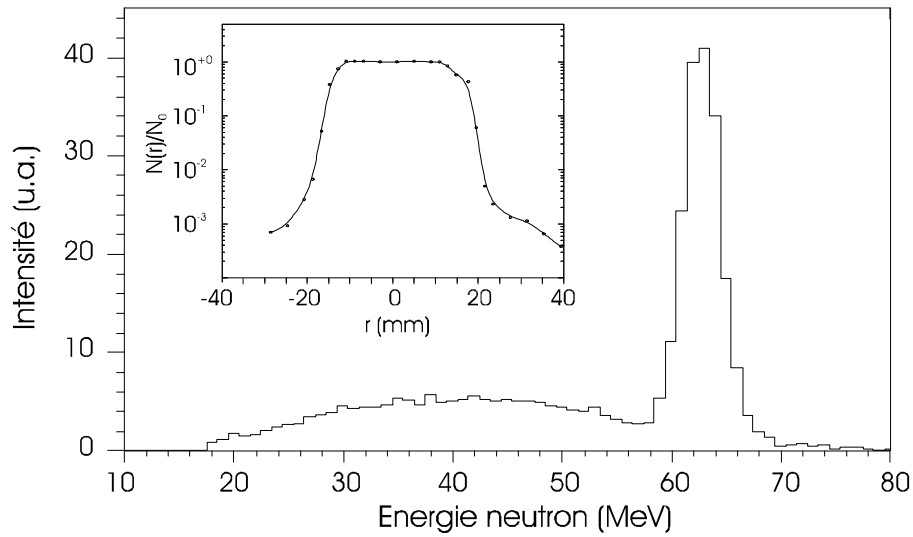


Figure 2.2 Spectre en énergie des neutrons produits par des protons de 65 MeV sur la cible de lithium. Ce spectre est reconstruit à partir des protons de recul $H(n,p)$ à un angle de 30° . L'encadré montre le profil du faisceau neutron mesuré à environ 3 m de la cible de lithium et normalisé à l'intensité au centre. La ligne aide à guider les yeux.

2.2. Les cibles utilisées

Au centre de la première chambre à réactions couplée à l'extrémité du collimateur, se trouvent les différentes cibles à étudier. Le choix des cibles et de leurs caractéristiques géométriques résultent d'un compromis entre le taux de comptage et la perte d'énergie des particules dans la cible (seuil de détection et correction de cible épaisse) (Slypen 1995). Les cibles utilisées ont en général une surface de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ et une épaisseur de 1 mm. Le support des cibles a été réalisé de manière à ce que son effet soit négligeable sur la totalité des spectres mesurés.

Les cibles de polypropylène $(C_3H_6)_n$ et de polypropylène deutéré $(CD_2)_n$

Etant donné qu'il est difficile d'amener directement un faisceau de protons ou de deutons dans la chambre à réactions, en vue de la calibration en énergie, on a préféré utiliser une cible de $(C_3H_6)_n$ (1 mm d'épaisseur) et une cible de $(CD_2)_n$ (0.6 mm d'épaisseur). Les protons ou deutons de recul provenant de la diffusion $H(n,p)$ ou $D(n,d)$ et détectés à un angle bien défini, ont une énergie bien connue. La détermination de la position des pics des protons ou deutons de recul permet la calibration en énergie et l'intégration des pics de protons assure la normalisation absolue.

La cible d'aluminium Al et d'alumine-saphir Al_2O_3

Les spectres en énergie sur l'aluminium (distribution isotopique naturel: ^{27}Al 100%) et sur l'oxygène (distribution isotopique naturelle: ^{16}O 99,756%, ^{17}O 0,039%, ^{18}O 0,205%) sont obtenus en utilisant lors de mesures successives une cible d'aluminium (pureté: 99,999%, densité: $2,70 \text{ g/cm}^3$) et une cible d'alumine-saphir Al_2O_3 (pureté: 99,9%, densité: $3,985 \text{ g/cm}^3$).

Etant donné que le constructeur des cibles indique seulement une précision de 10% sur l'épaisseur des cibles, on a vérifié leurs dimensions par deux méthodes:

- 1) Mesure des dimensions (largeur et longueur) de la cible avec un pied à coulisse, et mesure du poids avec une balance de haute précision, ce qui permet de calculer l'épaisseur en connaissant la densité.
- 2) Mesure directe de l'épaisseur avec une vis micrométrique.

Les deux méthodes confirment le même résultat à 1% près. L'épaisseur de la cible de $(C_3H_6)_n$ est de 0,980 mm, celle de la cible de Al est 1,053 mm et celle de la cible de Al_2O_3 est de 1,059 mm. La connaissance de l'épaisseur de la cible est un point primordial, vu que cette valeur intervient dans le facteur de normalisation des données.

2.3. La première chambre à réactions et le système de détection

La première chambre à réactions, au centre de laquelle sont placées les cibles à étudier, est faite en aluminium et a un diamètre de 40,6 cm pour une hauteur de 20 cm. Elle est couplée à la fin du collimateur et pendant les mesures, il y règne un vide de l'ordre de 10^{-4} mbar. Le faisceau de neutrons passe au milieu de la chambre (Figure 2.1). Elle peut être tournée dans le plan de réaction et a 10 ouvertures pour tenir les systèmes de support des télescopes. Ainsi, des distributions angulaires allant de 20° à 160° par pas de 10° peuvent y être mesurées (Slypen 1995, Slypen *et al* 1993, 1994a).

Quatre télescopes sont disposés à différents angles autour de la cible et fonctionnent simultanément (Figure 2.1). La cible aussi peut être tournée autour d'un axe vertical perpendiculaire au faisceau. L'angle d'incidence du faisceau de neutrons sur la cible est choisi pour maximiser l'angle que fait le plan de la cible avec la direction de chaque télescope. Ceci minimise l'épaisseur de cible que les particules chargées produites doivent traverser pour atteindre les détecteurs et donc réduit les corrections de cible épaisse et le seuil de détection.

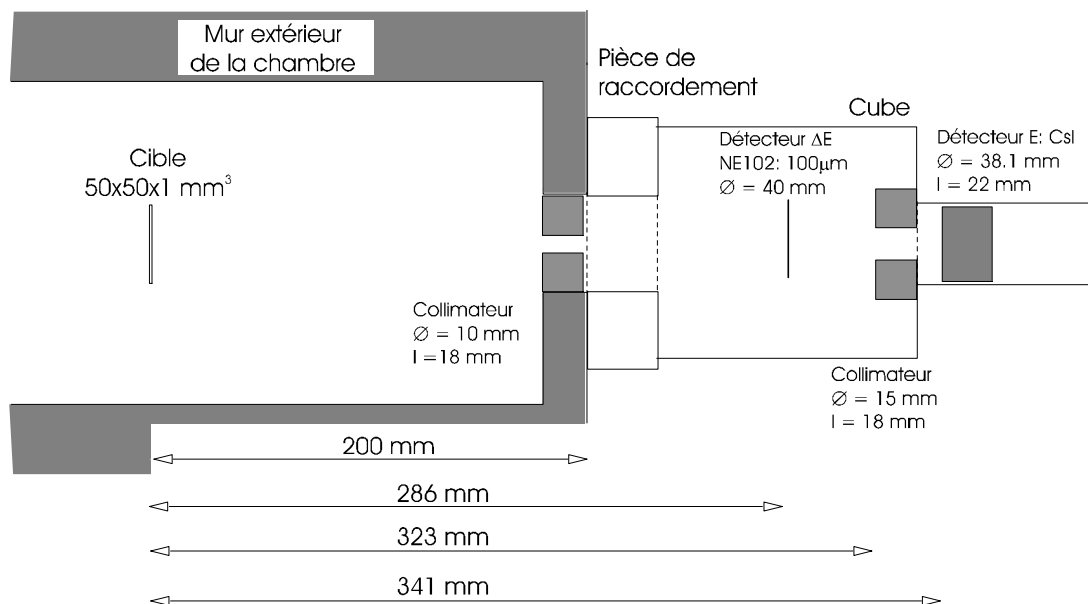


Figure 2.3 Vue détaillée d'un télescope et du système de collimation

Les télescopes utilisés sont du type ΔE -E (Figure 2.3):

- 1) Le détecteur ΔE est un scintillateur plastique NE102A de 100 μm d'épaisseur et d'un diamètre de 4 cm, dont la lumière émise est recueillie à travers un guide de lumière par un photomultiplicateur XP2020. Le scintillateur est fixé entre deux cylindres creux coulissant dans la partie principale du guide de lumière. Le choix de l'épaisseur du scintillateur plastique résulte d'un compromis entre efficacité de détection (les protons les plus énergétiques ± 60 MeV déposent le moins d'énergie) et seuil de détection, tout en permettant d'éliminer le bruit de fond. Etant donné que ce type de détecteur a un temps de réponse rapide (~ 0.5 ns pour le temps de montée) il peut également être utilisé pour des mesures temporelles. Ainsi, le temps de vol est mesuré entre le passage du faisceau par le détecteur capacitif (BPO) et celui des particules chargées dans le détecteur ΔE (Figure 2.3).
- 2) Le détecteur E est constitué d'un scintillateur cristallin CsI(Tl) d'une épaisseur de 22 mm et d'un diamètre 38,1 mm et est couplé directement au photomultiplicateur XP2262. Une mince feuille de mylar (6 μm) est posée devant le scintillateur afin d'éviter qu'il ne perçoive la lumière émise par le NE102A. L'épaisseur du scintillateur cristallin a été choisie pour arrêter des protons ayant une énergie jusqu'à 80 MeV. L'intégration, sur différentes parties du signal de sortie, va nous permettre la différenciation des particules, car la forme du signal observé par le photomultiplicateur couplé au cristal, dépend du type de particule qui a induit la scintillation.

Les scintillateurs sont sous vide (10^{-4} bar), mais pas les photomultiplicateurs. Pour le NE102A l'isolation du vide est réalisé avec un joint au niveau du guide de lumière. Pour le CsI(Tl), un mince disque en lucite ($\varnothing=64$ mm, $l=2$ mm), couplé optiquement au scintillateur d'un côté et au phototube de l'autre, et qui repose sur un joint, permet de faire la séparation entre vide et pression atmosphérique.

L'angle solide couvert par chaque télescope est déterminé par deux collimateurs (Figure 2.3). L'ouverture angulaire (2° - 3°) est telle que tout le faisceau est vu par chaque télescope, mais pas nécessairement toute la cible.

2.4. La deuxième chambre à réactions et le monitoring du faisceau

En plus de l'intégration du faisceau de protons dans le bloc d'arrêt de graphite (Faraday cup), un deuxième système a été développé pour faire le monitoring du flux de neutrons. En effet, au milieu de la deuxième chambre à réactions (Figure 2.1), dans l'axe du faisceau de neutrons, se trouve une cible de polypropylène (1 mm d'épaisseur et 5×5 cm² de surface). Les protons de recul H(n,p) sont détectés par un télescope ΔE -E fixe situé à un angle de 45° par rapport à l'axe du faisceau. Le détecteur ΔE est un scintillateur plastique NE102A d'épaisseur 2 mm et le détecteur E est un cristal CsI(Tl). Le temps de vol entre le BPO et le détecteur ΔE est enregistré. Le pic correspondant aux protons de recul induits par la diffusion des neutrons de 62.7 MeV, est intégré et le résultat qui donne une information relative au flux de neutrons est comparé à l'intégration du faisceau de protons. L'accord entre les deux systèmes de monitoring est très bon (différence relative inférieure à 2%).

2.5. Le système d'acquisition des données

Pour chaque détecteur ΔE -E, les signaux des anodes sont utilisés par le circuit logique de l'électronique qui permet de gérer l'arrivée des événements et les signaux des dynodes servent à l'analyse en forme. Slypen 1995 et Slypen *et al* 1993, 1994a décrivent en détail le système d'acquisition.

La liste suivante reprend quelques caractéristiques du système d'acquisition:

- 1) Les signaux analogiques des anodes sont convertis en des signaux carrés par des convertisseurs à fraction constante (CFD).
- 2) Les signaux analogiques des dynodes sont inversés par un 'Linear Fan-in Fan-out' ou un simple module d'inversion.
- 3) Une grande partie du bruit de fond est éliminée en imposant une coïncidence entre les détecteurs ΔE et E.
- 4) Un temps représentatif du temps de vol est défini en mesurant le temps entre l'arrivée du signal BPO et ΔE . Ces signaux sont introduits dans un convertisseur temps-amplitude (TDC).
- 5) Une porte d'intégration (100 ns) est générée et va permettre l'intégration du signal de la dynode du ΔE par un convertisseur analogue digital (ADC).
- 6) Trois portes d'intégration différentes sont produites pour permettre l'analyse de la forme du signal lumineux provenant du CsI(Tl) (Figure 2.4). L'intégration en charge du signal CsI est réalisée par un codeur de charge (QDC), qui a l'avantage de permettre l'application de deux portes d'intégration différentes pour une seule entrée de signal.
- 7) Pour le monitoring du faisceau, le courant de protons mesuré dans le bloc d'arrêt est intégré à travers un intégrateur de courant et un compteur CAMAC. Pour le télescope moniteur, seulement l'information en temps et l'intégration du signal ΔE sont nécessaires.

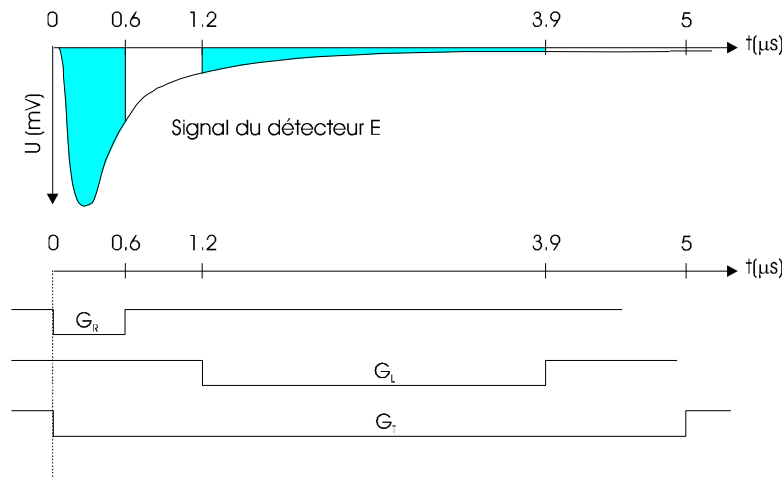


Figure 2.4 Portes d'intégration pour l'analyse du signal du détecteur E. G_R , G_L et G_T représentent respectivement les portes d'intégration rapide, lente et totale.

A ce stade-ci, toute l'information est digitalisée par des convertisseurs CAMAC connectés à un bus VME et le système d'acquisition permet un enregistrement des données événement par événement et donc une analyse hors faisceau. Le programme d'acquisition tourne sur station UNIX connectée au bus VME.

Chaque événement est caractérisé par son temps de vol, l'intégration du signal ΔE , l'intégration totale du signal du CsI (détecteur E), la composante lente du CsI et la composante rapide du CsI. La séparation des particules est réalisée en utilisant des représentations bi-dimensionnelles ΔE -E ou composante rapide en fonction de la composante

lente du CsI (spectre lente-rapide du CsI). La détermination de l'énergie est faite via l'information sur l'intégration totale du signal CsI.

2. Le dispositif expérimental	28
2.1. La production du faisceau de neutrons.....	28
2.2. Les cibles utilisées.....	29
2.3. La première chambre à réactions et le système de détection	30
2.4. La deuxième chambre à réactions et le monitoring du faisceau	31
2.5. Le système d'acquisition des données.....	31

3. L'analyse des données

Le traitement des données est un point primordial dans l'obtention des spectres en énergie. Au départ les spectres à un angle donné, obtenus après intégration totale des signaux CsI, portent en abscisse le canal et en ordonnée un nombre de coups. Ceci est aussi le cas pour les spectres temps de vol correspondants. Ils contiennent la contribution de toutes les particules. La séparation des particules (p, d, t, α) à l'aide de l'information composante lente-composante rapide du CsI et $\Delta E-E$, permet d'obtenir ces spectres pour chaque type de particule. L'application à ces spectres de la calibration en énergie et en temps permet d'obtenir une échelle absolue en abscisse. Chaque type de particule possède alors son spectre en énergie (nombre de coups en fonction de l'énergie après la cible) et son spectre de neutrons correspondant (nombre de coups en fonction de l'énergie des neutrons). La sélection d'une tranche dans les spectres de neutrons incidents permet d'avoir les spectres en énergie pour une énergie de neutrons incidents. Ces spectres doivent être corrigés. La correction comporte le passage de l'énergie après la cible vers l'énergie de la particule produite dans la cible. Elle comporte aussi l'application d'un facteur de correction de cible épaisse. La connaissance des facteurs de normalisation permet le passage des unités arbitraires en ordonnée vers une échelle absolue en mb/MeVsr. Les différentes étapes de l'analyse sont expliquées en détail dans ce chapitre.

3.1. La calibration des télescopes

3.1.1 La calibration en énergie

Une bonne calibration en énergie est nécessaire car elle intervient à différentes étapes de l'analyse des données. Le dispositif expérimental ne permet pas qu'un faisceau de particules chargées soit amené facilement dans notre chambre à réactions, pour effectuer directement une calibration en énergie de nos détecteurs. Ce problème peut être résolu dans le cas des protons et deutons, en utilisant les protons et deutons de recul venant respectivement d'une cible de polypropylène ou de polypropylène deutéré. A cause de la variation rapide de l'énergie des particules produites avec l'angle de diffusion, la gamme en énergie utile peut être couverte facilement. En effet, pour une diffusion élastique neutron sur proton (deuton), l'énergie du proton (deuton) de recul (E_p) varie fort avec l'angle d'émission dans le laboratoire (q) : $E_p = k E_n (\cos q)^2$, où E_n est l'énergie du neutron incident, $k=1$ dans le cas des protons et $k=8/9$ dans le cas des deutons. De même des pics de deutons très prononcés proviennent des réactions $^{12}\text{C}(n,d)^{11}\text{B}$ ($Q=-13.7$ MeV). Ils sont observables aux angles avant de 20° à 40° et peuvent servir de points supplémentaires dans la calibration.

Chaque télescope va voir sa position varier de 20° à 70° par pas de 10° (angle laboratoire). La gamme couverte en énergie s'étend alors de 55.4 MeV à 7.3 MeV pour les protons et de 49.2 à 6.5 MeV pour les deutons (énergie dans la cible).

Afin de se rendre indépendant de la cible utilisée, de son épaisseur et de sa position relative par rapport au télescope, la calibration est réalisée en fonction de l'énergie dans le détecteur. En effet, le programme PERTEN (Slypen 1995 et Slypen *et al* 1994b) calcule pour chaque configuration cible-télescope l'énergie dans la cible, l'énergie après la cible et l'énergie dans le détecteur. Le passage à l'énergie après la cible nous permet aussi d'effectuer aisément un calcul du temps de vol.

Pour vérifier la stabilité du système de détection, des mesures de calibration sont effectuées en début, pendant et à la fin de l'expérience et certains angles sont répétés. Le traitement des données de calibration est alors réalisé en plusieurs étapes:

- 1) Le bruit de fond est éliminé (Section 3.2) en utilisant la représentation bi-dimensionnelle ΔE -E.
- 2) Dans la représentation CsI_lente-CsI_rapide, les protons ou deutons de recul provenant des neutrons du pic monocinétique sont sélectionnés (Figure 3.1).

Une revisualisation des sélections dans le spectre bi-dimensionnel ΔE -E permet d'affiner la sélection. Afin de s'assurer que les protons et deutons sélectionnés proviennent effectivement du pic principal de neutrons, une sélection dans le spectre temps de vol est effectuée (Dalne 1993). Comme ici la seule information qui nous intéresse est la position du pic de protons ou deutons de recul, il n'est pas nécessaire d'éliminer la contribution du carbone en dessous du pic.

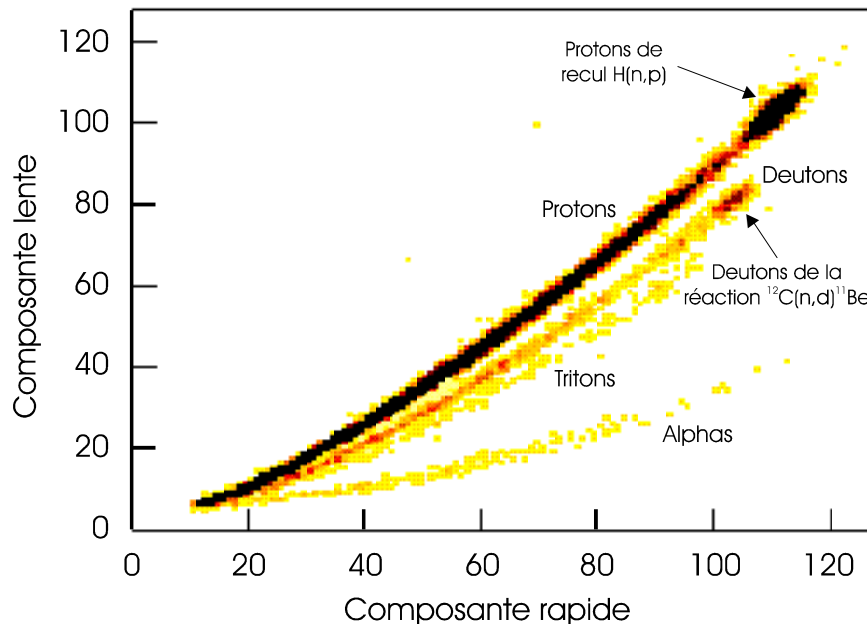


Figure 3.1 Représentation bi-dimensionnelle composante lente-composante rapide du signal CsI(Tl), après élimination du bruit de fond. Le télescope se trouve à 20° et on utilise la cible de polypropylène. Les positions des protons de recul et des deutons de la réaction $^{12}\text{C}(n,d)^{11}\text{Be}$, issus des neutrons du pic monocinétique, sont indiquées.

- 3) Après la sélection des pics, ceux-ci sont ajustés par une gaussienne dans le spectre CsI_total, afin de déterminer la position du maximum et la largeur à mi-hauteur (FWHM). Cette dernière information nous indiquera la barre d'erreur à mettre sur la valeur de la position. Ainsi on obtient pour chaque pic sa position, l'erreur sur la position et l'énergie dans le détecteur correspondant à ce pic. La calibration en énergie pour les protons et deutons pourrait alors se faire en ajustant les données position-énergie par une simple droite.
- 4) La calibration en énergie pour les tritons et alphas est plus difficile. Néanmoins, pour avoir des points de calibration pour les alphas, on peut utiliser une source radioactive naturelle, qui émet des alphas d'une énergie bien précise. On a utilisé une source de

^{241}Am ($E_\alpha=5.45$ MeV) et une source de ^{252}Cf ($E_\alpha=6.12$ MeV) placées juste devant les détecteurs CsI(Tl).

Pour obtenir une calibration en énergie valable pour toutes les particules, une formule analytique universelle pour la réponse lumineuse (L) du CsI en fonction de l'énergie (E) et du type de particule incidente (Z la charge et A le nombre de masse) est utilisée (Horn *et al* 1992):

$$L = a_0 + a_1 \left(E - a_2 AZ^2 \ln \left| \frac{E + a_2 AZ^2}{a_2 AZ^2} \right| \right)$$

Cette formule contient trois paramètres à ajuster:

a_0 = paramètre lié au seuil en énergie

$a_1 = gS$, produit du gain électronique (g) et de l'efficacité de scintillation (S)

$a_3 = ckB$, produit du facteur de quenching (kB) et d'un facteur de proportionnalité (c); le quenching inclut tous les processus de désexcitation sans émission radiative.

L'ajustement de L donné par la position du pic en fonction de AZ^2 et de l'énergie dans le détecteur E , est réalisé et un résultat type est représenté dans la figure ci-dessous (Figure 3.2)

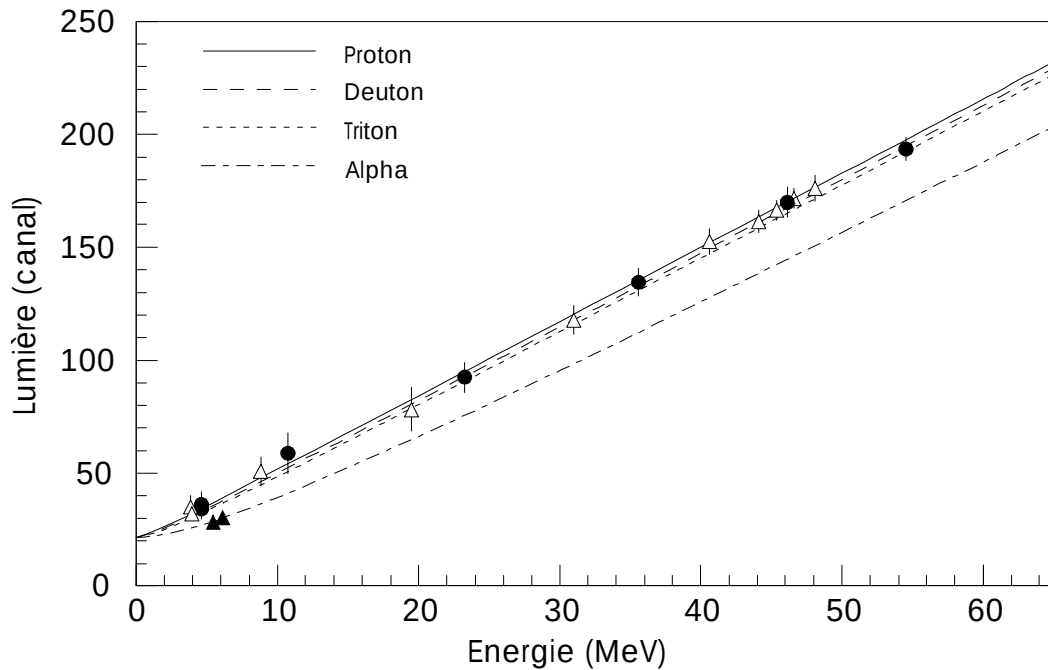


Figure 3.2 Courbes de calibration en énergie pour les protons, deutons, tritons et alphas, obtenues à partir de l'équation de Horn (Horn *et al* 1992). Les points noirs et triangles blancs correspondent aux protons et deutons respectivement. Les triangles noirs correspondent aux points obtenus avec les sources d'alphas. L'énergie en abscisse correspond à celle des particules dans le détecteur.

Pour $E \gg a_2 AZ^2$, le terme dans la fonction logarithmique de l'équation de Horn devient négligeable par rapport au terme linéaire et les courbes de calibration pour les diverses particules deviennent pratiquement parallèles.

L'imprécision de la calibration provient des erreurs sur les paramètres a_0 , a_1 , a_2 . Une erreur sur a_0 entraîne une translation des courbes tandis qu'une erreur sur a_1 et a_2 peut

changer la forme de la courbe. La plus grande erreur est sur le terme a_2 . Elle influence très peu la courbe de calibration pour les protons et deutons. Tandis que la courbe des tritons est légèrement dépendant du terme a_2 , celle des alphas en dépend significativement (Slypen 1995). En tenant compte des incertitudes sur les paramètres ajustés et de la résolution en énergie du faisceau de neutrons (FWHM=2 MeV à 62.7 MeV neutrons), on définit le pas en énergie pour les histogrammes des protons et deutons à 2 MeV et pour les tritons et alphas à 3 MeV (Slypen 1995 et Slypen *et al* 1996).

3.1.2 La calibration en temps

Une fois un produit de réaction sélectionné (Section 3.2), il est nécessaire de sélectionner parmi ces événements ceux qui viennent du pic de neutrons ou d'un certain intervalle en énergie défini dans le continu (plateau du spectre des neutrons) (Section 3.3). Comme l'énergie des neutrons est déterminée par la méthode de temps de vol, une bonne calibration en temps est indispensable. On utilise pour cela les mêmes événements qui nous ont servi pour la calibration en énergie.

Après avoir sélectionné les protons ou deutons de recul et les deutons provenant de la réaction sur carbone $^{12}\text{C}(n,d)^{11}\text{B}$, on reconstruit le spectre de temps de vol qui correspond à ces événements. Les pics correspondant aux événements induits par des neutrons de 62.7 MeV, sont ajustés par une gaussienne et on détermine ainsi la position du pic et sa largeur à mi-hauteur. Le temps correspondant à la position du pic est alors calculé par le programme PERTEN (Slypen *et al* 1994b). Il se compose du temps mis par un neutron de 62.7 MeV pour parcourir la distance entre la cible de lithium et la cible dans la chambre et du temps mis par la particule diffusée d'énergie définie pour aller de la cible vers le scintillateur ΔE . La Figure 3.3 montre la droite de calibration en temps pour un télescope donné. Chaque télescope a sa droite de calibration particulière, bien que la pente des droites soit toujours semblable, de l'ordre de 0.05 ns/canal (résolution du TDC).

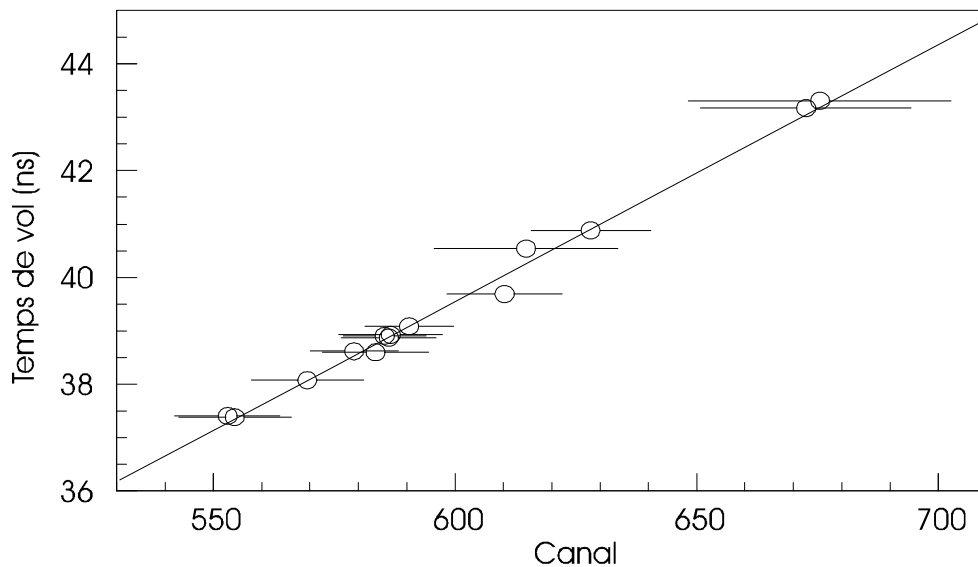


Figure 3.3 Droite de calibration en temps pour un télescope. Les données expérimentales correspondent à la position des pics des protons et deutons de recul dans le spectre temps de vol. Les barres d'erreur sont basées sur la largeur à mi-hauteur du pic.

3.2. La séparation des particules

Le traitement des données (cible Al et Al_2O_3) commence par l'élimination du bruit de fond suivi de la séparation des différentes particules (Slypen 1995, Lambert 1997). Les spectres lent-rapide du CsI, permettent la séparation des particules et cette sélection sera affinée par la représentation ΔE -E. Ces deux spectres sont complémentaires car le spectre lent-rapide du CsI permet une bonne discrimination des particules à haute énergie, et le spectre ΔE -E permet de bien séparer les particules à basse énergie.

La représentation bi-dimensionnelle ΔE -E (Figure 3.4b) permet de séparer facilement le bruit de fond des particules chargées de la Figure 3.4.a. Après élimination du bruit de fond, les protons, deutons, tritons et alphas sont bien séparés sur une large gamme en énergie (Figure 3.4.c). Pour des événements choisis dans la Figure 3.4.c, par exemple les protons, une reconstruction du spectre ΔE -E de ces événements (Figure 3.4.d), permet d'éliminer une éventuelle contamination des protons par des particules non désirées. La sélection des deutons, tritons et alphas suit alors le même processus (Lambert 1997). La contamination résiduelle des deutons par des protons peut atteindre 7% des deutons à basse énergie (<12 MeV). Les tritons contaminent très peu le spectre des deutons car ils ont une section efficace de production environ dix fois plus petite que les deutons. Pourtant la séparation difficile des tritons de basse énergie a pour conséquence que pour les tritons le seuil en énergie est élevé. Les alphas sont surtout bien séparés dans le spectre ΔE -E. Ceci vient du fait qu'ils déposent le plus d'énergie dans le scintillateur NE102A et qu'ils se séparent alors bien des autres particules. La sélection des alphas contient aussi les particules ^3He qui ne peuvent pas être distinguées. Pourtant leur présence est réduite vu que leur section de production est environ 10 fois plus petite que celle des alphas. Leur contribution va donc tomber largement dans l'erreur statistique sur les spectres des alphas.

3.3. La sélection des événements du pic monocinétique et d'autres tranches en énergie neutron

Après la séparation des particules, il faut pour un type de particule donné, sélectionner les événements qui proviennent d'une tranche en énergie de neutrons bien spécifique. Pour réaliser ceci, l'information du temps de vol total (t_{tot}) associée à chaque événement est utilisée. En effet le temps mesuré par le TDC correspond au temps de vol total, c-à-d au temps (t_n) que met le neutron pour aller de la cible de lithium vers la cible dans la chambre plus le temps (t_p) que met la particule chargée produite pour aller de la cible vers le détecteur ΔE : $t_{\text{tot}} = t_n + t_p$.

Le temps de vol de la particule (t_p) peut facilement être calculé. En effet, en utilisant la calibration en énergie, le spectre CsI total peut être transformé en un spectre en énergie ayant en abscisse l'énergie dans le détecteur et en ordonnée le nombre de coups. De même à chaque énergie dans le détecteur peut être associée une énergie après la cible calculée par PERTEN. Donc, pour un événement donné, on connaît son énergie après la cible et, comme la distance cible-détecteur ΔE est connue, on peut en déduire le temps de vol t_p .

Le temps de vol neutron t_n peut donc être déduit des informations t_{tot} et t_p associées à l'événement en faisant une simple soustraction des deux. La base de vol des neutrons étant fixe, on peut facilement déterminer l'énergie du neutron qui a donné naissance à la particule. Ainsi, à chaque spectre en énergie pour une particule donnée correspond un spectre neutron reconstruit (Figure 3.5).

Les événements provenant du pic principal sont sélectionnés en plaçant des bornes de part et d'autre du pic (généralement allant de 57 MeV à 73 MeV à la base) et le spectre en énergie est reconstruit uniquement pour ces événements (hachuré dans la Figure 3.5).

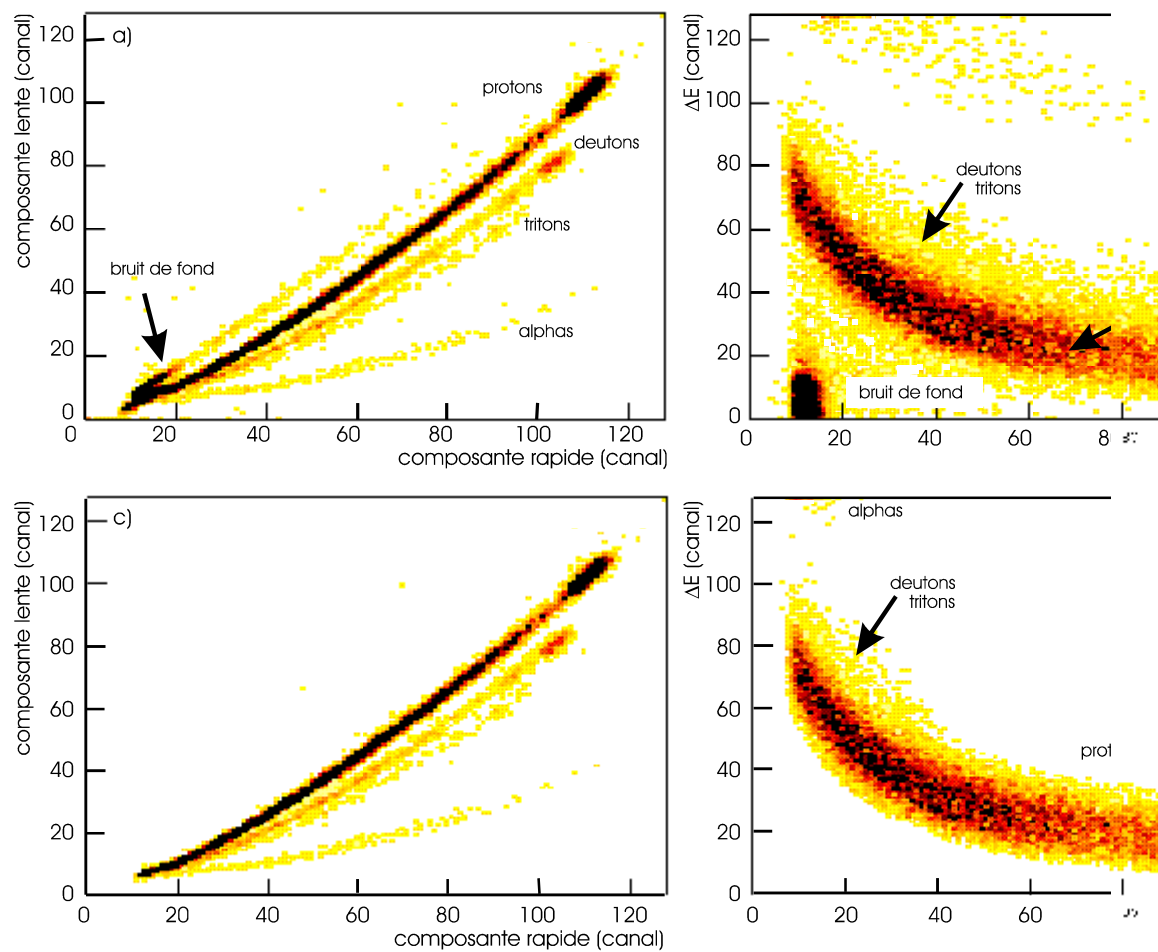


Figure 3.4 Représentations bi-dimensionnelles: a) composante lente-composante rapide et b) ΔE - E avant élimination du bruit (c) après élimination du bruit de fond, d) ΔE - E après sélection des protons dans c).

De même, comme toutes les mesures ont été effectuées avec une faible erreur statistique, 5% pour les protons et 7% pour les deutons, il est possible d'étendre notre sélection vers les événements induits par des neutrons du continu c-à-d de la queue du spectre neutron (Figure 3.5). Ainsi, une large gamme en énergie de neutrons a pu être couverte 53.5 ± 2.5 , 49.0 ± 2.0 , 45.0 ± 2.0 , 41.0 ± 2.0 , 37.5 ± 1.5 , 34.5 ± 1.5 , 31.5 ± 1.5 , 28.5 ± 1.5 MeV. Les tranches en énergie et leurs largeurs ont été choisies en tenant compte de la résolution temporelle du faisceau de protons incidents sur la cible de lithium (0.8 ns). La statistique sera plus faible que lors de la sélection des événements provenant du pic principal, car le nombre de neutrons dans une tranche du continu est environ 10 fois plus petit que celui dans le pic monocinétique. Pour les énergies du continu, on s'attend donc à une erreur moyenne de 15% et 20% pour respectivement les spectres de protons et deutons. Pour les tritons et les alphas seul un nombre limité d'angles pourra donner des résultats significatifs. En effet pour les tritons, leur section efficace de production est faible et pour les alphas, leur statistique est limitée par leur grande perte d'énergie dans la cible et donc par leur faible comptage et la grande correction de cible épaisse (Section 3.4).

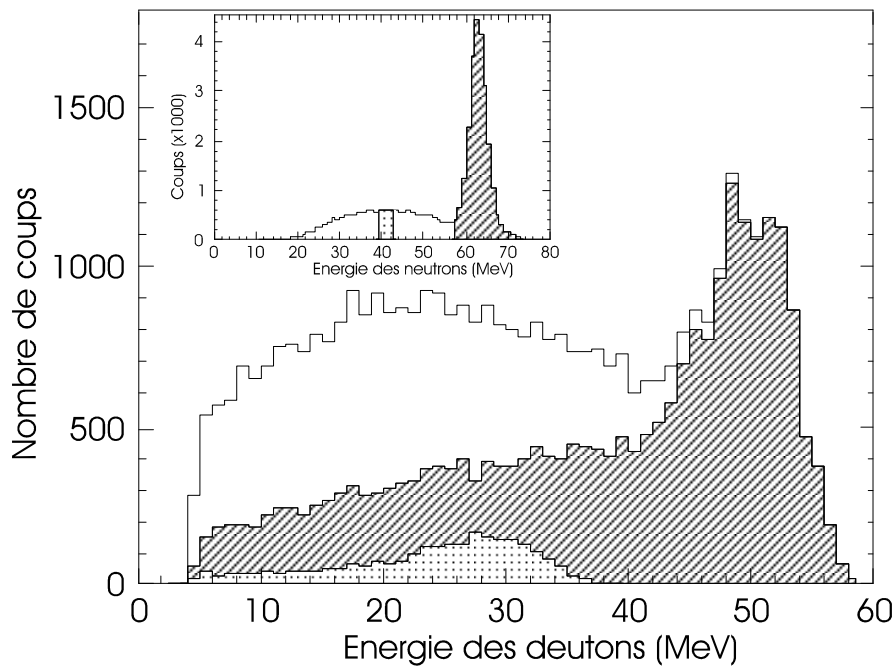


Figure 3.5 Sélection d'événements de deutons induits par des neutrons du pic principal 62.7 MeV (région en hachuré) et par des neutrons d'une tranche centrée sur 41 MeV dans le continu (région en pointillé). L'encadré montre le spectre de neutrons reconstruit à partir de la totalité des événements de deutons. Les spectres viennent de données à 20° pour une cible d'aluminium et l'énergie des deutons indiquée est celle après la cible.

3.4. La correction des spectres en énergie

L'épaisseur des cibles (1 mm), l'épaisseur du détecteur ΔE (0.1 mm) ainsi que le seuil en énergie du détecteur E (environ 1.5 MeV) limitent l'enregistrement des particules chargées de basse énergie. En effet, pour ces particules là, uniquement une partie de la cible peut produire des particules ayant suffisamment d'énergie pour en sortir et être détectées dans les télescopes. En effet, une particule produite en début de cible peut ne pas avoir suffisamment d'énergie pour sortir de la cible, alors que la même particule produite en fin de cible le peut. On dit donc que pour cette particule la cible n'est pas entièrement active (la fraction de cible active est inférieure à 1). Les spectres enregistrés doivent donc être corrigés pour cet effet de cible épaisse. Nous parlerons alors du calcul des corrections de cible active.

De même, vu l'épaisseur de cible, l'énergie après la cible peut être considérablement différente de l'énergie dans la cible. Cette relation dépend de l'énergie et du type de particule émise ainsi que de l'angle entre le plan de la cible et la direction du télescope (angle α) c-à-d dépend de la distance moyenne que doit parcourir la particule chargée dans la cible avant d'en sortir. Il faut donc convertir tous nos spectres mesurés en des spectres en fonction de l'énergie de la particule émise lors de la réaction que nous appellerons l'énergie dans la cible.

De plus, le diamètre du faisceau de neutrons sur la cible est non-négligeable. Il est déterminé par le système de collimateurs qui définit l'angle d'ouverture du faisceau de neutrons ainsi que son profil non-uniforme (cf Chapitre 2, Figure 2.2). D'autre part, l'épaisseur de 3 mm de la cible de lithium introduit une dispersion en énergie de l'ordre de 1.2 MeV sur le spectre de neutrons, ce qui contribue à la largeur à mi-hauteur (2 MeV) du faisceau de neutrons.

Pour assurer une bonne définition de l'angle solide des collimateurs sont placés devant les détecteurs (Figure 2.3) et leurs dimensions ont été choisies pour avoir un taux de comptage acceptable.

Toutes les propriétés géométriques mentionnées ci-dessus sont introduites dans un programme de simulation de l'expérience appelé PERTEN (Slypen *et al* 1994b, Slypen 1995). Ce programme calcule pour une configuration cible-télescope et une particule donnée, l'angle solide, l'énergie dans la cible, l'énergie après la cible, l'énergie dans le détecteur et la fraction de cible active. La simulation est basée sur l'utilisation des techniques de type Monte-Carlo.

Nous avons effectué pour un télescope fixé à 20° et la cible d'aluminium, deux mesures avec des configurations cible-télescope différentes (Figure 3.6).

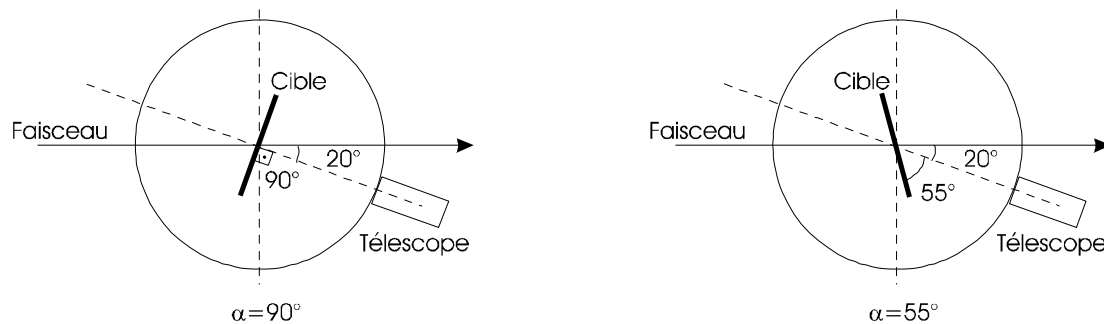


Figure 3.6 Représentation des deux configurations cible-télescope.

Pour ces deux configurations données, dans le cas des protons, la Figure 3.7 et la Figure 3.8 montrent respectivement la variation de l'énergie dans la cible en fonction de l'énergie après la cible et la variation de la fraction de cible active en fonction de l'énergie dans la cible d'aluminium. On voit que pour un angle α plus grand, la correction de cible épaisse est plus petite c-à-d qu'elle commence à une énergie plus basse.

Il faut tout de même remarquer que la fraction de cible active telle qu'elle est donnée par le programme PERTEN, n'est pas appliquée directement aux spectres en énergie. En effet, pour chaque pas de l'histogramme en énergie, le facteur de correction $f_c(E_{centr})$ est calculé par:

$$f_c(E_{centr}) = \frac{\int_{E_{centr}}^{E_{max}} f(E) dE}{E_{centr} - E_{max}} \quad \text{où}$$

- où E_{centr} est l'énergie du centroïde du pas de l'histogramme et
- E_{max} est l'énergie (dans la cible) associée à E_{centr} lorsque cette dernière est considérée comme une énergie après la cible. En effet, après la cible l'énergie maximale qui peut être observée vaut exactement E_{centr} .

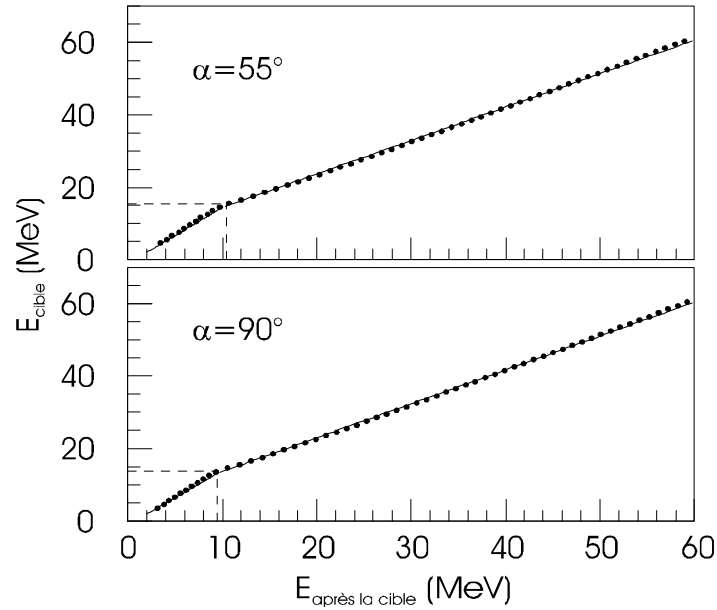


Figure 3.7 Energie cinétique au milieu de la cible en fonction de l'énergie après la cible pour les protons dans la cible d'aluminium pour deux angles α différents entre la direction du télescope et le plan de la cible.

Le Tableau 3.1 reprend les caractéristiques des deux configurations de mesures: la position du télescope, l'orientation de la cible par rapport au télescope (angle α), l'angle solide et le flux de neutrons.

Tableau 3.1 Caractéristiques des deux configurations cible-télescope.

Mesure	Position du télescope	Angle α	Angle solide (ua)	Flux de neutrons (ua)
Run49	20°	55°	1491	538.168
Run58	20°	90°	1308	143.042

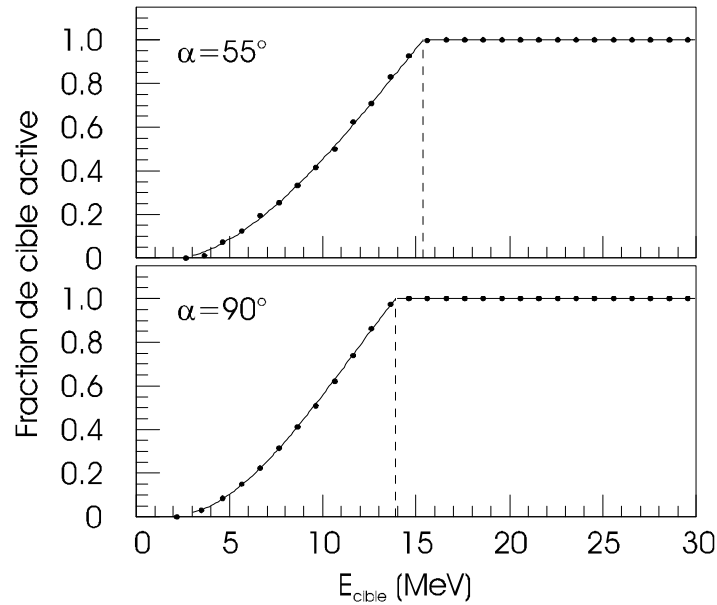


Figure 3.8 Fraction de cible active en fonction de l'énergie dans la cible d'aluminium pour les protons pour deux angles α différents

La Figure 3.9. montre pour protons et alphas, pour les deux orientations de la cible ($\alpha=55^\circ$ et $\alpha=90^\circ$) les effets de la normalisation au même angle solide (Figure 3.9.b) et de la correction à basse énergie (Figure 3.9.c). La normalisation aux flux de neutrons a été réalisée préalablement (Figure 3.9.a). L'accord est excellent lorsque toutes les normalisations et corrections sont appliquées sur les spectres, ce qui donne confiance quant à l'utilisation du programme PERTEN.

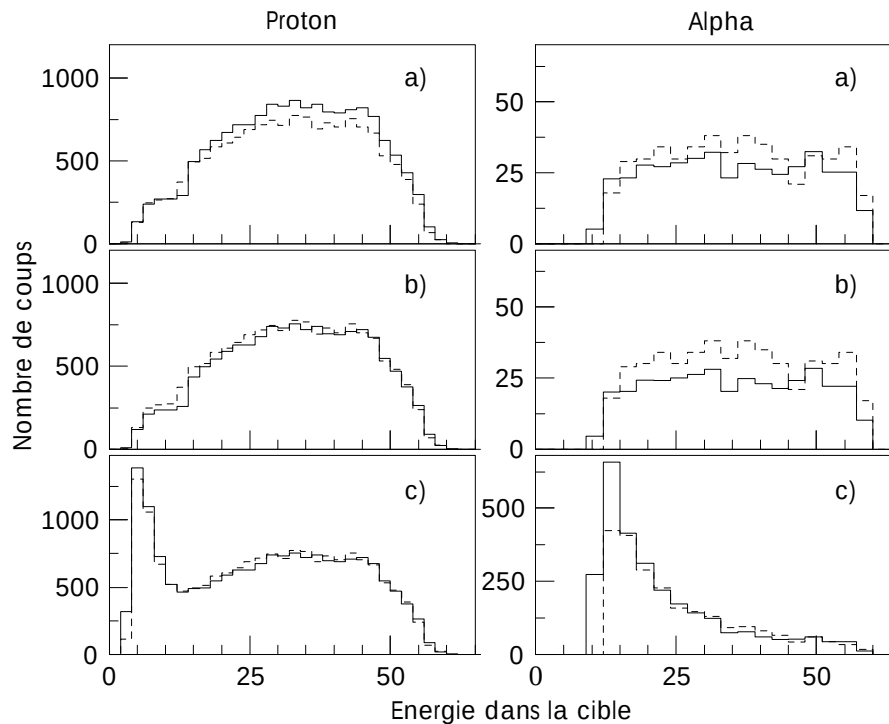


Figure 3.9 Correction des spectres en énergie des protons et alphas à 20° pour deux configurations cible-télescope différentes (histogramme continu pour $\alpha=55^\circ$, ligne discontinue pour $\alpha=90^\circ$): a) après normalisation au même faisceau incident, b) après correction de l'angle solide et c) après correction de cible active.

Un commentaire s'impose sur la largeur des pas d'intégration dans le cas des alphas ainsi que sur les pas d'intégration à basse énergie pour les autres particules. Il est clair que l'épaisseur des cibles introduit une certaine incertitude dans le calcul de l'énergie transmise, lors de la réaction, à la particule chargée (énergie dans la cible). En effet, pour une énergie après la cible bien définie, on ne sait pas dire exactement l'endroit où la particule a été produite dans la cible, ni quelle est son énergie exacte dans la cible (car selon l'endroit de production celle-ci peut être plus ou moins grande). Pour les alphas, cette indétermination dépasse de loin les 3 MeV du pas choisi (grande perte d'énergie), ce qui fait que toutes les sections individuelles déduites pour un spectre alpha sont complètement dépendantes. Le spectre est semblable à un spectre lissé. La même remarque est valable pour les spectres des protons et deutons à basse énergie (<13 MeV), pour lesquelles la perte en énergie peut dépasser la largeur du pas de 2 MeV.

3.5. La normalisation des données

Après l'obtention des spectres sous forme d'histogrammes en pas de 2 MeV pour les protons et deutons et de 3 MeV pour les tritons et alphas, il s'agit de normaliser ces spectres en énergie (énergie dans la cible) pour avoir des sections efficaces en [mb/MeV sr]. Ces sections efficaces absolues sont obtenues par normalisation à nos sections efficaces de diffusion H(n,p) mesurées (Benck *et al* 1997a).

3.5.1 Les sections efficaces de diffusion H(n,p)

Les sections de diffusion sont obtenues en sélectionnant d'abord tous les protons dans le spectre lent-rapide du CsI. Après affinage par passage dans le spectre ΔE -E, le spectre des neutrons est reconstruit à partir de tous les protons venant de la cible de $(C_3H_6)_n$. Puis on sélectionne juste les protons venant du pic principal ou d'une tranche en énergie de neutrons du continu (Figure 3.10). Dans les spectres en énergie des protons, la contribution du carbone se trouve en dessous du pic de diffusion H(n,p). Celle-ci est à éliminer en considérant au même angle et pour la même tranche en énergie de neutrons, le spectre des protons venant du carbone (Slypen 1995). Après normalisation de celui-ci au même flux de neutrons, angle solide et nombre de noyaux dans la cible, on peut par simple soustraction enlever les protons du carbone qui se trouvent en dessous du pic de diffusion.

Puis le nombre de coups dans le pic de diffusion est intégré. Ce nombre peut être exprimé sous la forme suivante:

$$N_p(q_H) = \frac{dS}{d\Omega}(q_H) f_H \Omega_H N_H e_H(E_p) f_H(E_p) \quad (3.1)$$

avec	$N_p(q_H)$	le nombre de protons détectés à un angle laboratoire q ($E_p = E_n \cos q$)
	$dS/d\Omega(q_H)$	section efficace différentielle de diffusion H(n,p) pour un angle laboratoire q_H [mb/sr]
	f_H	le flux de neutrons [neutrons/s/cm ²]
	Ω_H	l'angle solide
	N_H	le nombre de noyau cible par cm ² ($8.17 \cdot 10^{21}$ noyaux/cm ²)
	$e_H(E_p)$	l'efficacité de détection
	$f_H(E_p)$	la fraction de cible active pour les protons d'énergie E_p

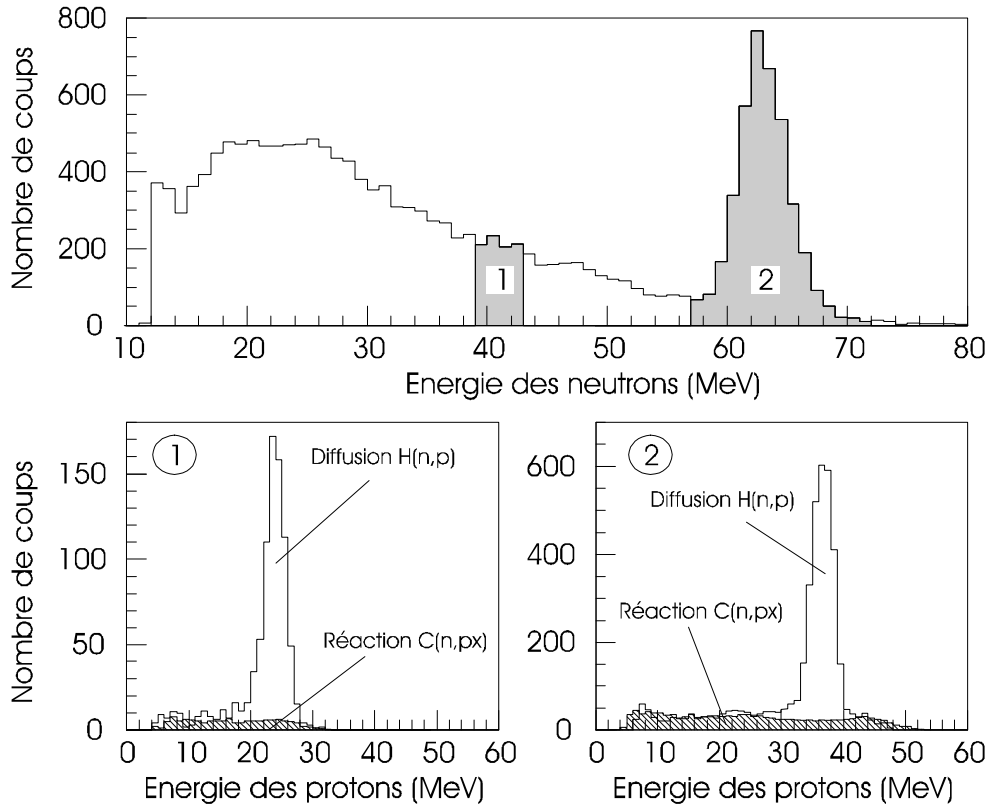


Figure 3.10 En haut: spectre en énergie des neutrons reconstruit à partir de tous les protons détectés à 40° et provenant de l'interaction des neutrons sur la cible $(C_3H_6)_n$. On sélectionne (1) une tranche d'énergie de neutrons centrée par exemple sur 41 MeV et (2) les neutrons du pic principal 62.7 MeV. Les figures (1) et (2) montrent les spectres des protons correspondant aux deux sélections dans le spectre des neutrons. On y observe le pic de diffusion $H(n,p)$ et la contribution des protons provenant du carbone.

Puisque le flux de neutrons indiqué par le télescope moniteur ou l'intégration du faisceau de protons n'est pas une valeur absolue, il faut procéder par normalisation relative. De plus l'angle solide donné par le programme PERTEN n'est qu'une valeur relative. Ainsi les sections efficaces obtenues avec la formule (3.1) sont données en unités arbitraires.

L'efficacité de détection est supposée constante sur toute la gamme en énergie concernée. Ceci a été démontré indirectement par l'étude des spectres de protons résultant de la diffusion $H(n,p)$ (Slypen 1995 et Slypen *et al* 1995b). Néanmoins, nos résultats confirment cette hypothèse: sans renormalisation, les données du carbone s'ajustent aux données obtenues avec la cible $(C_3H_6)_n$ par simple normalisation au flux de neutrons incidents, angle solide et nombre de noyaux cibles (Figure 3.10).

Pour avoir la fraction de cible active, chaque configuration de 20° à 70° est introduite dans le fichier d'entrée du programme PERTEN. Pour le pic de diffusion $H(n,p)$ et l'énergie neutron 62.7 MeV, la fraction de cible active est inférieure à 1 si l'angle dépasse 50° ($f = 0.97$ à 60° , $E_p = 15.67$ MeV et $f = 0.21$ à 70° , $E_p = 7.33$ MeV, dépendant de l'angle α).

Ainsi pour chaque angle laboratoire mesuré, on obtient une section efficace différentielle en unités arbitraires. Cette section est transformée dans le centre de masse par:

$$S_{CM_p}(q_{CM_p}) = \frac{S_{lab_p}(q_{lab_p})}{4 \cos(q_{lab_p})}$$

Comme à chaque proton de recul correspond un neutron diffusé, et que l'angle de diffusion du neutron est complémentaire à celui du proton de recul dans le centre de masse (hypothèse $m_p=m_n$), on peut écrire:

$$S_{CM_n}(q_{CM_n}) = S_{CM_p}(\mathbf{p} - q_{CM_p}) = \frac{ds}{d\Omega}(q)_{mes}$$

La distribution angulaire ainsi obtenue dans le centre de masse $ds/dW(q)_{mes}$ se trouve dans des unités arbitraires. En effet la mesure en elle-même nous donne que la forme de la distribution angulaire. Pour passer en unités absolues [mb/sr], on décrit les distributions angulaires par une combinaison linéaire de polynômes de Legendre:

$$\frac{ds}{d\Omega}(q)_{mes} = \sum_{l=0}^n A_l P_l(\cos q)$$

On fait alors un ajustement en minimisant le chi-carré. Dans notre cas, étant donné le nombre limité de points (6 angles), on utilise au maximum 4 polynômes. Pour avoir un point supplémentaire lors de l'ajustement, on introduit la limite de Wick (Hodgson 1971) (section efficace à 0° déduit de l'inégalité de Wick dans le modèle optique).

Les facteurs A_0, A_1, A_2 et A_3 sont alors déduits et en écrivant la formule sous la forme

$$\frac{ds}{d\Omega}(q)_{mes} = A_0 \sum_{l=0}^n \frac{A_l}{A_0} P_l(\cos q)$$

et en intégrant les sections efficaces sur toute la sphère

$$S_{mes} = \int_{sphère} \frac{dS}{d\Omega}(q)_{mes} d\Omega = \int_0^p A_0 \sum_{l=0}^3 \frac{A_l}{A_0} P_l(\cos q) 2p \sin q dq$$

on obtient:

$$S_{mes} = 4pA_0$$

Pour les quatre télescopes, les sections efficaces totales mesurées peuvent alors être normalisées aux sections efficaces expérimentales décrites dans l'article de Binstock 1974:

$$S_{réf} = S_{mes} k = 4pA_0 k$$

Pour la mesure à 62.7 MeV, la valeur pour la section efficace totale expérimentale de référence est de 124 mb. Ici, pour chaque télescope, cet ajustement avec les polynômes de Legendre a uniquement été réalisé pour les données du pic principal 62.7 MeV bien qu'on aurait pu le refaire pour chaque énergie venant du continu (Benck *et al* 1997a).

En multipliant alors chacune de nos sections différentielles en angle $ds/dW(q)$ par le facteur k , on obtient une distribution angulaire en unités absolues [mb/sr].

3.5.2 La normalisation des sections efficaces doublement différentielles du pic principal

Le nombre de particules d'énergie E observées à un angle q est donné par:

$$N_c(E, q) = \frac{d^2 S}{dE d\Omega}(E, q) f_c \Omega_c N_c e_c(E) f_c(E) \Delta E \quad (3.2)$$

avec $N_c(E, q)$ le nombre de particules d'énergie E détectées à un angle laboratoire q

$d^2 s/dE d\Omega(E, q)$ section efficace doublement différentielle de production [mb/MeV/sr]

f_c le flux de neutrons [neutrons/s/cm²]

Ω_c l'angle solide [sr]

N_c le nombre de noyau cible par cm²

$e_c(E)$ l'efficacité de détection

$f_c(E)$ la fraction de cible active

ΔE le pas en énergie de l'histogramme

L'indice C indique le noyau cible: aluminium ou oxygène. Pour la cible Al₂O₃ le nombre de noyaux d'oxygène par cm² est de $7.48 \cdot 10^{21}$, et pour la cible Al le nombre de noyaux cible par cm² est de $6.02 \cdot 10^{21}$. En divisant l'équation (3.2) par (3.1) on obtient:

$$\frac{d^2 s}{dE d\Omega}(E, q) = \underbrace{\frac{1}{N_p(q_H) / f_H(E_p)} \frac{f_H}{f_c} \frac{\Omega_H}{\Omega_c} \frac{N_H}{N_c} \frac{e_H(E_p)}{e_c(E)} \frac{ds}{d\Omega}(q_H)}_{\text{facteur de normalisation } K} \underbrace{\frac{N_c(E, q)}{f_c(E)}}_{\text{spectre corrigé}} \frac{1}{\Delta E} \quad (3.3)$$

Le facteur ΔE est laissé en dehors du facteur de normalisation K , étant donné qu'il est égal à 2 MeV pour les protons et deutons et 3 MeV pour les tritons et alphas.

Le rapport entre les flux de neutrons incidents f_H/f_c est donné par les informations obtenues des deux systèmes de monitoring. Comme l'accord entre les deux moniteurs est bon (différence de l'ordre de 2%), on va utiliser dans la suite les valeurs données par l'intégration du courant de protons.

Le rapport des angles solides Ω_H/Ω_c est donné par PERTEN, en utilisant une méthode de Monte-Carlo (Slypen *et al* 1994b). Les angles solides alors obtenus sont relatifs entre eux.

Le rapport des efficacités ϵ_H/ϵ_c se simplifie étant donné qu'on considère des mesures réalisées par un même télescope et que pour un télescope l'efficacité est constante (Slypen 1995).

Les facteurs de normalisation sont indépendants de l'énergie et du type de particules produites lors des réactions sur l'aluminium ou l'oxygène. Etant donné que pour les réactions sur la cible de polypropylène on fait des mesures à 6 angles q_H différents, on obtient pour chaque télescope situé à l'angle q , 6 facteurs de normalisation. La dispersion de ces facteurs

autour de la moyenne est de 5%. Des facteurs de normalisation de l'ordre de $3-4 \cdot 10^{-4}$ mb/MeV/sr sont obtenus, ce qui indique la sensibilité de détection de l'expérience.

3.5.3 La normalisation des sections efficaces doublement différentielles pour les énergies du continu

Pour les facteurs de normalisation correspondant aux énergies de neutrons venant du continu (de la queue du spectre de neutrons), on pourrait procéder de la même manière que pour le pic principal c-à-d ajuster nos données de la cible de $(C_3H_6)_n$ par des polynômes de Legendre (Benck *et al* 1997a). Ici par contre nous essayons de lier nos facteurs de normalisation du continu à ceux du pic principal où la précision est bonne, de l'ordre de 6% sur l'échelle absolue (Chapitre 5 et Slypen 1995).

$$N_p^{pic}(q_H) = \frac{dS^{pic}}{d\Omega}(q_H) \frac{f_H}{f_C} \frac{\Omega_H}{\Omega_C} \frac{N_H}{N_C} \frac{e_H^{pic}(E_p^{pic})}{e_C^{con}(E)} \frac{f_H^{pic}(E_p^{pic})}{f_H^{con}(E_p^{con})}$$

$$N_p^{con}(q_H) = \frac{dS^{con}}{d\Omega}(q_H) \frac{f_H}{f_C} \frac{\Omega_H}{\Omega_C} \frac{N_H}{N_C} \frac{e_H^{con}(E_p^{con})}{e_C^{con}(E)} \frac{f_H^{con}(E_p^{con})}{f_H^{con}(E_p^{con})}$$

L'équation (3.3) peut être réécrite pour les spectres dans le continu:

$$\frac{d^2 S^{con}}{dE d\Omega}(E, q) = \frac{1}{N_p^{con}(q_H) / f_H^{con}(E_p^{con})} \frac{f_H}{f_C} \frac{\Omega_H}{\Omega_C} \frac{N_H}{N_C} \frac{e_H^{con}(E_p^{con})}{e_C^{con}(E)} \frac{dS^{con}}{d\Omega}(q_H) \frac{N_C^{con}(E, q)}{f_C(E)} \frac{1}{\Delta E}$$

et en la multipliant avec le facteur de normalisation K , on obtient:

$$\frac{d^2 S^{con}}{dE d\Omega}(E, q) = \underbrace{K}_1 \underbrace{\frac{N_p^{pic}(q_H) / f_H^{pic}(E_p^{pic})}{N_p^{con}(q_H) / f_H^{con}(E_p^{con})}}_2 \underbrace{\frac{dS^{con}}{d\Omega}(q_H)}_3 \frac{N_C^{con}(E, q)}{f_C(E)} \frac{1}{\Delta E} \quad (3.4)$$

En considérant pour le pic principal et l'intervalle d'énergie dans le continu, les cas où la fraction de cible active $f=1$, le facteur de normalisation dans le continu se limite à une multiplication de 3 termes: 1) le facteur de normalisation pour le pic principal, 2) le rapport du nombre de particules diffusées pour les deux tranches en énergie (pic et continu Figure 3.10) et 3) le rapport des sections différentielles données par Binstock 1974. La multiplication du terme 2 par le terme 3 dans l'équation (3.4) doit être indépendant de l'angle q_H considéré et est de l'ordre de 10. Ceci confirme que le nombre de neutrons dans une tranche en énergie du continu est 10 fois plus petit que le nombre de neutrons dans le pic.

3.5.4 Soustraction de la contribution de l'Al pour la cible de Al_2O_3

Les spectres de Al sont normalisés aux spectres Al_2O_3 avant de faire la soustraction pour obtenir les spectres pour ^{16}O . La position de la cible et des télescopes ne changent pas lors du passage d'une cible à l'autre. Ceci a comme conséquence que l'angle solide et l'efficacité de détection sont les mêmes.

$$N_{O(Al_2O_3)}(E, q) = N_{Al_2O_3}(E, q) - N_{Al(Al_2O_3)}(E, q) \quad (3.5)$$

où $N_{O(Al_2O_3)}(E, q)$ est le nombre de particules venant de l'oxygène de la cible de Al_2O_3 ,
et $N_{Al_2O_3}(E, q)$ est le nombre de particules venant de toute la cible de Al_2O_3 .

Le nombre de particules venant de l'aluminium de la cible d'alumine saphir $N_{Al(Al_2O_3)}(E, q)$ peut être exprimé sous la forme suivante:

$$N_{Al(Al_2O_3)}(E, q) = \frac{d^2 S}{dE d\Omega}(E, q) f \Omega N_{Al(Al_2O_3)} e(E) f(E) \Delta E \quad (3.6)$$

Celui-ci peut être comparé au nombre de particules produites avec une cible d'aluminium pure:

$$N_{Al(Al)}(E, q) = \frac{d^2 S}{dE d\Omega}(E, q) f' \Omega N_{Al(Al)} e(E) f'(E) \Delta E \quad (3.7)$$

En divisant (3.6) par (3.7) et en remplaçant dans l'équation (3.5) on obtient:

$$\underbrace{\frac{N_{O(Al_2O_3)}(E, q)}{f(E)}}_{\text{oxygène}} = \underbrace{\frac{N_{Al_2O_3}(E, q)}{f(E)}}_{Al_2O_3} - \underbrace{\frac{N_{Al(Al_2O_3)} f}{N_{Al(Al)} f'}}_{\text{facteur de normalisation}} \underbrace{\frac{N_{Al(Al)}(E, q)}{f'(E)}}_{\text{aluminium}}$$

Ainsi, la manière la plus évidente pour obtenir les spectres sur l'oxygène est de soustraire le spectre corrigé et normalisé de la cible Al du spectre corrigé, obtenu avec la cible de Al_2O_3 . Par 'corrigé' on entend les spectres ayant en abscisse l'énergie dans la cible et étant corrigés pour la fraction de cible active. Comme l'angle solide est le même, il suffit de normaliser le spectre venant de la cible Al pour le nombre de noyaux cible et le flux de neutrons.

Dans la région de haute énergie d'émission où les spectres présentent des pics, la soustraction de l'aluminium comme "bruit de fond" peut s'avérer difficile, étant donné qu'un petit déplacement relatif des deux spectres peut faire apparaître des structures non-physiques. Pour minimiser cet effet, les spectres sont déplacés par un pas optimal avant la soustraction; un déplacement typique étant de 0.5 MeV.

La Figure 3.11 montre un spectre en énergie pour les protons à 30° pour l'oxygène. Dans l'encadré on peut voir les spectres corrigés pour la cible de Al_2O_3 et Al avant la soustraction.

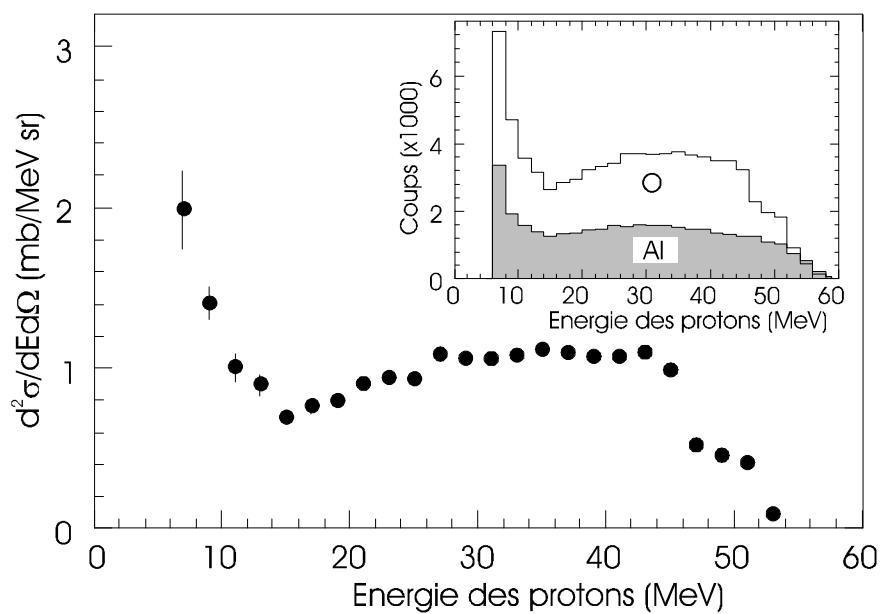


Figure 3.11 Spectre en énergie pour les protons à 30° pour l'oxygène. L'encadré montre les spectres pour la cible Al et Al_2O_3 avant la soustraction.

3. L'analyse des données.....	33
3.1. La calibration des télescopes	33
3.1.1 La calibration en énergie.....	33
3.1.2 La calibration en temps	36
3.2. La séparation des particules.....	36
3.3. La sélection des événements du pic monocinétique et d'autres tranches en énergie neutron.....	37
3.4. La correction des spectres en énergie.....	40
3.5. La normalisation des données	44
3.5.1 Les sections efficaces de diffusion H(n,p)	44
3.5.2 La normalisation des sections efficaces doublement différentielles du pic principal.....	47
3.5.3 La normalisation des sections efficaces doublement différentielles pour les énergies du continu	48
3.5.4 Soustraction de la contribution de l'Al pour la cible de Al_2O_3	48

4. Les mesures existantes

Une bonne comparaison avec d'autres données expérimentales n'est possible que si les caractéristiques principales de ces mesures sont connues. Ce chapitre décrit donc les mesures existantes traitant les réactions induites par neutrons et protons incidents. Il présente aussi un résumé des cibles, énergies incidentes, angles et particules éjectées pour lesquels ces données existent.

4.1. Réactions induites par neutrons

Des mesures de réactions induites par neutrons de 27.4, 39.7 et 60.7 MeV sur carbone, azote et oxygène ont été réalisées à 6 ou 9 angles entre 15° et 150° (Subramanian *et al* 1983, 1986 et Brady et Romero 1979). L'expérience s'est déroulée au Crocker Nuclear Laboratory, University of California, Davis. Ces mesures sont les seules données existantes avec lesquelles nous pouvons comparer les nôtres. Il est donc nécessaire de décrire leur dispositif expérimental et de mentionner les grandes différences au sujet des montages expérimentaux.

Dans leur expérience, les neutrons sont produits par réaction de protons sur une cible de lithium d'épaisseur 3 mm. Lors de trois mesures successives, la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ produit un spectre de neutrons composé d'un pic monoénergétique situé respectivement à 60.7, à 39.7 ou à 27.4 MeV. La largeur à mi-hauteur du pic est de l'ordre de 2 MeV.

La cible utilisée pour les mesures des réactions induites sur oxygène, est une cible mince de plastique $\text{C}_3\text{H}_4\text{O}_2$ d'une épaisseur totale de 5.2 mg/cm² et faisant un angle fixe de 45° par rapport à la direction du faisceau de neutrons. La correction pour le contenu de carbone est faite par soustraction de spectres, en répétant la même mesure avec une cible de polystyrène $(\text{CH})_n$ d'une épaisseur de 4.1 mg/cm². En plus les données sur l'oxygène pour protons et deutons à 39.7 MeV et 60.7 MeV ont été complétées, pour les angles de l'hémisphère avant par des mesures supplémentaires sur une cible de gaz O_2 (Needham *et al* 1982).

Trois télescopes composés chacun de trois détecteurs, fonctionnent simultanément et permettent de détecter les particules chargées. Les trois éléments sont respectivement, un détecteur fin ΔE (50 μm Si) placé à 20 cm de la cible, un détecteur ΔE plus épais (300 μm Si) et un détecteur E capable d'arrêter des protons de 65 MeV (détecteur NaI(Tl) ou Ge pur et un détecteur Si(Li) 5 mm pour les angles de l'hémisphère arrière). La résolution angulaire moyenne de chaque télescope est comprise entre 2° et 3°.

Les seuils moyens en énergie pour chaque particule sont 3.8 MeV pour les protons, 3.7 MeV pour les deutons, 4.1 MeV pour les tritons, 9.9 MeV pour ${}^3\text{He}$ et 4.1 MeV pour les alphas. Pour les données à 39.7 MeV neutron, à part pour les angles 20° et 40°, le seuil en énergie est de 11.6 MeV pour les deutons. Pour les protons, vu la présence d'hydrogène dans la cible, le seuil en énergie s'accroît jusqu'à 8 MeV aux angles de l'hémisphère avant, dépendant de l'angle et de l'énergie des neutrons incidents.

La mesure de temps de vol nécessaire pour sélectionner les particules associées aux neutrons du pic monocinétique, est obtenue par référence à un détecteur capacitif sensible à chaque passage d'une bouffée de protons et placé juste avant la cible de lithium. La résolution temporelle moyenne dépendant de la structure en temps d'une bouffée de protons et de la résolution temporelle des détecteurs, varie entre 1.5 et 2.5 ns.

Chaque période de mesure dure environ 8 heures avec un faisceau d'une intensité de l'ordre de 14 μA sur la cible de lithium, donnant à 3 mètre de la source $5 \cdot 10^5$ neutrons/cm².

Les sections absolues sont obtenues en normalisant les pics des protons de recul aux sections efficaces de diffusion élastique (n,p). Celles-ci proviennent soit de la paramétrisation de Binstock (Binstock 1974), soit de mesures préalables. L'erreur sur le facteur de normalisation est estimée à 5-6% avec une incertitude de 3-5% venant de la section de diffusion (n,p).

Dans le cas de l'oxygène les spectres en énergie ont été enregistrés à 6 ou, pour les particules alphas, à 9 angles. Le Tableau 4.1 reprend les énergies des neutrons et les angles auxquels des données expérimentales ont été obtenues. Comme les particules d'hélium perdent une énergie considérable dans la cible, leurs données sont corrigées pour la perte en énergie et le nombre de particules.

Tableau 4.1 Les énergies des neutrons incidents, les angles mesurés et les particules détectées.

Energie (MeV)	angles mesurés (degrés)	particules détectées
60.7	15, 20, 35, 40, 45, 65	p, d, t, ³ He, α
39.7	15, 20, 35, 40, 60, 80 15, 20, 40 15, 20, 35, 40, 45, 65 15, 20, 35, 40, 45, 65, 90, 130, 150	p, d t ³ He α
27.4	15, 20, 35, 40, 45, 65 15, 20, 35, 40, 45, 65, 90, 130, 150	p, d, t α

Bien que le dispositif utilisé à Davis est très bien adapté à la détection de particules de faible énergie tant pour les protons que les alphas, la mesure présente pourtant d'importantes limitations. Les avantages et désavantages sont traités ci-dessous:

- Les temps de mesure sont en moyenne de 8 heures, pour une cible mince de l'ordre de 50 μm . Par conséquent, les erreurs statistiques dans les spectres sont en moyenne de 20% à 30%. En revanche cette faible épaisseur de cible permet d'avoir une meilleure résolution dans les spectres. En plus, elle permet de limiter les corrections de cible épaisse aux basses énergies des spectres, particulièrement dans le cas des alphas. Par contre les mesures de LLN ont été effectuées pendant 36 heures pour les angles en avant et 60 heures pour les angles en arrière sur une cible d'épaisseur 1 mm ce qui permet d'avoir une erreur statistique moyenne de 10% sur les spectres venant des neutrons du pic principal et de 25% sur les spectres extraits d'énergies du continu.
- Le dispositif de Davis est sûrement plus performant pour la détection des alphas que celui de LLN, venant de l'utilisation de deux détecteurs ΔE . Par contre, les difficultés provenant de l'utilisation de deux détecteurs ΔE successifs apparaissent principalement au niveau des protons et deutons lors de la reconstruction des spectres en énergie.
- Le choix d'une cible contenant de l'hydrogène est à l'origine d'importants "trous" dans les spectres en énergie des protons. Ces trous apparaissent au niveau des protons de recul, issus de la diffusion, d'une part des neutrons du pic et d'autre part des neutrons du continu du spectre (phénomène de retour dans les mesures du temps de vol). En effet il faut éliminer les protons de diffusion créés par des neutrons de basse énergie appartenant au paquet de neutrons précédent mais donnant le même temps de vol. De tels "trous" ne sont

pas présents dans nos spectres puisque les cibles sont composées uniquement de Al ou Al_2O_3 et que le seuil de détection est de 6 MeV.

- A Davis la normalisation absolue des données se fait par rapport à la section $\text{H}(n,p)$ via le pic des protons de recul mesurés simultanément pour les angles avant. Dès lors, la normalisation se fait par rapport à un seul point et non par rapport à une moyenne sur 6 points comme dans notre cas.
- Le nombre réduit d'angles mesurés (6 ou 9) impose d'importantes extrapolations dans le domaine angulaire de 0° à 180° , pour la détermination des sections différentielles en énergie et les sections totales.

Le Tableau 4.2 reprend les caractéristiques principales des deux mesures et permet une comparaison entre les deux approches.

Tableau 4.2 Caractéristiques expérimentales des mesures faites à UC-Davis et UCL Louvain-la-Neuve

Caractéristique du dispositif expérimental	UC- Davis	UCL Louvain-la-Neuve
Production des neutrons	$\text{Li}(p,n)$ 3 mm	$\text{Li}(p,n)$ 3 mm
Intensité du faisceau de protons	$\sim 14 \mu\text{A}$	$\sim 12 \mu\text{A}$
Cible	$\text{C}_3\text{H}_4\text{O}_2$, $(\text{CH})_n$ minces	Al_2O_3 , Al, $(\text{CH}_2)_n$ épaisses
Télescope	ΔE_1 - ΔE_2 -E (Si-NaI)	ΔE -E (NE102-CsI)
Ouverture angulaire	2° - 3°	2° - 3°
Particules identifiées	p, d, t, ^3He , α	p, d, t, α
Nombre d'angles	6 (entre 15° et 65°) ou 9 (pour α)	15 (entre 20° et 160°) ou 7 (pour t et α dans le "continu")
Erreur statistique moyenne	20-30%	10% à 62.7 MeV 25% les autres énergies
Seuils de détection	4 MeV (p, d, t, α) 10 MeV (^3He)	6 MeV (p), 6-8 MeV (d), 12 MeV (t, α)
Temps de mesure	8 h	36 h (avant) 60h (arrière)
Energie des neutrons	60.7, 39.7, 27.4 MeV en trois mesures différentes	62.7, 53.5, 49.0, 45.0, 41.0, 37.5, 34.5, 31.5, 28.5 MeV en une seule mesure

4.2. Réactions induites par protons

Les données venant de réactions induites par protons sur oxygène et aluminium, mesurées par Bertrand et Peelle 1973a à Oak Ridge National Laboratory, seront comparées à nos résultats. Les auteurs ont mesuré des sections efficaces doublement différentielles pour les réactions (p,px) , (p,dx) , (p,tx) , $(p,^3\text{He}x)$ et $(p,\alpha x)$ sur une dizaine d'éléments ($A=12$ -209) parmi lesquels ^{16}O et ^{27}Al (Bertrand et Peelle 1973b,1969), pour des énergies de protons incidents 29, 39 et 62 MeV. Le Tableau 4.1 reprend les énergies de protons incidents, les angles mesurés et les particules détectées pour lesquels il existe des données sur oxygène et aluminium.

Les protons accélérés sont focalisés sur des cibles d'épaisseurs différentes, de 1 à 10 mg/cm². Le diamètre du faisceau de protons est de 8 mm. Les valeurs exactes des énergies de protons, auxquelles des mesures ont été réalisées, sont: 61.5, 61.89, 60.86, 38.75 et 28.81 MeV.

Pour les données sur l'aluminium, trois cibles différentes de Al pur sont utilisées. Pour l'oxygène, des cibles de polystyrène (CH) et de polyéthylène (CH₂) sont utilisées, successivement avec une cible de Mylar (C₅H₄O₂) et de cellulose triacétate (C₃H₄O₂). Les données sur oxygène sont obtenues par soustraction de la contribution du carbone et de l'hydrogène.

Les particules chargées produites par interaction des protons avec la cible, sont détectées par un télescope triple composé de deux détecteurs ΔE de silicium (épaisseur 100 μm et 500 μm) et d'un détecteur d'arrêt E de germanium dopé au lithium. Les particules secondaires sont identifiées en utilisant des spectres ΔE -E. Les particules de basse énergie, qui ne traversent pas le premier détecteur, sont identifiées en utilisant des spectres temps de vol. La résolution en énergie moyenne de l'ensemble du système de détection est de 0.2 MeV (FWHM). Elle peut descendre jusqu'à 55 keV, si le détecteur de germanium est utilisé seul.

Tableau 4.1 Les énergies des protons incidents, les angles mesurés et les particules détectées pour les deux cibles oxygène et aluminium.

Energie (MeV)	angles mesurés (degrés)	particules détectées	cible
61.5	12, 15, 25-75 (par pas de 5°), 82 (80), 90, 110, (135), 160	p, d, t, ³ He, α	O, Al
38.8	20, 45, 60, 90	p, d, t, α	O
28.8	30 11, 30, 60	p, α p, d, t, ³ He, α	O Al

Tous les spectres en énergie sont corrigés pour les réactions nucléaires dans le détecteur de germanium, la diffusion multiple dans les détecteurs ΔE , la perte d'énergie dans la fenêtre de nickel qui couvre le détecteur de germanium, la perte d'énergie dans la cible et l'angle solide. Pour les alphas le seul facteur déterminant le seuil de détection (± 6 MeV) est l'épaisseur de cible. Pour les autres particules les facteurs expérimentaux influençant le seuil de détection sont le phénomène de recouvrement du temps de vol (environ 2.5 MeV dans le cas des protons et deutons), le problème d'identification des particules et l'épaisseur des cibles (environ 6 MeV dans le cas des tritons et des noyaux hélium-3). Si l'information temps de vol manque dans le cas des noyaux d'hélium, le seuil de détection s'élève à 13 MeV.

Dans le cas de l'oxygène (Bertrand et Peelle 1973b), comme les cibles utilisées contiennent de l'hydrogène, les pics de diffusion élastique H(p,p) doivent être soustraits des spectres en énergie ($\theta < 80^\circ$). Si le pic de proton de recul élastique est superposé sur une partie lisse du spectre (comme la région de prééquilibre), il est soustrait et le spectre est interpolé. Si le pic (p,p) tombe dans une région où le spectre présente des structures, cette soustraction s'avère plus difficile et on se base sur les spectres aux angles les plus proches pour réaliser une correction.

Un problème supplémentaire apparaît lors de la soustraction du carbone aux hautes énergies d'émission. Dans cette région, des pics apparaissent résultant de l'excitation de niveaux discrets du noyau résiduel. La soustraction du carbone comme bruit de fond s'avère alors complexe, car un petit déplacement du spectre de carbone, même de quelques keV, peut induire l'apparition de structures non-physiques. Pour minimiser cet effet, chaque spectre de

carbone est déplacé par un pas optimal avant la soustraction; un déplacement typique étant inférieur à 50 keV.

Les incertitudes systématiques sur les résultats sont de l'ordre de 5 à 10 %. Elles doivent être combinées aux erreurs statistiques sur les spectres en énergie qui sont en moyenne de l'ordre de 2% (p), 5% (d), 15% (t, ^3He) et 5% (α). Ces chiffres ont été estimés à partir des sections doublement différentielles (Bertrand et Peelle 1973b, 1969).

Les comparaisons de nos mesures avec les réactions induites par protons incidents, vont permettre de voir l'influence de l'isospin du projectile sur les spectres de particules chargées produites. On comparera les réactions à projectile et éjectile symétriques en charges, c-à-d que la réaction (n,dx) sera comparée à (p,dx), (n,tx) à (p, ^3He x) et (n, α x) est comparée à (p, α x). Dans le cas de l'oxygène où en plus les noyaux sont symétriques ($N=Z$), une similitude entre sections pour des réactions complètement symétriques en charges peut être observée.

En comparant les deux ensembles de mesures, il faut se rappeler que les résultats sont donnés dans le référentiel laboratoire et que à haute énergie d'émission il y a des différences à cause des Q de réactions. En plus les états discrets observés à haute énergie d'émission sont caractéristiques du noyau final et peuvent donc différer.

Dans le cas des spectres de protons (n,px), aucune comparaison avec les spectres induits par protons (p,px) ne peut être faite. En effet, Bertrand et Peelle 1973a ont mesuré les spectres des réactions (p,px) comparables aux spectres (n,nx) par symétrie des charges, mais qui sont différents des spectres (n,px) par un facteur proche de 2 (chapitre 5.2).

4. <i>Les mesures existantes</i>	49
4.1. Réactions induites par neutrons	49
4.2. Réactions induites par protons.....	51

5. Les sections efficaces

Ce chapitre présente pour l'oxygène et l'aluminium les sections efficaces doublement différentielles, intégrées sur l'énergie et l'angle et les sections efficaces totales de production. Pour chaque quantité, les données sur l'oxygène sont présentées en premier lieu, suivies des résultats sur l'aluminium. A la fin une comparaison entre les deux cibles est faite.

5.1. Les sections doublement différentielles $d^2 s/dEdW$

5.1.1 Les résultats expérimentaux

En utilisant les procédures décrites dans le chapitre 3, les sections efficaces doublement différentielles pour les réactions (n,px), (n,dx), (n,tx) et (n,αx) sur les éléments ^{16}O et ^{27}Al , sont obtenues pour l'énergie de neutrons du pic principal (62.7 MeV) et plusieurs énergies dans le continu: 53.5, 49.0, 45.0, 41.0, 37.5, 34.5, 31.5, 28.5 MeV[#] (Benck *et al* 1997b, 1998a,b,c,d). La statistique a été accumulée durant en moyenne 36 heures pour les angles dans l'hémisphère avant et 60 heures pour les angles de l'hémisphère arrière, avec un faisceau de protons de 12 μA sur une cible de lithium de 3 mm d'épaisseur. Les mesures ont été réalisées à 15 angles allant de 20° à 160° par pas de 10°. Pour les tritons et particules alphas, vu la faible statistique, les spectres en énergie ont seulement pu être extraits pour certaines énergies de neutrons du continu et ceci pour un nombre limité d'angles. En effet, les sections de production de tritons sont petites et les corrections à apporter aux spectres des alphas sont grandes.

Le Tableau 5.1 et le Tableau 5.2 reprennent les caractéristiques des mesures en indiquant pour chaque énergie incidente et type de particule, l'erreur relative moyenne sur les spectres, le seuil en énergie, le nombre d'angles donnant une statistique significative et l'énergie neutron minimale à laquelle on a encore pu extraire des données.

Les Figure 5.1 - Figure 5.4 montrent les distributions angulaires des spectres en énergie des protons, deutons, tritons et alphas, dans le cas de l'oxygène pour des neutrons incidents de 45.0 MeV. Les spectres en énergie sont représentés sous forme d'histogrammes par pas de 2 MeV pour les protons et deutons et par pas de 3 MeV pour tritons et alphas. L'échelle horizontale donne l'énergie de la particule chargée produite lors de la réaction. L'axe vertical donne la valeur des sections efficaces doublement différentielles en mb/MeV sr. Le troisième axe représente les angles auxquels des résultats significatifs ont pu être obtenus. Figure 5.5 - Figure 5.8 montrent la même chose dans le cas de l'aluminium pour une énergie de neutrons incidents 62.7 MeV.

Les coupures aux basses énergies sont indiquées dans le Tableau 5.1 et le Tableau 5.2. Elles sont respectivement de l'ordre de 6 MeV pour les protons, 8 MeV (6 MeV pour Al) pour les deutons et de 12 MeV pour les tritons et alphas. Ces seuils sont dus principalement à l'épaisseur du scintillateur NE102A (2.5, 5, 8, 10 MeV pour respectivement p, d, t et α) et aux seuils en énergie des détecteurs CsI (environ 1.5 MeV). L'angle entre le plan de la cible et le télescope peut également influencer le seuil. Pour les tritons le seuil est essentiellement déterminé par la mauvaise séparation à basse énergie dans le spectre rapide-lent (Chapitre 3). Pour les alphas il est dû aux effets de cible épaisse.

[#] 28.5 ± 1.5, 31.5 ± 1.5, 34.5 ± 1.5, 37.5 ± 1.5, 41.0 ± 2.0, 45.0 ± 2.0, 49.0 ± 2.0, 53.5 ± 2.5 et 62.7 ± 2.0 MeV

Tableau 5.1 Oxygène: Caractéristiques des spectres en énergie et de leurs distributions angulaires (20°-160° par pas de 10°).

Particule		p	d	t	α
Erreur relative moyenne sur les spectres	pic principal 62.7 MeV	5%	9%	17%	33%
	énergies dans le continu	14%	22%	40%	55%
Seuil en énergie (MeV)		6 MeV	8 MeV ^a	12 MeV	12 MeV
Nombre d'angles mesurés	pic principal 62.7 MeV	15	15	13 ^b	13 ^b
	énergies dans le continu	15	15 ^c	7 ^d	6 ^e
Energie minimum à laquelle des spectres sont obtenus		28.5 MeV	28.5 MeV	41.0 MeV	34.5 MeV

^a excepté pour le pic principal 62.7 MeV où le seuil est de 6 MeV^b pas de statistique significative a été accumulée aux angles 140° et 150°^c excepté à 28.5 MeV où le 110°, 120° et 140° sont absents^d uniquement les angles de l'hémisphère avant 20°-80° donnent une statistique acceptable^e idem que le point ^d mais le 70° manque la plupart du temps: à 53.5, 49.0, 45.0, 37.5 MeV : 20°-60°, 80°, 41.0 MeV: 20°-80°, 34.5 MeV : 20°-50°.

Tableau 5.2 Aluminium: Caractéristiques des spectres en énergie et de leurs distributions angulaires (20°-160° par pas de 10°).

Particule		p	d	t	α
Erreur relative moyenne sur les spectres	pic principal 62.7 MeV	5%	9%	17%	28%
	énergies dans le continu	13%	24%	40%	55%
Seuil en énergie (MeV)		6 MeV	6 MeV	12 MeV	12 MeV
Nombre d'angles mesurés	pic principal 62.7 MeV	15	15	13 ^a	13 ^a
	énergies dans le continu	15	15	7 ^b	6 ^c
Energie minimum à laquelle des spectres sont obtenus		28.5 MeV	28.5 MeV	37.5 MeV	31.5 MeV

^a pas de statistique significative a été accumulée aux angles 140° et 150°^b uniquement les angles en avant 20°-80° donnent une statistique acceptable^c idem que le point ^b mais le 70° manque la plupart du temps : à 53.5 et 41.0 MeV : 20°-80°, 49.0 et 34.5 MeV : 20°-60°, 45.0 et 37.5 MeV : 20°-60°, 80°, 31.5 MeV : 20°-50°, 80°.

Les valeurs de toutes les sections doublement différentielles et leurs erreurs sont données en ANNEXE et dans Benck *et al* 1999. Les erreurs sur les sections proviennent d'une part de la statistique des mesures et d'autre part des facteurs de correction concernant la fraction de cible active pour les points de basse énergie. L'erreur statistique est calculée directement à partir du nombre de coups avant que la correction pour la fraction de cible active ne soit introduite. Les erreurs associées aux corrections de cible active se calculent comme suit: en connaissant l'énergie de la particule dans la cible, on peut déterminer la distance maximale que peut parcourir cette particule dans la cible. Pour cela le programme PERTEN fragmente l'épaisseur de la cible à parcourir par la particule dans la configuration

cible-télescope donnée. Si au premier segment la particule arrive à sortir, il passe au deuxième segment et ainsi de suite jusqu'à ce que la particule n'arrive plus à sortir (Slypen 1995, Slypen *et al* 1994b). Le nombre de segments considérés divisé par le nombre total de segments dans la cible nous donne la fraction de cible active. L'erreur sur cette correction est alors donnée par la taille d'un demi segment (0.025 mm) divisée par la distance maximale que peut parcourir la particule dans la cible. L'erreur relative statistique et l'erreur relative sur la correction de cible active sont alors ajoutées quadratiquement et la racine de cette somme va nous donner l'erreur relative sur la section.

Ces erreurs relatives peuvent modifier l'allure globale des résultats c-à-d la position relative d'une section par rapport à l'autre dans un spectre en énergie. L'erreur relative moyenne sur les spectres est différente selon qu'on considère les spectres induits par les neutrons du pic principal ou les spectres induits par les neutrons d'une tranche dans le continu. Ces valeurs sont reprises dans le Tableau 5.1 et le Tableau 5.2.

A ces erreurs s'ajoutent les erreurs sur l'échelle absolue. Ces dernières influencent toutes les sections d'un spectre en énergie de la même manière. Cette incertitude sur l'échelle absolue est estimée par l'erreur sur le facteur de normalisation K à chaque angle et est de l'ordre de 6.5% (pic) ou 8% (continu). Elle peut être estimée en considérant les erreurs sur tous les paramètres apparaissant dans le calcul de K c-à-d l'erreur sur:

- la section efficace différentielle de diffusion (n,p) $d s/dW (q_H)$ estimée à 5%,
- les angles solides calculés par le programme PERTEN, W_H et W_C estimée à 1%,
- les flux de neutrons f_H et f_C , soit 2%,
- les nombres de noyaux cible, soit 1%,
- la fraction de cible active f_H (si elle intervient), estimée à 2%,
- la statistique dans les pics des protons de recul (Chapitre 3), soit 2% pour le nombre de protons diffusés par les neutrons du pic principal, soit 5% pour le nombre de protons diffusés par les neutrons venant d'une tranche en énergie du continu.

Les distributions angulaires montrées aux Figure 5.1 - Figure 5.8, présentent dans le cas des protons et deutons des structures aux hautes énergies d'émission pour les angles de l'hémisphère avant. Ces structures diminuent rapidement en fonction de l'angle et sont attribuées aux réactions directes.

Aux énergies d'émission intermédiaires, de nombreux canaux de réactions à plusieurs corps sont ouverts. Les sections efficaces varient plus lentement en fonction de l'angle. Ce sont les réactions de prééquilibre.

Aux basses énergies, pour un spectre à un angle donné, une remontée est observée, due aux réactions de break-up du noyau résiduel (réactions d'évaporation). Cette remontée est observable à tous les angles et dans un système de référence centre de masse, cette partie du spectre est symétrique ou même isotrope.

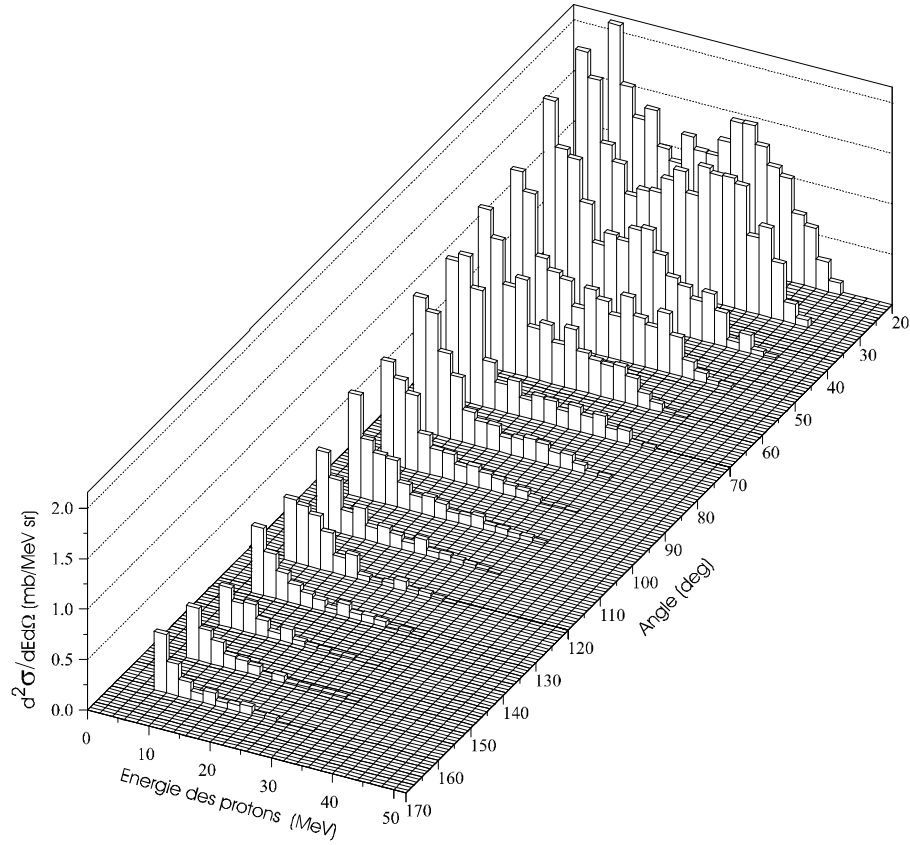


Figure 5.1 Distribution angulaire des sections efficaces doublement différentielles pour la réaction $^{16}\text{O}(n,px)$ à une énergie incidente de neutrons de 45 MeV

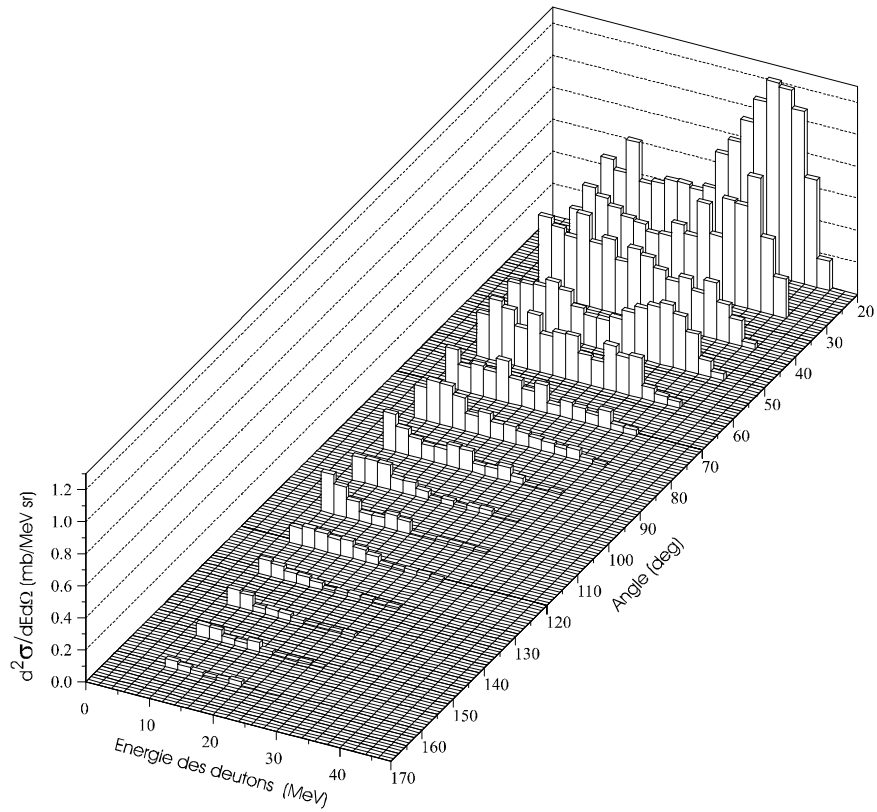


Figure 5.2 Distribution angulaire des sections efficaces doublement différentielles pour la réaction $^{16}\text{O}(n,dx)$ à une énergie incidente de neutrons de 45 MeV

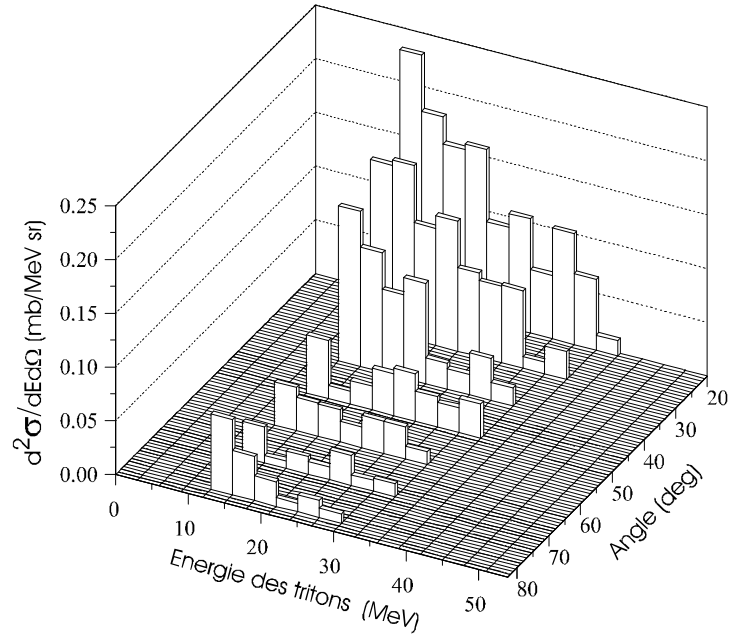


Figure 5.3 Distribution angulaire des sections efficaces doublement différentielles pour la réaction $^{16}\text{O}(n,t)$ à une énergie incidente de neutrons de 45 MeV

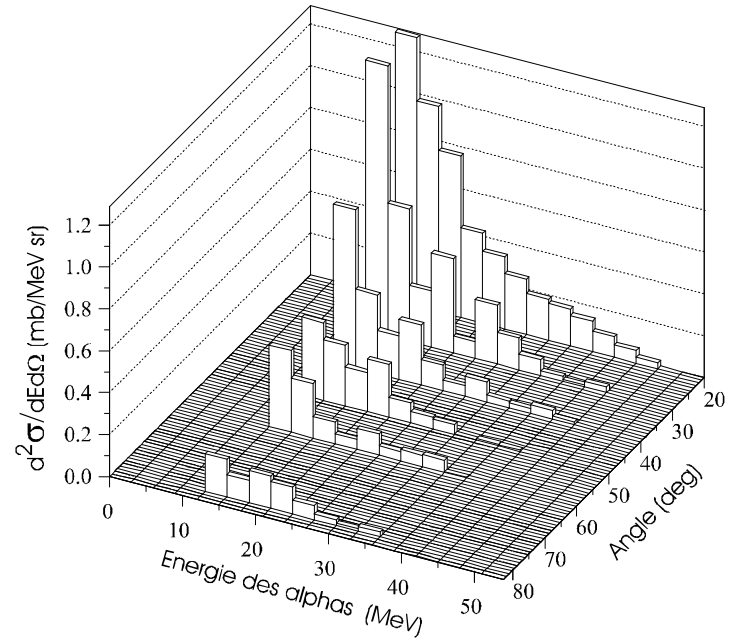


Figure 5.4 Distribution angulaire des sections efficaces doublement différentielles pour la réaction $^{16}\text{O}(n,\alpha)$ à une énergie incidente de neutrons de 45 MeV

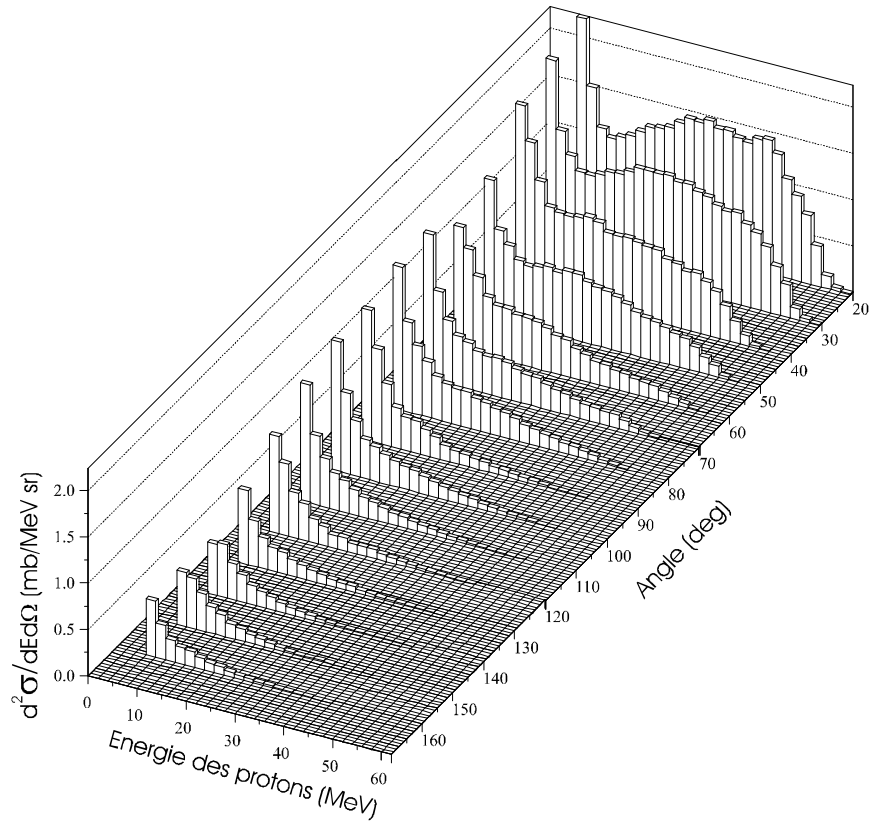


Figure 5.5 Distribution angulaire de sections efficaces doublement différentielles pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,px)$, pour une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV.

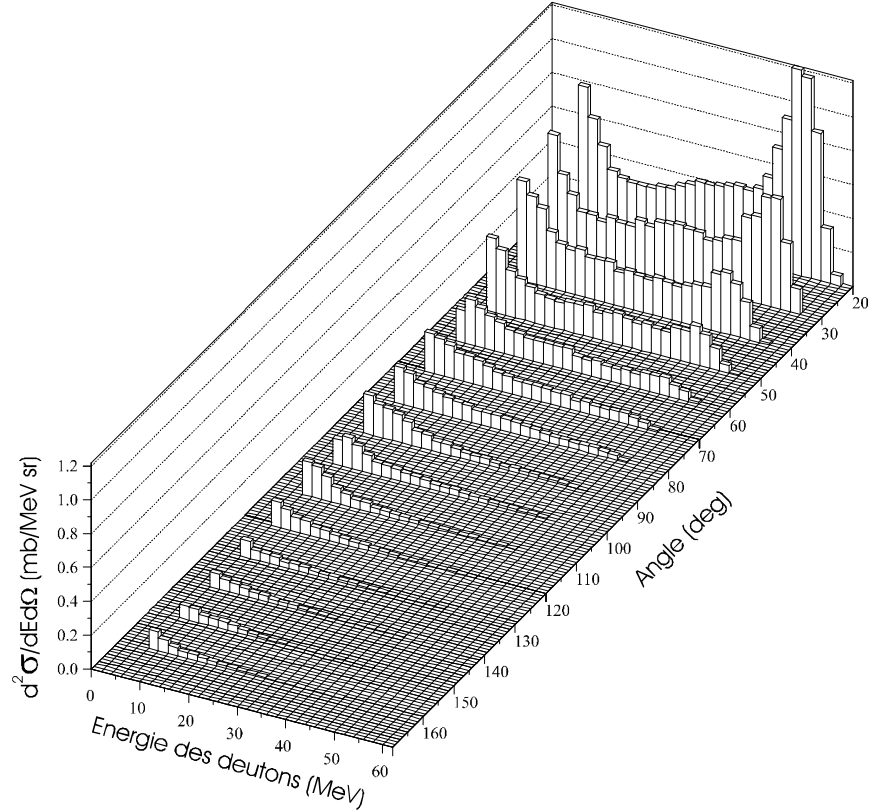


Figure 5.6 Idem que la Figure 5.5, pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,dx)$

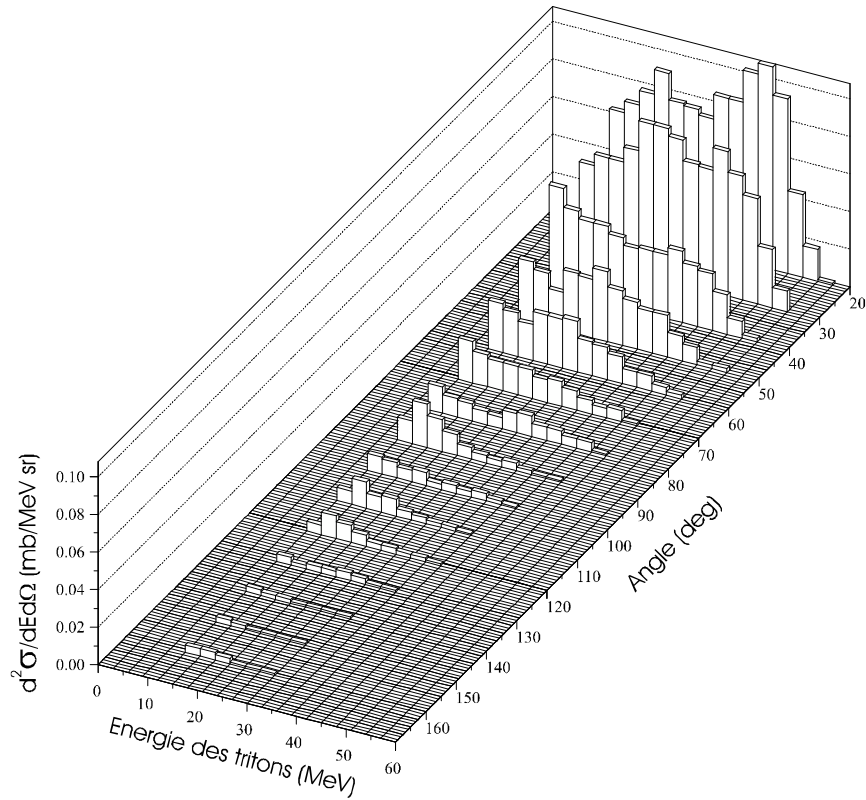


Figure 5.7 Distribution angulaire de sections efficaces doublement différentielles pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,tx)$, pour une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV. Les spectres à 140° et 150° résultent de l'interpolation (Section 5.1.3)

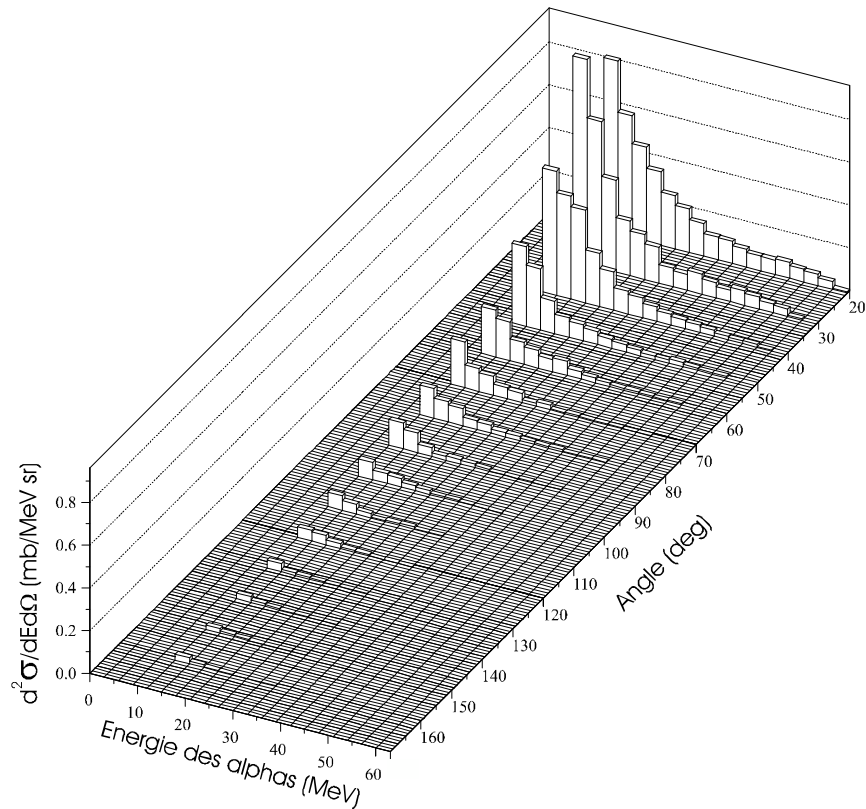


Figure 5.8 Idem que la Figure 5.7, pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,\alpha x)$.

5.1.2 Comparaisons aux mesures existantes et aux calculs théoriques

Oxygène

La Figure 5.9 montre des sections efficaces doublement différentielles pour les réactions $^{16}\text{O}(n,px)$ et $^{16}\text{O}(n,dx)$ à 20° laboratoire pour des énergies de neutrons allant de 28.5 à 62.7 MeV. Nos données sont présentées par des points noirs dans des pas en énergie de 2 MeV avec leurs erreurs respectives. Pour comparaison, les triangles présentent les données expérimentales de Subramanian *et al* 1986 aux énergies respectives 60.7, 39.7, et 27.4 MeV.

Les histogrammes présentent les sections théoriques résultant du code INCA, utilisées comme suit: 60 MeV utilisé à 62.7 MeV, 50 MeV pour 49.0 MeV, 40 MeV pour 41.0 MeV, 35 MeV pour 34.5 MeV et 30 MeV pour 31.5 et 28.5 MeV. Pour toutes les autres énergies des figures, les histogrammes résultent d'une interpolation linéaire entre les données théoriques. La Figure 5.9 montre aussi en lignes continues, à 62.7, 49.0, 41.0, 34.5, 31.5 et 28.5 MeV les calculs de GNASH réalisés pour les énergies 60, 50, 40, 35, 30 et 27 MeV respectivement.

Endéans les barres d'erreur expérimentales, nos données à 62.7 MeV sont en accord avec les données de Subramanian *et al* 1986. Pour les énergies de neutrons 41.0 MeV et 28.5 MeV, l'accord est discutable. Les calculs théoriques (INCA) de Brenner et Prael 1989 sont en bon accord avec nos mesures pour des énergies allant de 62.7 à 45.0 MeV, mais décrivent médiocrement la forme et l'échelle absolue des spectres pour des énergies de neutrons plus basses, aussi bien pour les protons que pour les deutons. Pour les trois dernières énergies de neutrons, dans le cas des deutons, le théorie prédit un large pic aux énergies de deutons les plus hautes; ce pic n'est pas observé expérimentalement. L'accord entre les données expérimentales et les calculs de Chadwick et Young 1996 est bon pour des énergies supérieures à 40 MeV et acceptable pour des énergies de neutrons plus basses et donc décrivent un peu mieux les spectres que le code INCA. Pourtant il sous-estime les sections aux basses énergies d'émission, essentiellement pour les basses énergies de neutrons. La structure à haute énergie dans les spectres des deutons n'est pas observée expérimentalement. Ceci est le résultat de la mauvaise résolution dans les spectres deutons venant de l'oxygène et dégradée par la soustraction.

Les Figure 5.10 - Figure 5.15 montrent des sections doublement différentielles à 4 angles laboratoires différents pour trois énergies 62.7, 41.0, et 28.5 MeV pour les réactions (n,px) et (n,dx) sur oxygène (points noirs). De même, elles montrent les résultats expérimentaux de Subramanian *et al* 1986 (triangles) et les résultats des deux calculs théoriques (INCA-histogrammes, GNASH-lignes continues). Dans la Figure 5.11 et la Figure 5.13 les résultats expérimentaux pour $^{16}\text{O}(p,dx)$ (Bertrand et Peelle 1973a,b) sont présentés par des étoiles.

Comme déjà observé précédemment (Subramanian *et al* 1983 et 1986, Slypen *et al* 1995b et 1996), le code INCA prédit aux angles de l'hémisphère arrière moins de particules de haute énergie qu'observées expérimentalement. Ceci est supposé être un défaut du code (Subramanian *et al* 1983), mais cette déficience peut également provenir d'un manque de statistique utilisée dans la simulation de type Monte-Carlo du code INCA. La statistique serait alors trop pauvre pour décrire les petites sections dans la partie haute énergie des spectres. A basse énergie de neutrons (<41 MeV), le code INCA prédit des distributions angulaires beaucoup trop pointées vers l'hémisphère avant. Ceci n'est pas observé dans la description des spectres faite avec le code GNASH.

Dans le cas des deutons, un bon accord est obtenu avec les données de Bertrand et Peelle 1973a,b. Les éventuelles structures à haute énergie d'émission sont lissées d'une part par le pas en énergie de 2 MeV, d'autre part par la résolution.

Comme nous l'avons déjà mentionné auparavant, certaines distributions angulaires pour les tritons et les alphas sont incomplètes aux basses énergies de neutrons, vu la faible statistique dans les spectres (Tableau 5.1). Pour ces sections, uniquement une limite supérieure pourrait être déduite.

En rappel, il faut mentionner que les spectres sur les alphas contiennent aussi les particules ^3He qui ne peuvent pas être séparées proprement. Pourtant la contribution de ^3He est très petite et endéans l'erreur sur les spectres des alphas.

La Figure 5.16 et la Figure 5.17 présentent les sections doublement différentielles à 20° pour les tritons et les alphas à différentes énergies de neutrons incidents. Les points noirs montrent nos résultats par pas de 3 MeV. Les triangles sont les données existantes pour des réactions induites par neutrons à 60.7 et 39.7 MeV (Subramanian *et al* 1986). L'accord entre les deux ensembles de données est très bon.

Les résultats théoriques obtenus avec le modèle de cascade intranucléaire (INCA) sont présentés par des histogrammes. Aux énergies de neutrons incidents 53.5, 45.0 et 37.5 MeV, les histogrammes résultent d'une interpolation entre les calculs. Pour les particules alphas, les prédictions du code GNASH sont indiquées par des lignes continues. Le modèle de cascade intranucléaire sous-estime largement les sections mesurées pour tritons. Comme la plupart des sections mesurées sont très petites (0.1 à 0.3 mb/MeV sr) et comparables à la sensibilité des sections dans les tableaux de Brenner et Prael 1989, il est probable que la statistique utilisée lors de la simulation Monte-Carlo soit trop petite. Les spectres expérimentaux à 20° des alphas sont bien décrites par les deux calculs INCA et GNASH.

Des spectres en énergie à différents angles laboratoires pour tritons et alphas à 62.7 et 41.0 MeV énergies de neutrons incidents sont présentés dans les Figure 5.18 - Figure 5.21. Les étoiles indiquent les données expérimentales pour respectivement les réactions $^{16}\text{O}(p, ^3\text{He})$ et $^{16}\text{O}(p, \alpha x)$ (Bertrand et Peelle 1973a,b). Tous les autres symboles ont la même signification que précédemment. Les trois ensembles de données expérimentales sont en accord endéans les barres d'erreur (assez larges pour Subramanian *et al* 1986). Quelque soit l'angle d'émission, le code INCA sous-estime les sections doublement différentielles des tritons de haute énergie. Dans le cas des alphas, le code INCA prédit pour les hautes énergies d'émission et pour les angles de l'hémisphère arrière, des sections moins grandes qu'expérimentalement observées. Le code GNASH donne pour les alphas, une bonne description des spectres en énergie (Figure 5.19).

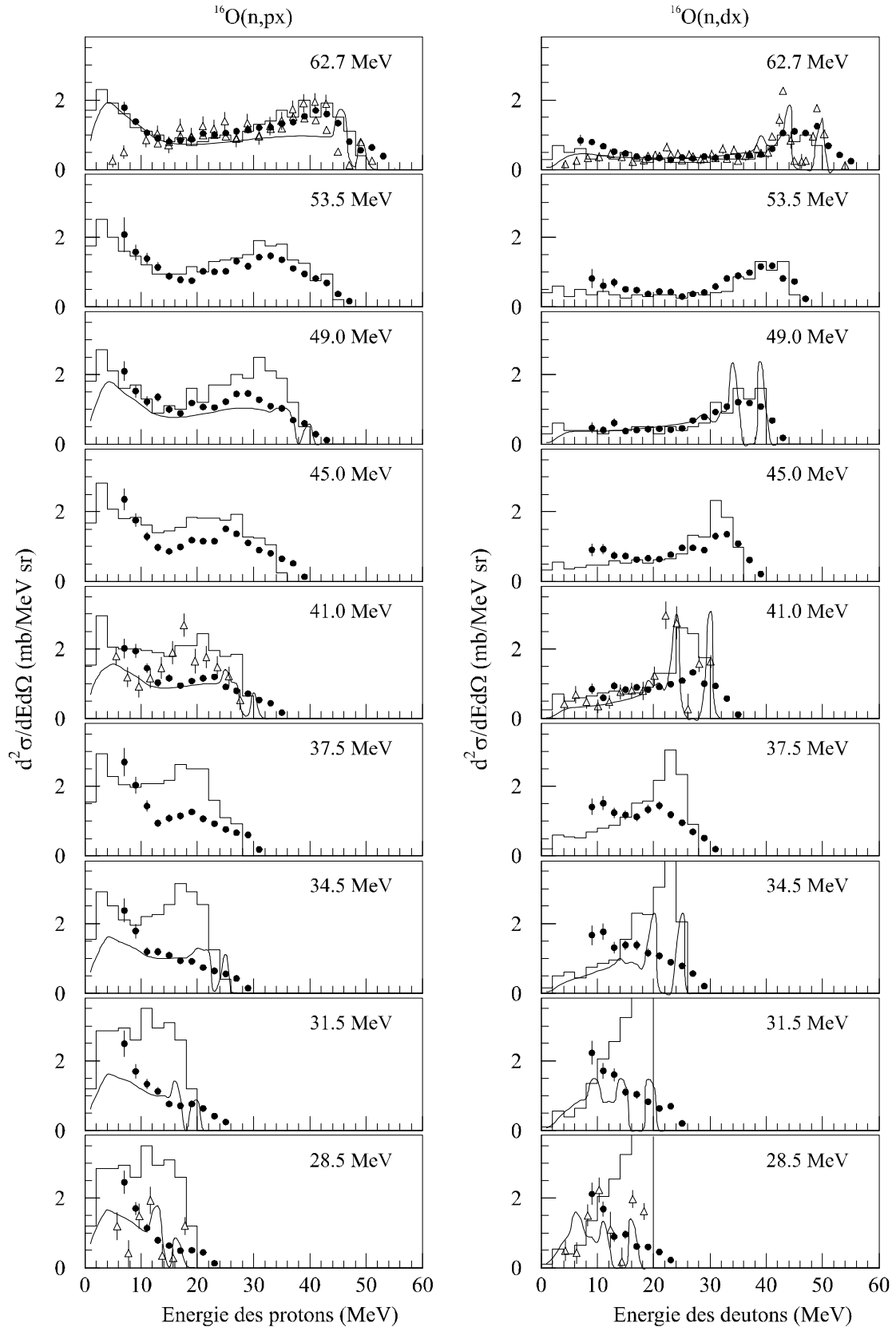


Figure 5.9 Sections doublement différentielles ($d^2\sigma/dE d\Omega$) pour la réaction $^{16}\text{O}(n,px)$ et $^{16}\text{O}(n,dx)$ à 20° lab., pour 9 énergies de neutrons incidents différentes. Les points noirs représentent nos données par pas de 2 MeV. Les données expérimentales de Subramanian *et al* 1986 sont représentées par des triangles. Les histogrammes et lignes continues montrent les résultats théoriques obtenus avec respectivement le code INCA (Brenner et Prael 1989) et le code GNASH (Chadwick et Young 1996)

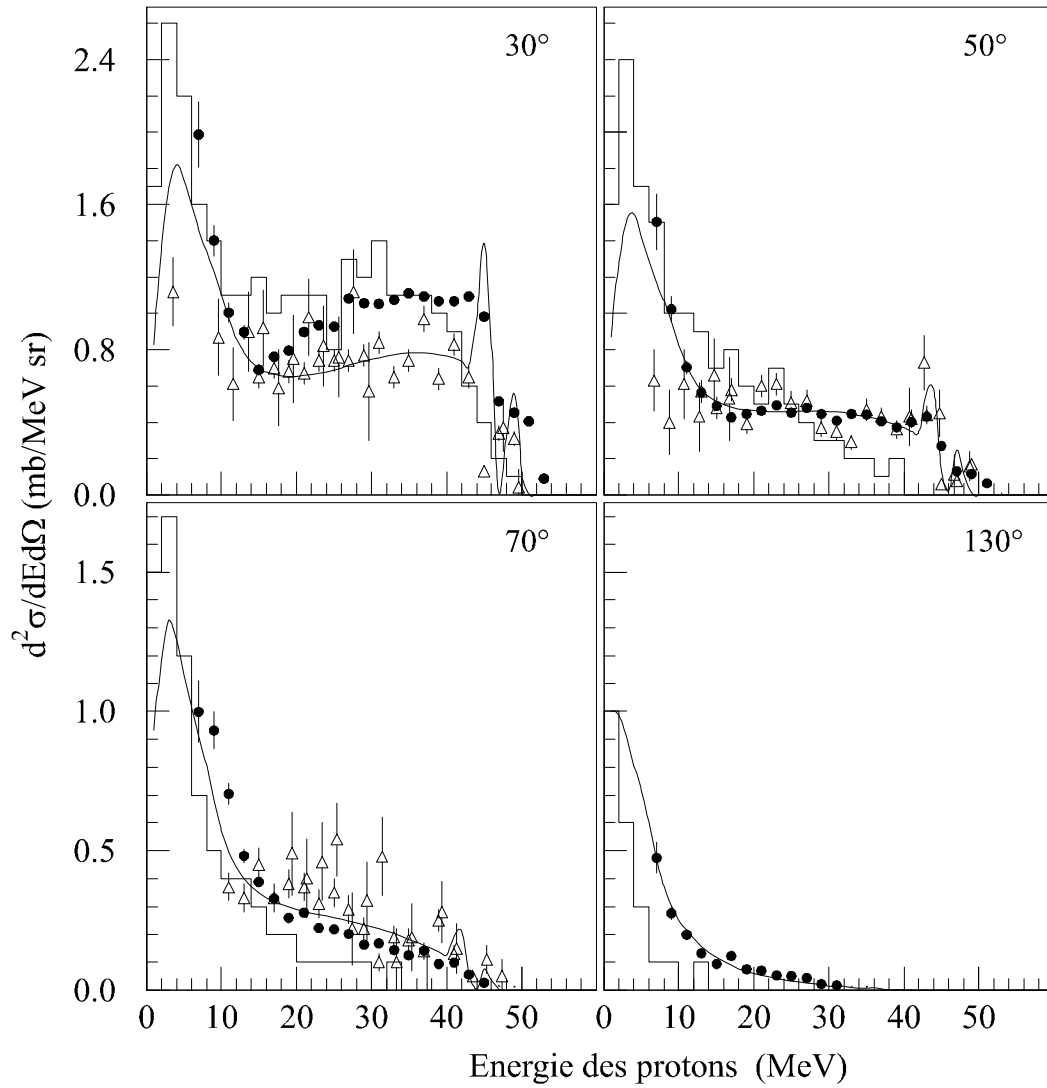


Figure 5.10 Sections doublement différentielles à 4 angles laboratoire différents (points noirs) par pas de 2 MeV, pour la réaction $^{16}\text{O}(n,px)$, pour une énergie des neutrons incidents 62.7 MeV. Les données de Subramanian *et al* 1986 pour $E_n=60.7$ MeV, sont représentées par des triangles. Nos données à 30° , 50° et 70° sont comparées à leurs résultats à 35° , 45° et 65° . Les prédictions théoriques viennent du code INCA à 60 MeV (Brenner et Prael 1989) (histogrammes) et du code GNASH à 60 MeV (Chadwick et Young 1996) (lignes continues).

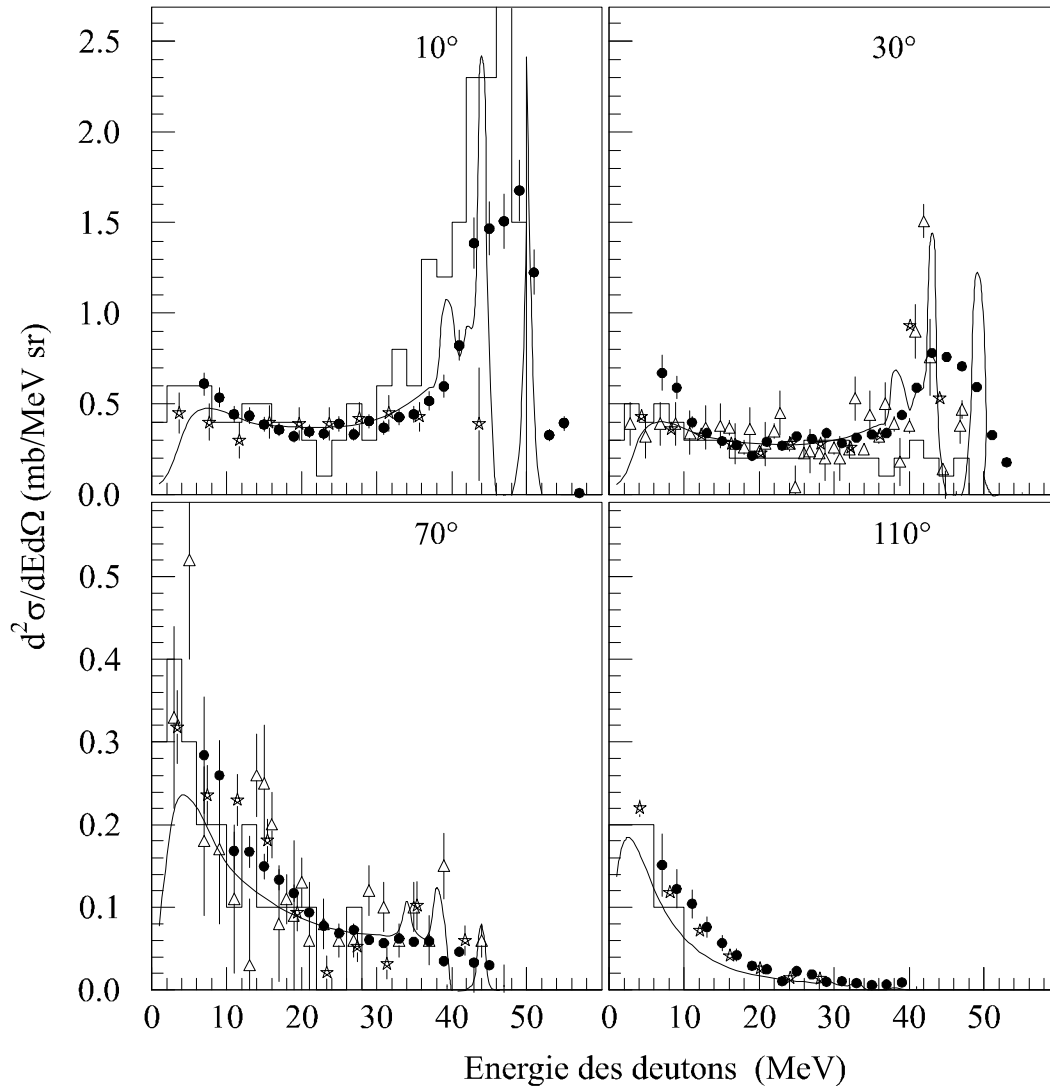


Figure 5.11 Sections doublement différentielles à 4 angles laboratoire différents pour la réaction $^{16}\text{O}(n,dx)$, pour une énergie des neutrons incidents 62.7 MeV. Nos données de 30° et 70° sont comparées aux résultats à 35° et 65° de Subramanian *et al* 1986. Les notations sont les mêmes que dans la Figure 5.10. Les résultats pour les réactions induites par protons à 61 MeV de Bertrand et Peelle 1973a,b sont présentés par des étoiles. Nos données extrapolées au 10° sont comparées à leur données de 12° (cf plus loin).

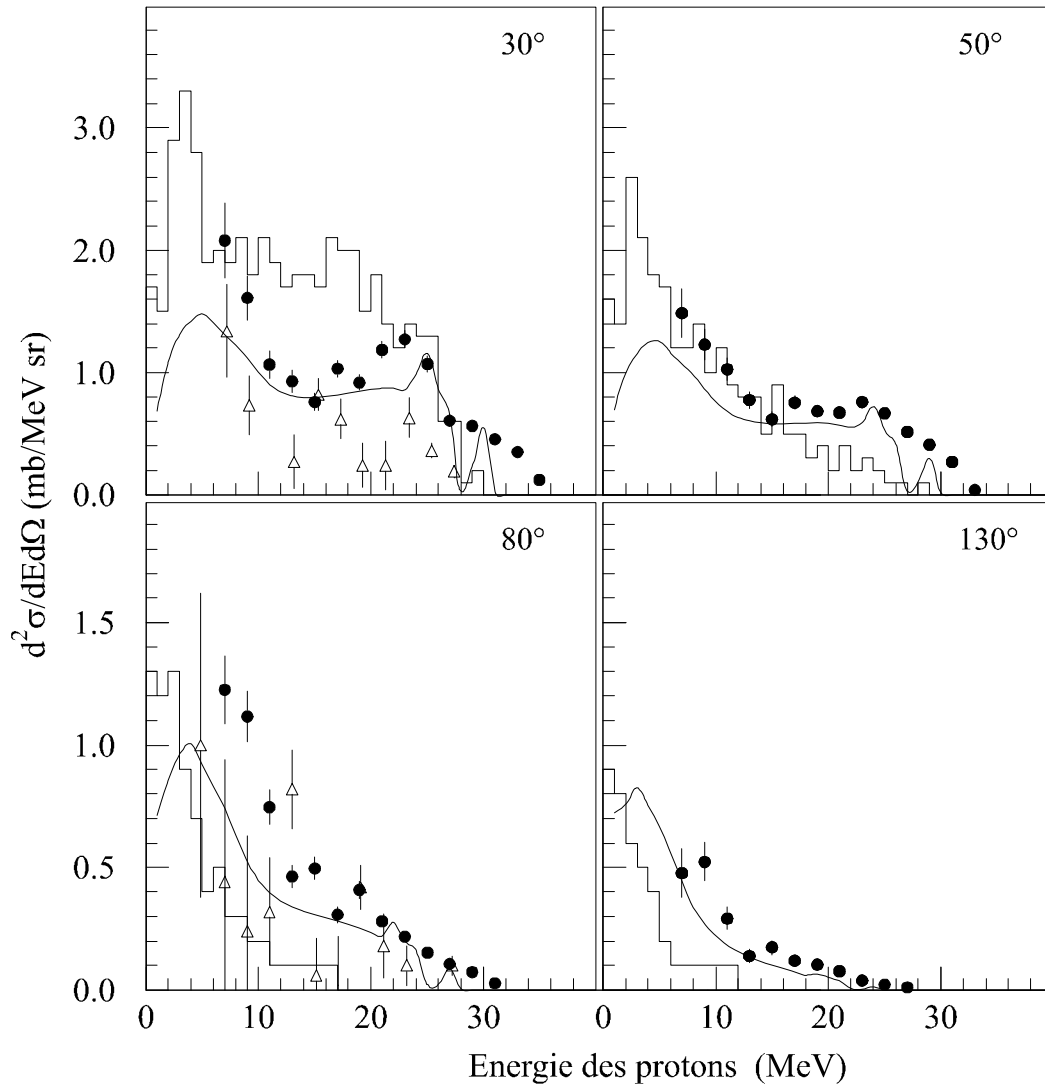


Figure 5.12 Sections doublement différentielles à 4 angles laboratoire différents (points noirs) par pas de 2 MeV, pour la réaction $^{16}\text{O}(n,px)$, pour une énergie des neutrons incidents 41.0 MeV. Les données de Subramanian *et al* 1986 pour $E_n=39.7$ MeV, sont représentées par des triangles. Nos données à 30° sont comparées à leurs résultats à 35° . Les prédictions théoriques viennent du code INCA à 40 MeV (Brenner et Prael 1989) (histogrammes) et du code GNASH à 40 MeV (Chadwick et Young 1996) (lignes continues).

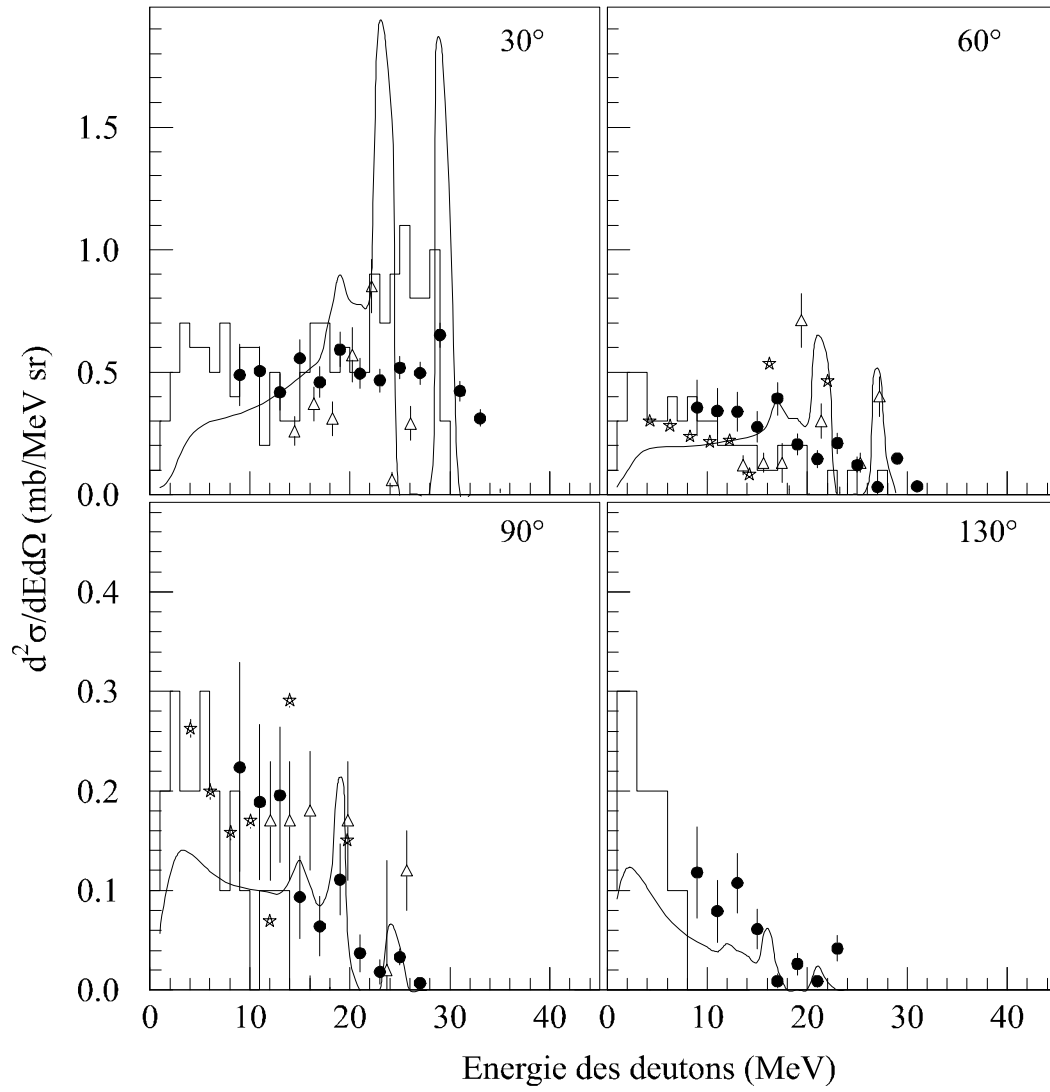


Figure 5.13 Sections doublement différentielles à 4 angles laboratoire différents pour la réaction $^{16}\text{O}(n,dx)$, pour une énergie des neutrons incidents 41.0 MeV. Nos données de 30° et 90° sont comparées aux résultats à 35° et 80° de Subramanian *et al* 1986. Les notations sont les mêmes que dans la Figure 5.12. Les résultats pour les réactions induites par protons à 39.0 MeV de Bertrand et Peelle 1973a,b sont présentés par des étoiles.

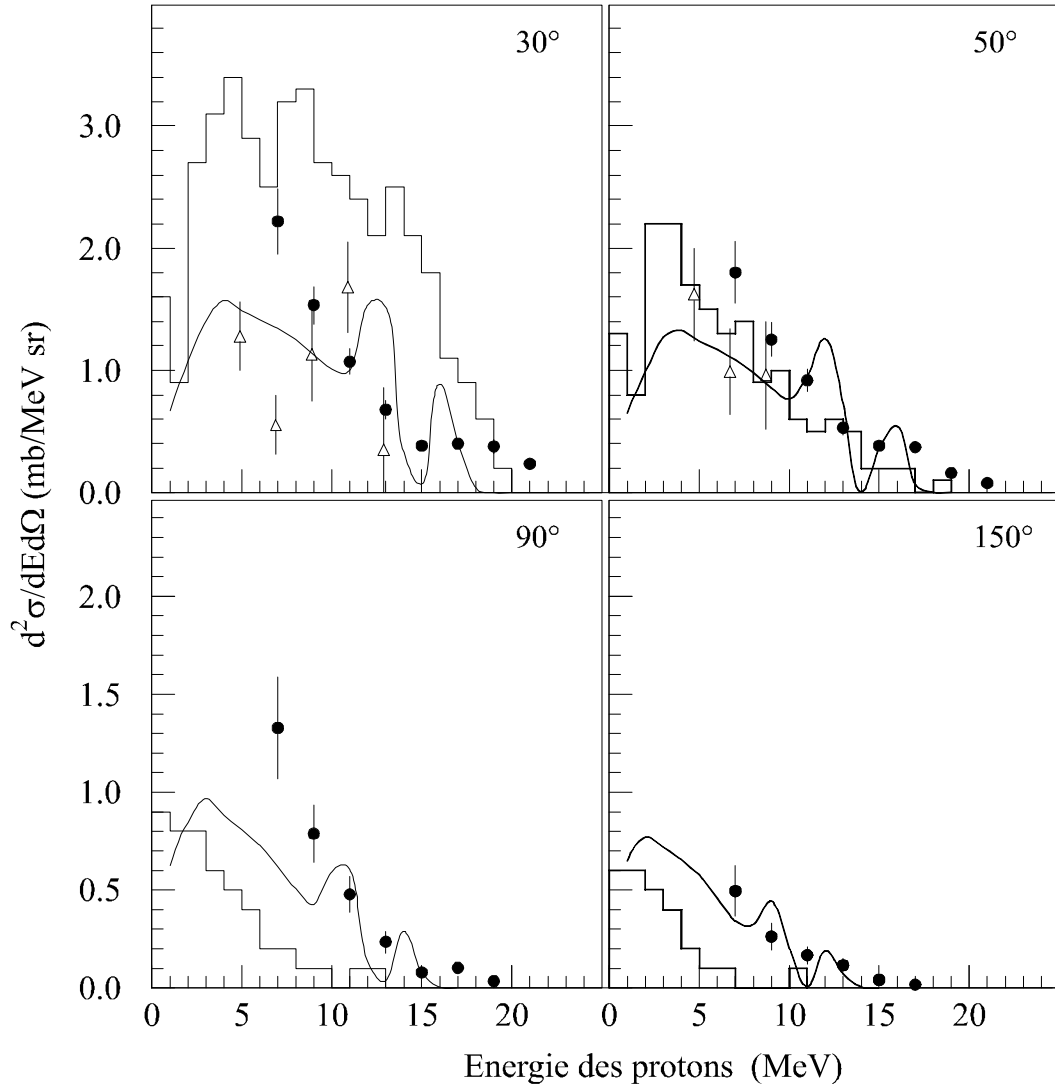


Figure 5.14 Sections doublement différentielles à 4 angles laboratoire différents (points noirs) par pas de 2 MeV, pour la réaction $^{16}\text{O}(n,px)$, pour une énergie des neutrons incidents 28.5 MeV. Nos données de 30° et 50° sont comparées aux résultats à 35° et 45° de Subramanian *et al* 1986 (triangles) à $E_n=27.4$ MeV. Les prédictions théoriques viennent du code INCA à 30 MeV (Brenner et Prael 1989) (histogrammes) et du code GNASH à 27 MeV (Chadwick et Young 1996) (lignes continues).

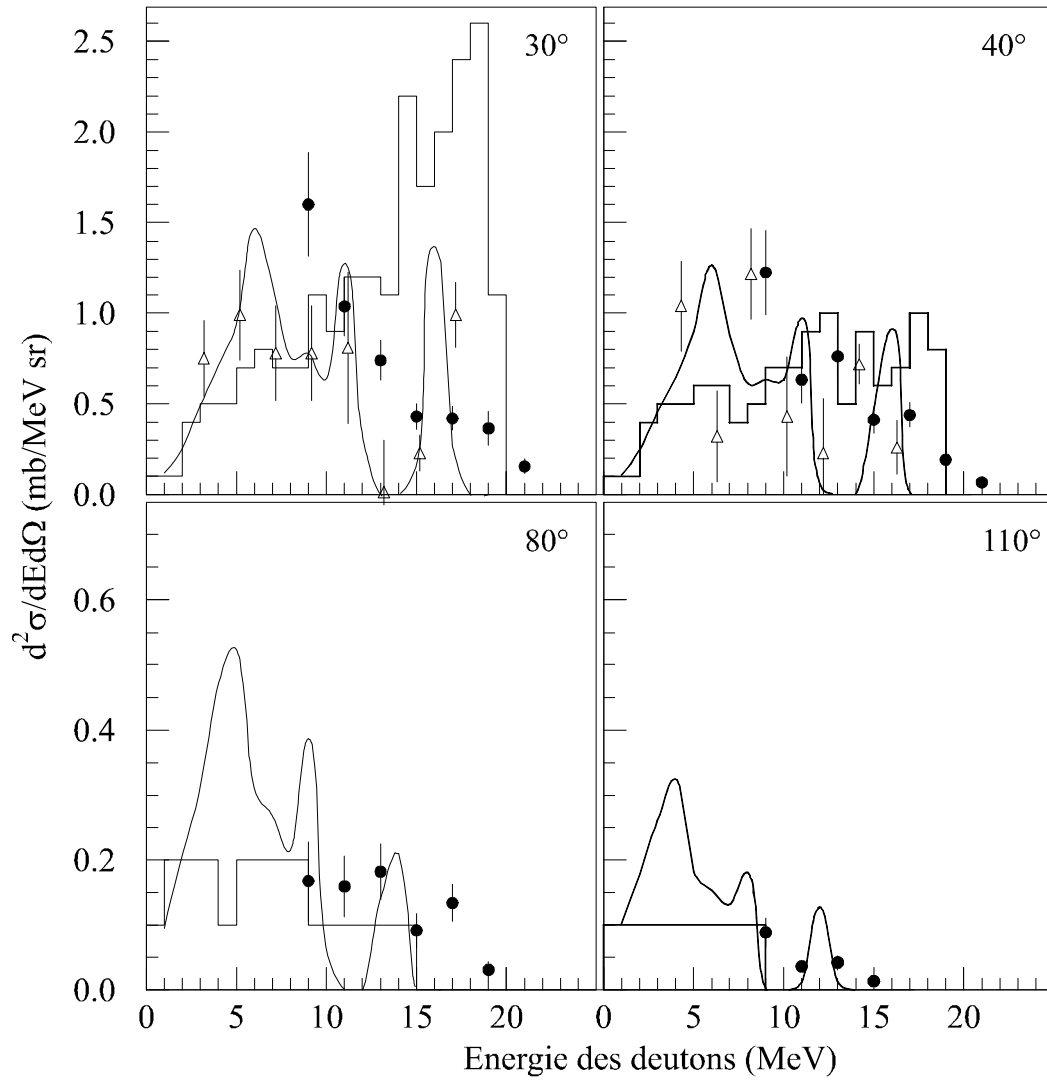


Figure 5.15 Sections doublement différentielles à 4 angles laboratoire différents pour la réaction $^{16}\text{O}(n,dx)$, pour une énergie des neutrons incidents 28.5 MeV. Nos données de 30° et 40° sont comparées aux résultats à 35° et 45° de Subramanian *et al* 1986. Les notations sont les mêmes que dans la Figure 5.14.

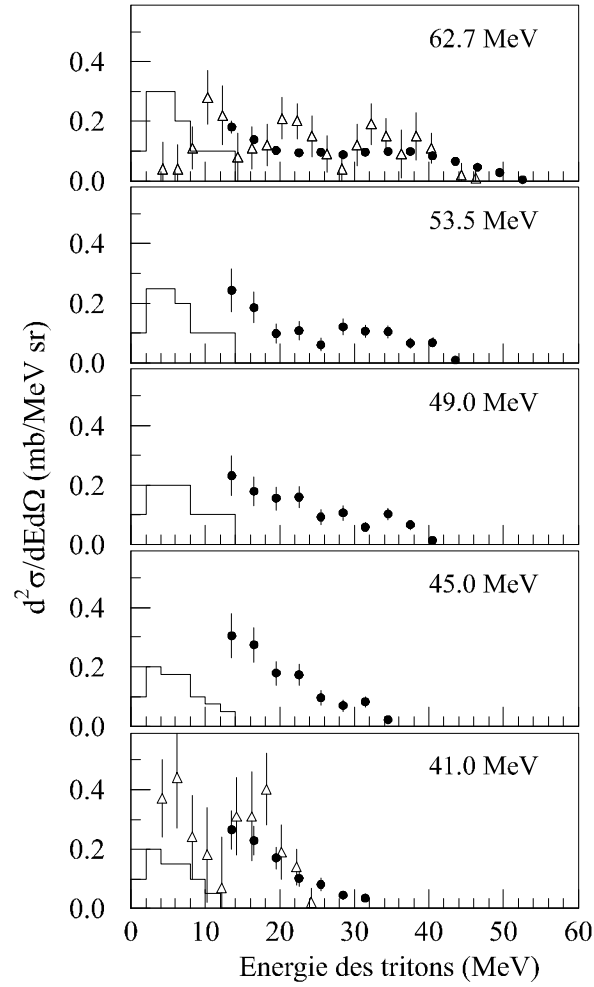


Figure 5.16 Sections doublement différentielles ($d^2\sigma/dEd\Omega$) pour la réaction $^{16}\text{O}(n,tx)$ à 20° laboratoire, pour différentes énergies de neutrons incidents. Les points noirs représentent nos données par pas de 3 MeV. Les données expérimentales de Subramanian *et al* 1986 sont représentées par des triangles. Les histogrammes montrent les résultats théoriques obtenus avec le code INCA (Brenner et Prael 1989).

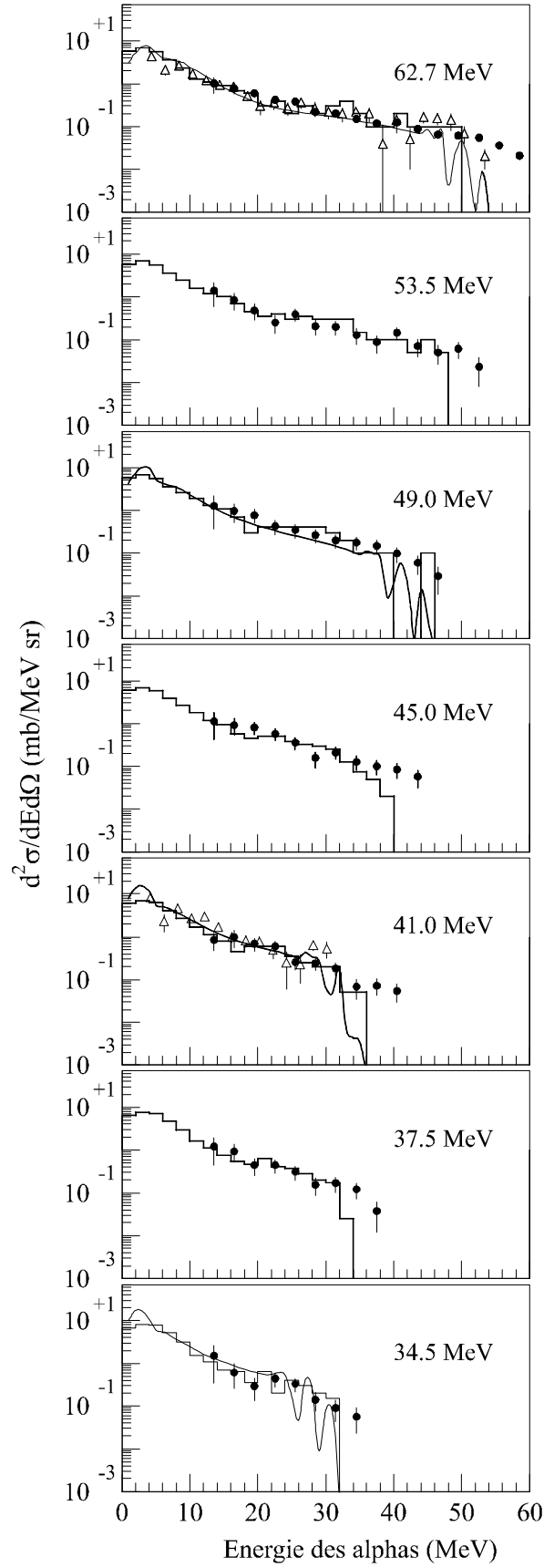


Figure 5.17 Idem que la Figure 5.16 dans le cas de la réaction $^{16}\text{O}(n,\alpha x)$ à 20° laboratoire. Les lignes continues montrent les calculs du code GNASH (Chadwick et Young 1996).

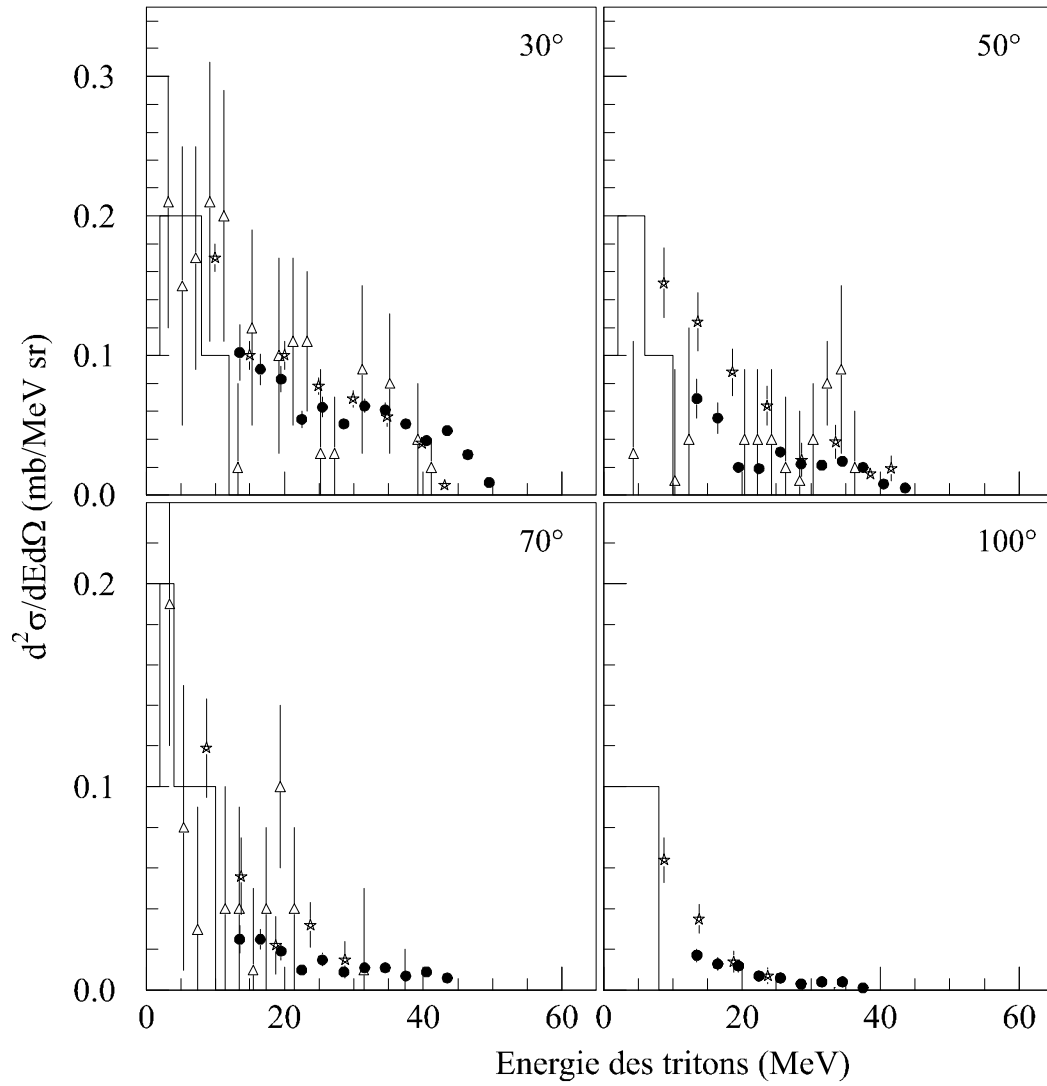


Figure 5.18 Sections doublement différentielles à différents angles laboratoire (points noirs) par pas de 3 MeV, pour la réaction $^{16}\text{O}(n,tx)$, à une énergie de neutrons incidents 62.7 MeV. Les données de Subramanian *et al* 1986 pour $E_n=60.7$ MeV, sont représentées par des triangles. Nos données à 30° , 50° et 70° sont comparées à leurs résultats à 35° , 45° et 65° . Les étoiles représentent les résultats pour la réaction $^{16}\text{O}(p,^3\text{He}x)$ induite par des protons de 61 MeV (Bertrand et Peelle 1973a,b). Les prédictions théoriques viennent du code INCA à 60 MeV (Brenner et Prael 1989) (histogrammes).

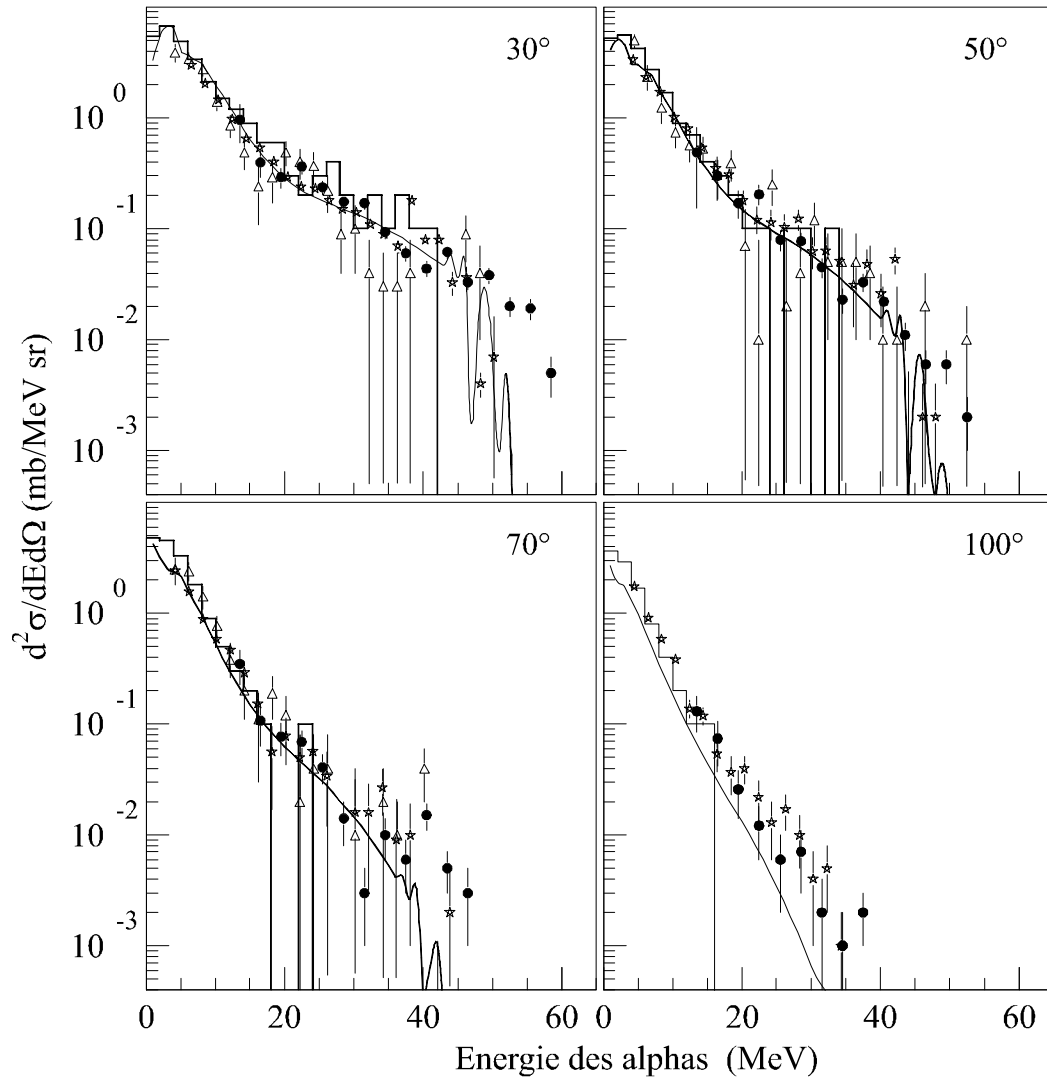


Figure 5.19 Idem que la Figure 5.18 dans le cas de la réaction $^{16}\text{O}(n,\alpha x)$. Les lignes continues montrent les calculs du code GNASH (Chadwick et Young 1996).

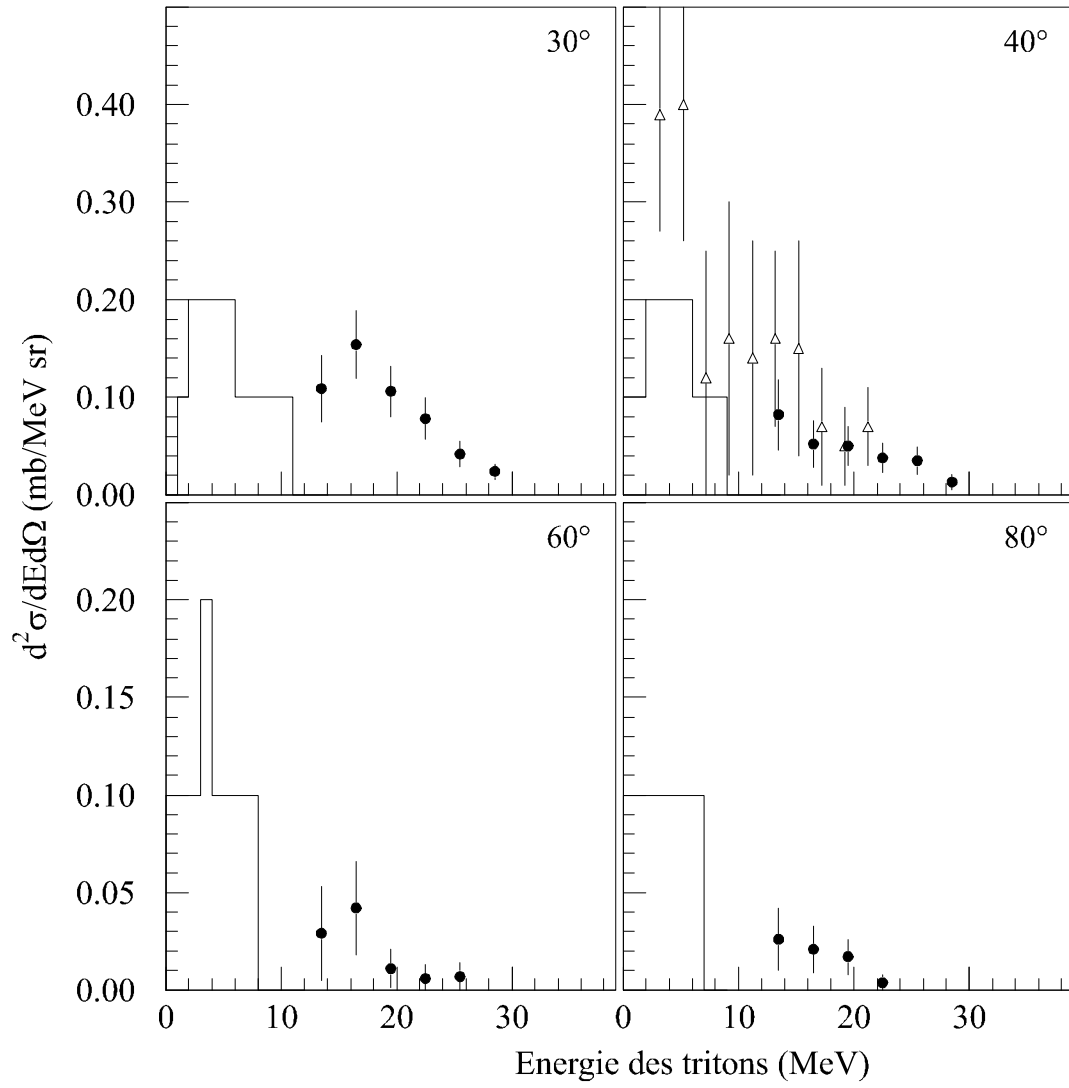


Figure 5.20 Sections doublement différentielles à différents angles laboratoire (points noirs) par pas de 3 MeV, pour la réaction $^{16}\text{O}(n,tx)$, à une énergie des neutrons incidents 41.0 MeV. Les données de Subramanian *et al* 1986 pour $E_n=39.7$ MeV, sont représentées par des triangles. Les prédictions théoriques viennent du code INCA à 40 MeV (Brenner et Prael 1989) (histogrammes).

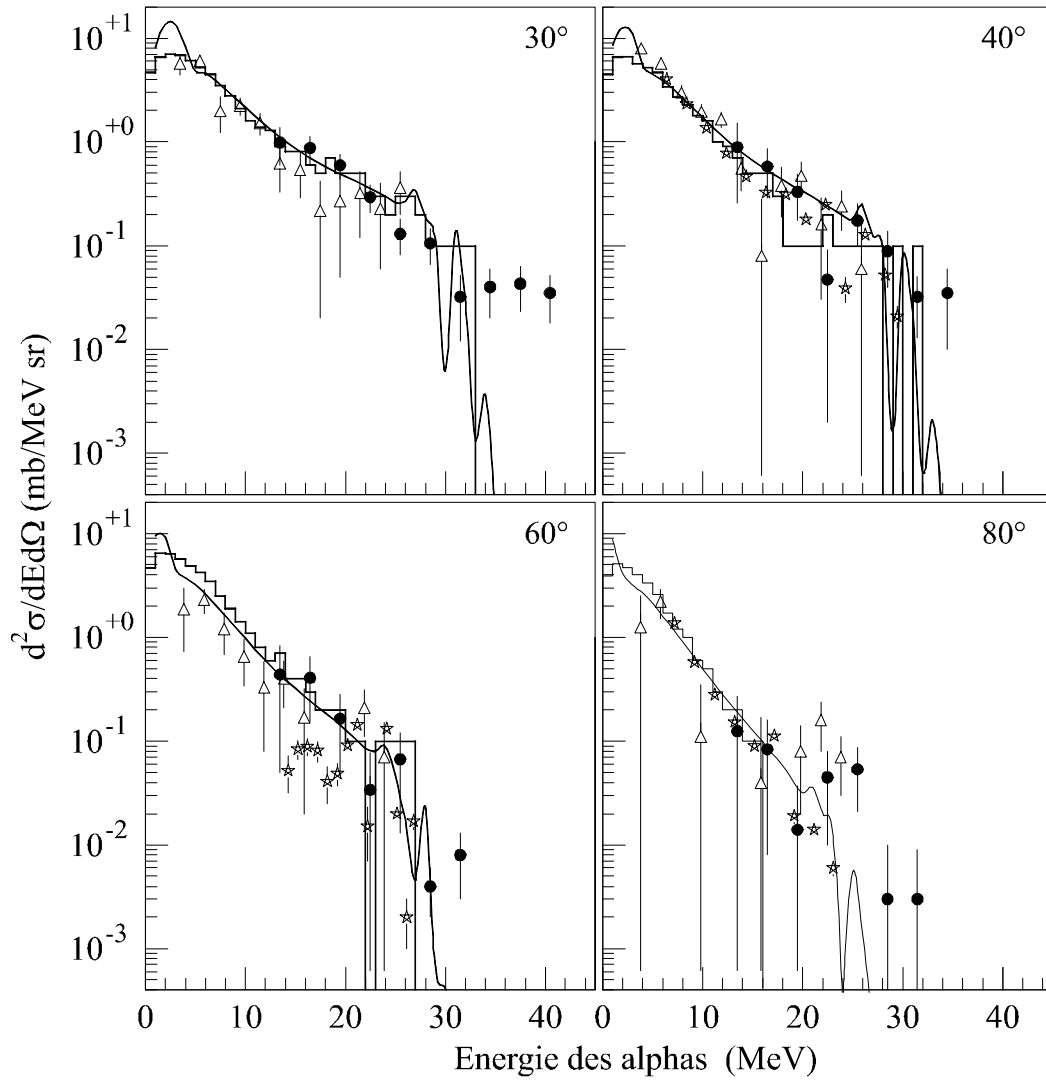


Figure 5.21 Sections doublement différentielles à différents angles laboratoire (points noirs) par pas de 3 MeV, pour la réaction $^{16}\text{O}(n,\alpha x)$, à une énergie des neutrons incidents 41.0 MeV. Les données de Subramanian *et al* 1986 pour $E_n=39.7$ MeV, sont représentées par des triangles. Nos données à 30°, 40°, 60° et 80° sont comparées à leurs résultats à 35°, 40°, 65° et 90°. Les étoiles représentent les résultats pour la réaction $^{16}\text{O}(p,\alpha x)$ induite par des protons de 39 MeV (Bertrand et Peelle 1973a,b) pour les angles 45°, 60° et 90°. Les prédictions théoriques calculées à 40 MeV, viennent du code INCA (Brenner et Prael 1989) (histogrammes) et du code GNASH (Chadwick et Young 1996) (lignes continues).

Aluminium

Les sections efficaces doublement différentielles mesurées seront comparées aux résultats correspondant aux réactions induites par protons de 61 MeV de Bertrand et Peelle 1969, 1973a et à des résultats de différents modèles théoriques (Chapitre 1).

La Figure 5.22 montre des distributions angulaires pour la production de protons à des énergies d'émission de 15, 25, 35, 45 et 51 MeV. Les prédictions théoriques basées sur la théorie quantique FKK sont montrées par des lignes discontinues; les prédictions du modèle exciton combiné avec les systématiques de distributions angulaires de Kalbach 1988, sont représentées par des lignes continues. Les deux théories décrivent les données de manière satisfaisante, y compris le fait que pour les hautes énergies de protons, l'émission est prononcée vers l'avant.

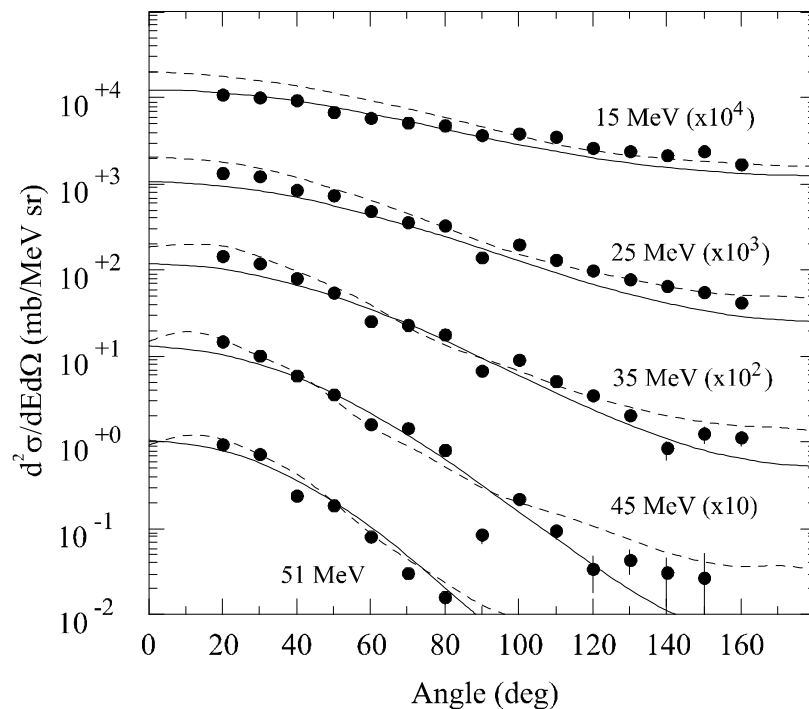


Figure 5.22 Distribution angulaire laboratoire de sections efficaces doublement différentielles pour différentes énergies de protons émis, pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,px)$, pour une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV. Les lignes continues et discontinues représentent respectivement les calculs avec le code GNASH et le modèle FKK.

Les Figure 5.23 - Figure 5.25 montrent l'évolution des spectres en énergie à 20° pour les réactions (n,px) , (n,dx) , (n,tx) et $(n,\alpha x)$ sur aluminium, en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Les spectres en énergie évoluent lentement avec l'énergie des neutrons incidents. Des calculs du code GNASH existent seulement pour deux énergies de neutrons dans la gamme d'énergie qui nous concerne, 40 et 63 MeV (Chadwick *et al* 1999, Benck *et al* 1998a). Pour les protons à $E_n=62.7$ MeV, les données sont aussi comparées aux prédictions de la théorie FKK (Koning et Chadwick 1997, Benck *et al* 1998a). Pour les protons, tritons et alphas, l'accord entre théorie et expérience est acceptable, bien que aux hautes énergies d'émission, le modèle prédit des valeurs de sections plus faibles qu'expérimentalement observées. Pour les deutons, la théorie n'arrive pas à décrire l'allure des spectres d'émission à 20° . Elle prédit un pic beaucoup trop prononcé aux hautes énergies d'émission.

Les Figure 5.26 - Figure 5.32 montrent des spectres d'émission doublement différentiels (points noirs) comparés aux calculs, pour protons, deutons, tritons et alphas, à

deux énergies de neutrons incidents différentes (62.7 MeV et 41.0 MeV). Les données sont montrées à différents angles. Comme la théorie FKK telle qu'elle est utilisée par Koning et Chadwick 1997, est actuellement seulement capable de prédire les spectres d'émission de nucléons et que le calcul a seulement été réalisé pour l'énergie de neutrons de 62.7 MeV (Benck *et al* 1998a), ces résultats théoriques sont inclus uniquement dans la Figure 5.26.

Les calculs du code GNASH indiqués dans la Figure 5.26 et la Figure 5.30 respectent les allures générales des données expérimentales, c-à-d la queue à haute énergie due à l'émission dans le prééquilibre, la montée à basse énergie due à la désintégration du noyau composée et l'émission dirigée préférentiellement vers l'hémisphère avant. L'asymétrie des distributions angulaires des sections de la région d'équilibre, est due au fait que les données sont dans le référentiel laboratoire et que la transformation cinématique du système centre de masse vers le système laboratoire est importante pour des noyaux cibles légers. Pourtant, une sous-estimation du spectre d'émission expérimental par le modèle exciton dans GNASH est observée entre les énergies d'émission 20 et 40 MeV. A 62.7 MeV, les calculs FKK décrivent mieux les données expérimentales, bien qu'une faible structure d'oscillation non-observable dans la mesure persiste. Celle-ci est due à l'utilisation d'états individuels (single particle states) dans les calculs. Ceci indique que des interactions résiduelles peuvent distribuer et fragmenter les états individuels sur une gamme en énergie plus large qu'incluse dans les calculs.

Les Figure 5.27, Figure 5.28, Figure 5.29, Figure 5.31 et Figure 5.32 montrent des informations similaires pour l'émission de particules complexes (d, t et α). Les étoiles sur ces mêmes figures, montrent les données symétriques en charge des mesures des sections de réactions induites par protons (Bertrand et Peelle 1969,1973a). En général un accord remarquable est observé entre sections efficaces de production induite par protons et par neutrons, spécialement si on tient compte du Q de réaction. La différence aux hautes énergies d'émission dans les spectres est simplement due à la légère différence entre énergies incidentes (62.7 MeV pour neutrons incidents par rapport à 61 MeV pour protons incidents) et à la différence entre les Q de réactions (-6.0 MeV pour la réaction (n,d) par rapport à -10.8 MeV pour la réaction (p,d) dans la Figure 5.27; un effet analogue est observé dans les autres figures). Les calculs théoriques utilisant le code GNASH basé sur le modèle exciton de Kalbach 1977 pour l'émission de particules complexes concordent très peu avec les données sur les deutons dans la Figure 5.27 et la Figure 5.31, mais montrent un meilleur accord avec les données sur les tritons et alphas (Figure 5.28, Figure 5.29, Figure 5.32). Dans le cas des deutons, le modèle surestime largement le processus de *pickup* aux hautes énergies d'émission et sous-estime l'émission de deutons dans la région d'évaporation. La prédiction de l'émission de particules complexes dans le prééquilibre est difficile pour la théorie et peu d'approches théoriques ont la compétence de décrire ce type de réaction. La difficulté de la théorie pour décrire les spectres expérimentaux de production des deutons illustre le besoin de données expérimentales pour comprendre ces réactions. En effet, dans des applications, la contribution des deutons au dépôt d'énergie des neutrons dans la matière est significative et est seulement environ 3 fois plus petite que celle des protons dans cette gamme en énergie (30-65 MeV).

Dans le cas de l'émission des alphas (Figure 5.29, Figure 5.32), les calculs du modèle décrivent très bien les données, y compris le pic d'évaporation aux basses énergies. Pourtant, le seuil de détection des alphas est relativement élevé dans l'expérience et la partie non-mesurée représente une part très importante de la production des alphas. Ainsi, les données expérimentales pour les neutrons incidents, ne peuvent pas être utilisées pour tester la prédiction du modèle pour les basses énergies d'émission. Les spectres des alphas mesurés contiennent aussi la contribution des éjectiles ^3He , négligés dans les calculs avec le code GNASH. En effet, des estimations théoriques de ces contributions avec GNASH, montrent

qu'elles sont petites en comparaison avec les sections de production des alphas. Les sections efficaces de production de ^3He sont du même ordre de grandeur que celles des tritons.

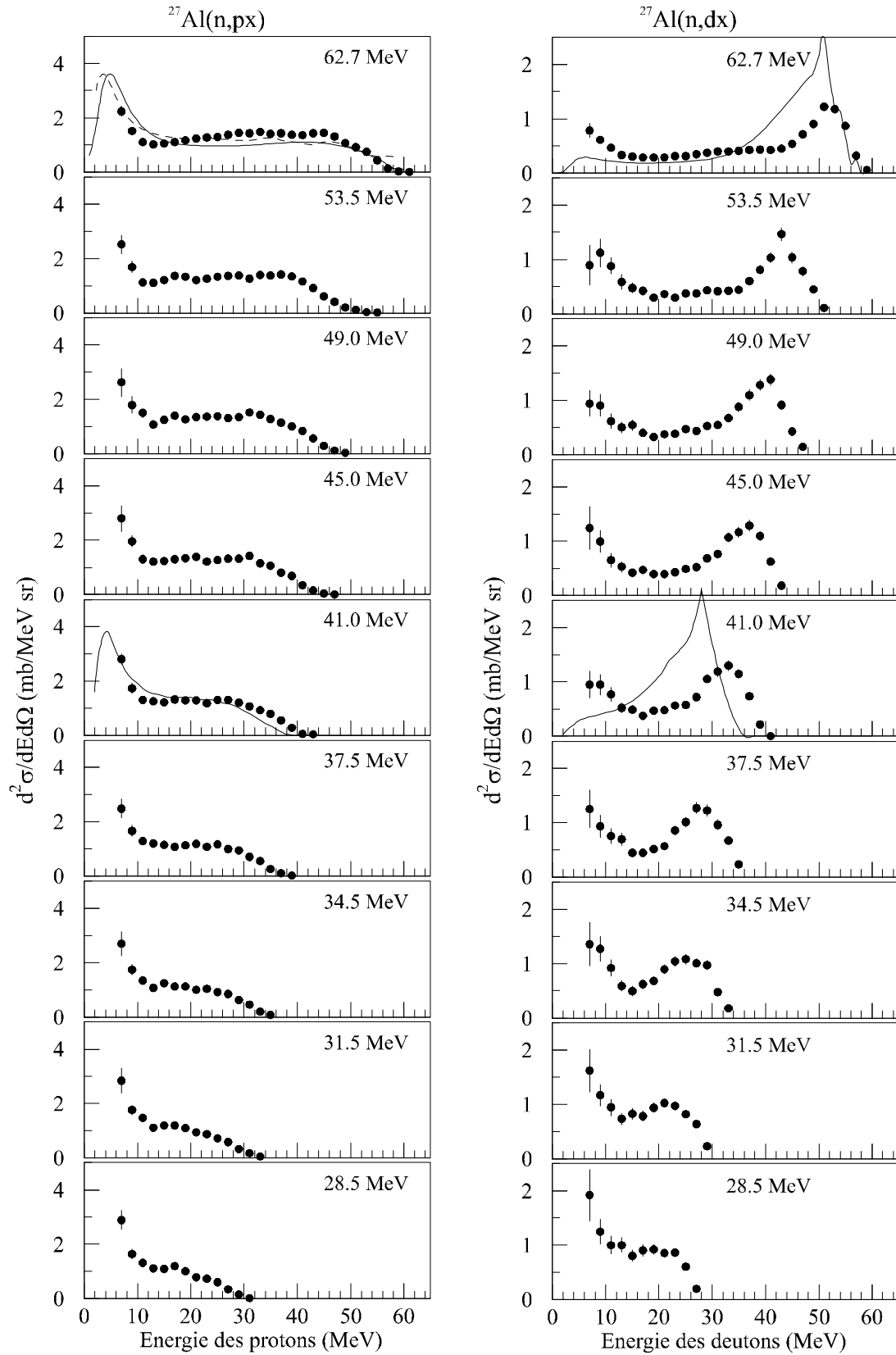


Figure 5.23 Sections efficaces doublement différentielles par pas de 2 MeV (points noirs) pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,px)$ et $^{27}\text{Al}(n,dx)$ à 20° laboratoire, pour différentes énergies de neutrons incidents. Les lignes continues montrent les résultats théoriques calculés à 63 et 40 MeV (Chadwick *et al* 1999, Benck).

et al 1998a). Pour les protons et $E_n=62.7$ MeV, la ligne discontinue montre les résultats de la théorie FKK (Koning et Chadwick 1997, Benck *et al* 1998a).

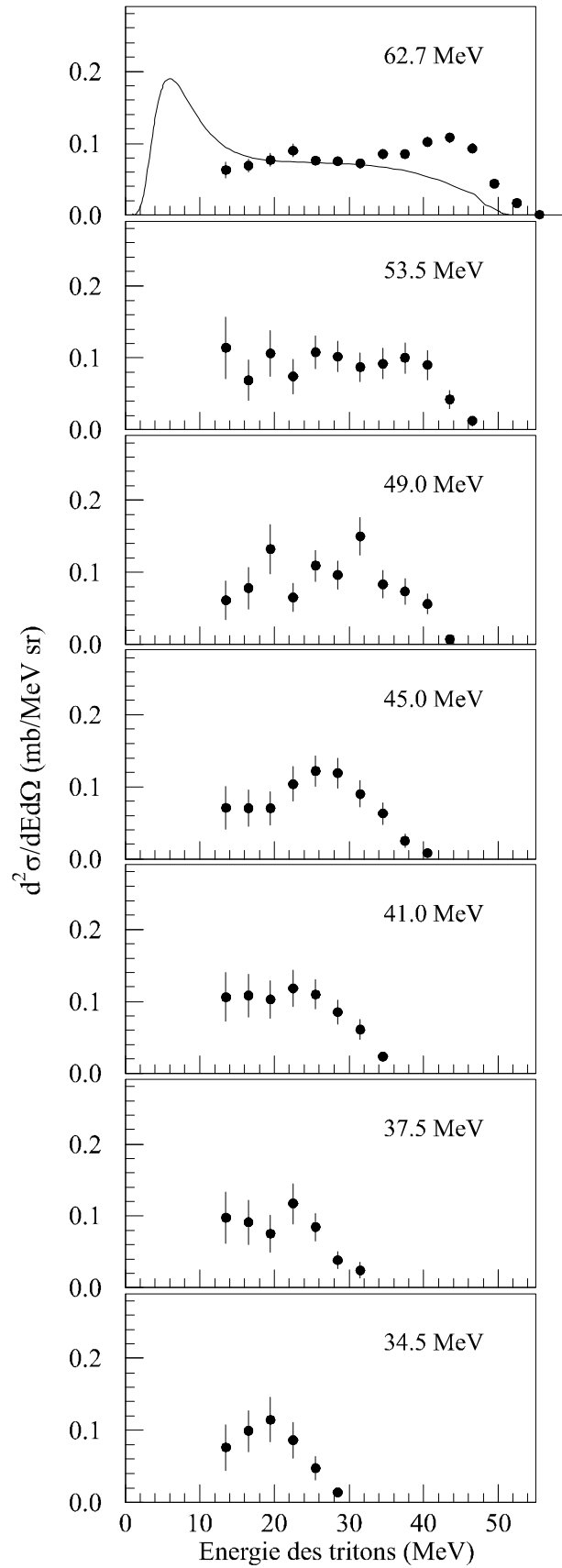


Figure 5.24 Sections efficaces doublement différentielles par pas de 3 MeV (points noirs) pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,tx)$ à 20° laboratoire, pour différentes énergies de neutrons incidents. Les lignes continues montrent les résultats théoriques calculés à 63 MeV (Chadwick *et al* 1999, Benck *et al* 1998a).

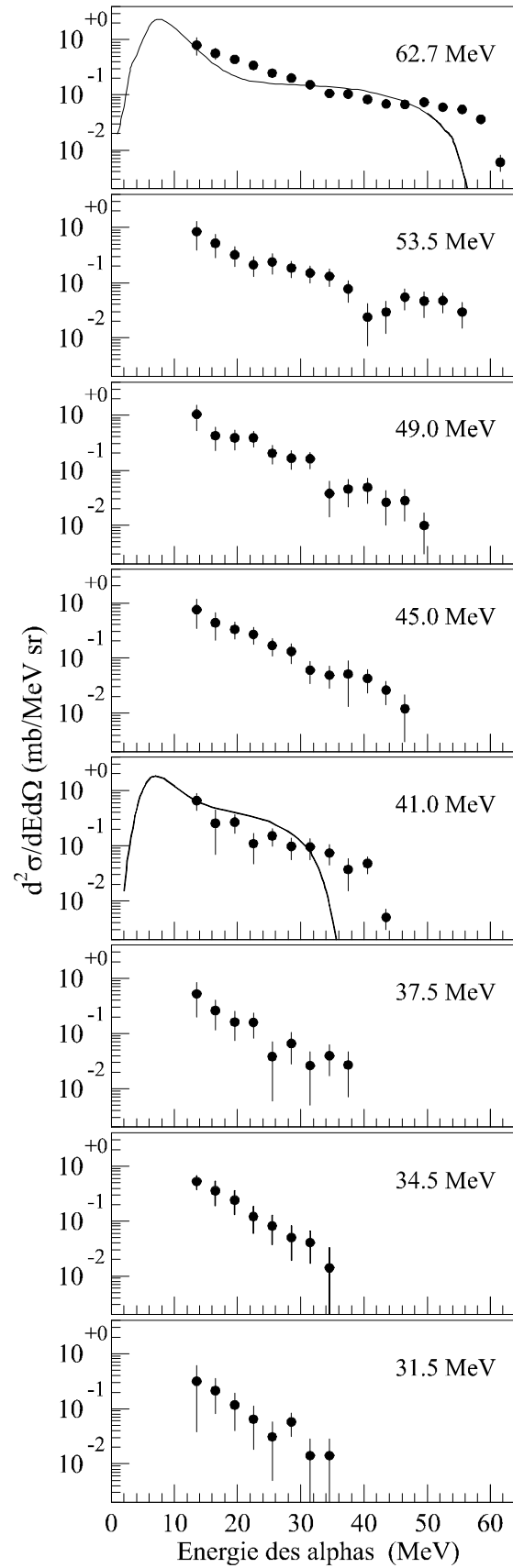


Figure 5.25 Sections efficaces doublement différentielles par pas de 3 MeV (points noirs) pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,\alpha x)$ à 20° laboratoire, pour différentes énergies de neutrons incidents. Les lignes continues montrent les résultats théoriques calculés à 63 et 40 MeV (Chadwick *et al* 1999, Benck *et al* 1998a).

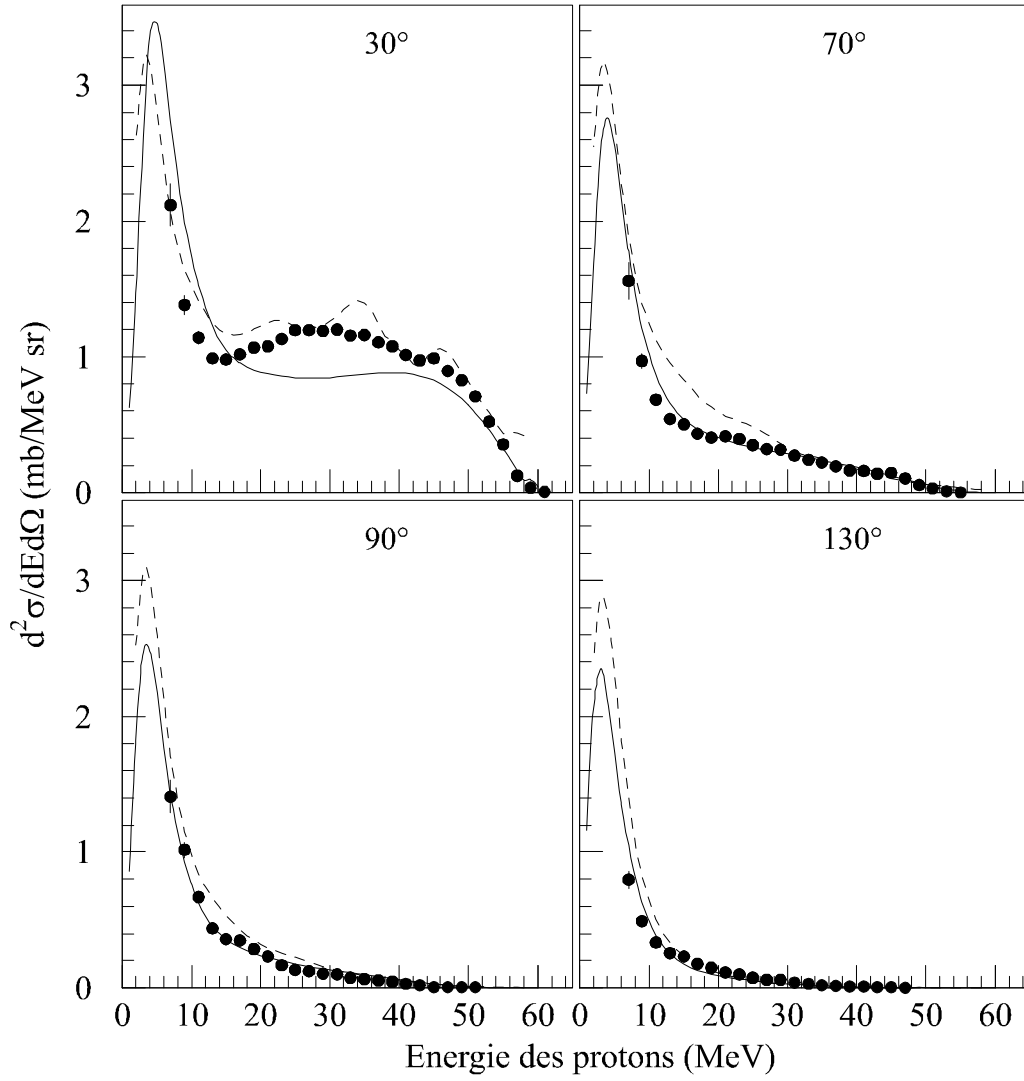


Figure 5.26 Sections efficaces doublement différentielles mesurées, à différents angles laboratoire (points noirs), pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,px)$, pour une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV. Les lignes continues montrent les calculs théoriques du modèle exciton (GNASH). Les prédictions du modèle FKK sont indiquées par les lignes discontinues.

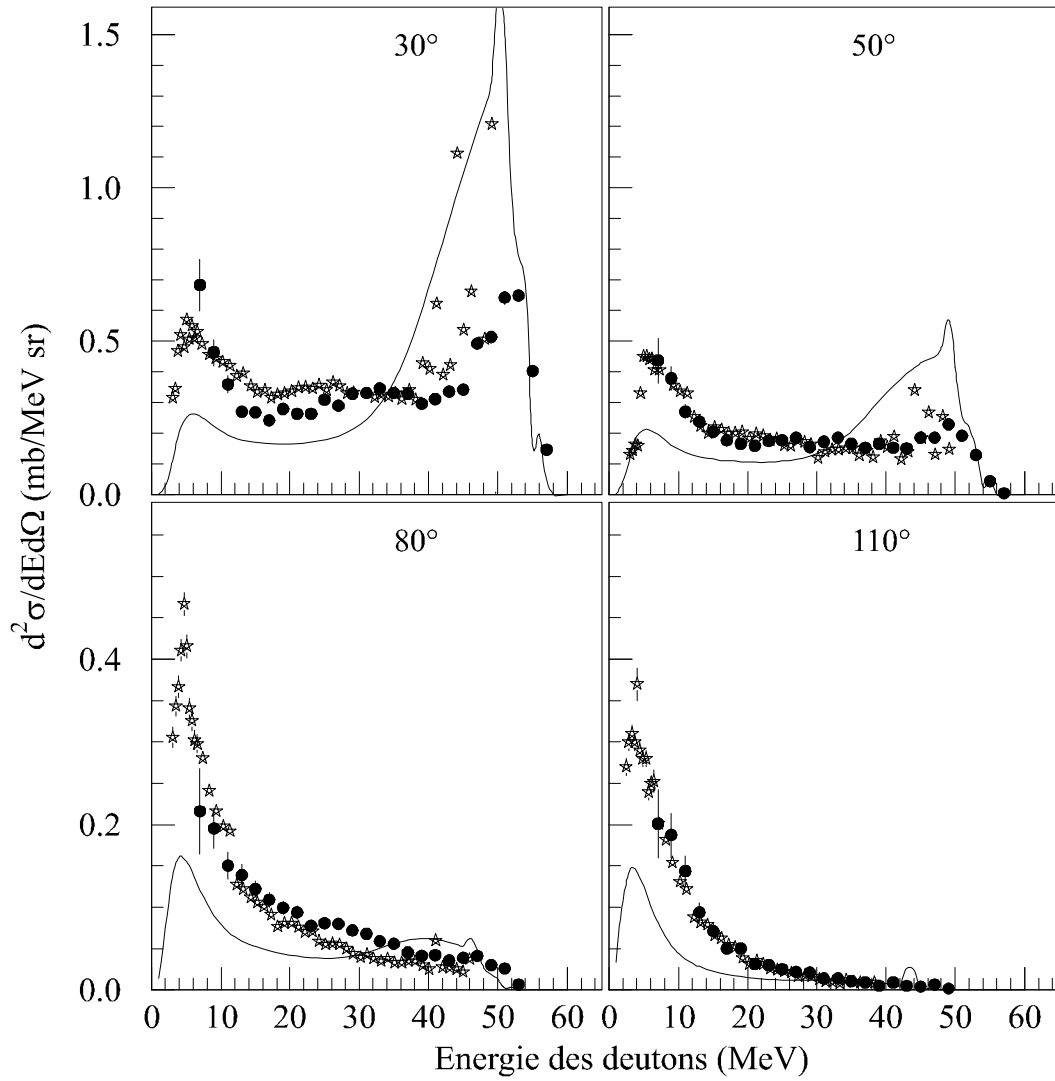


Figure 5.27 Sections efficaces doublement différentielles mesurées, à différents angles laboratoire (points noirs), pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,dx)$, pour une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV. Les lignes continues montrent les calculs théoriques du modèle exciton (GNASH). Les étoiles indiquent les données pour la réaction $^{27}\text{Al}(p,dx)$ à une énergie de protons incidents de 61 MeV.

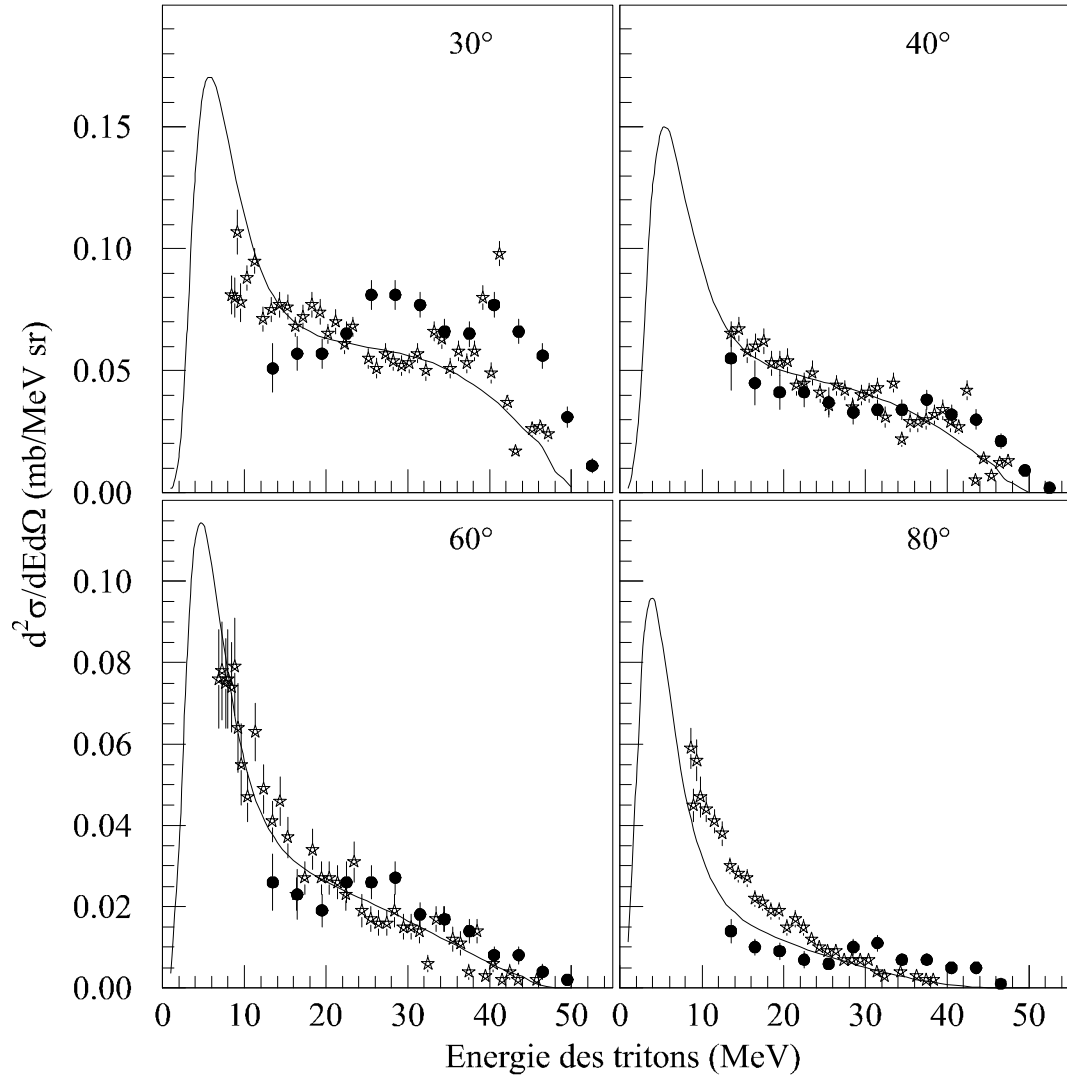


Figure 5.28 Sections efficaces doublement différentielles mesurées, à différents angles laboratoire (points noirs), pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,tx)$, pour une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV. Les lignes continues montrent les calculs théoriques du modèle exciton (GNASH). Les étoiles indiquent les données pour la réaction $^{27}\text{Al}(p,^3\text{He})$ à une énergie de protons incidents de 61 MeV.

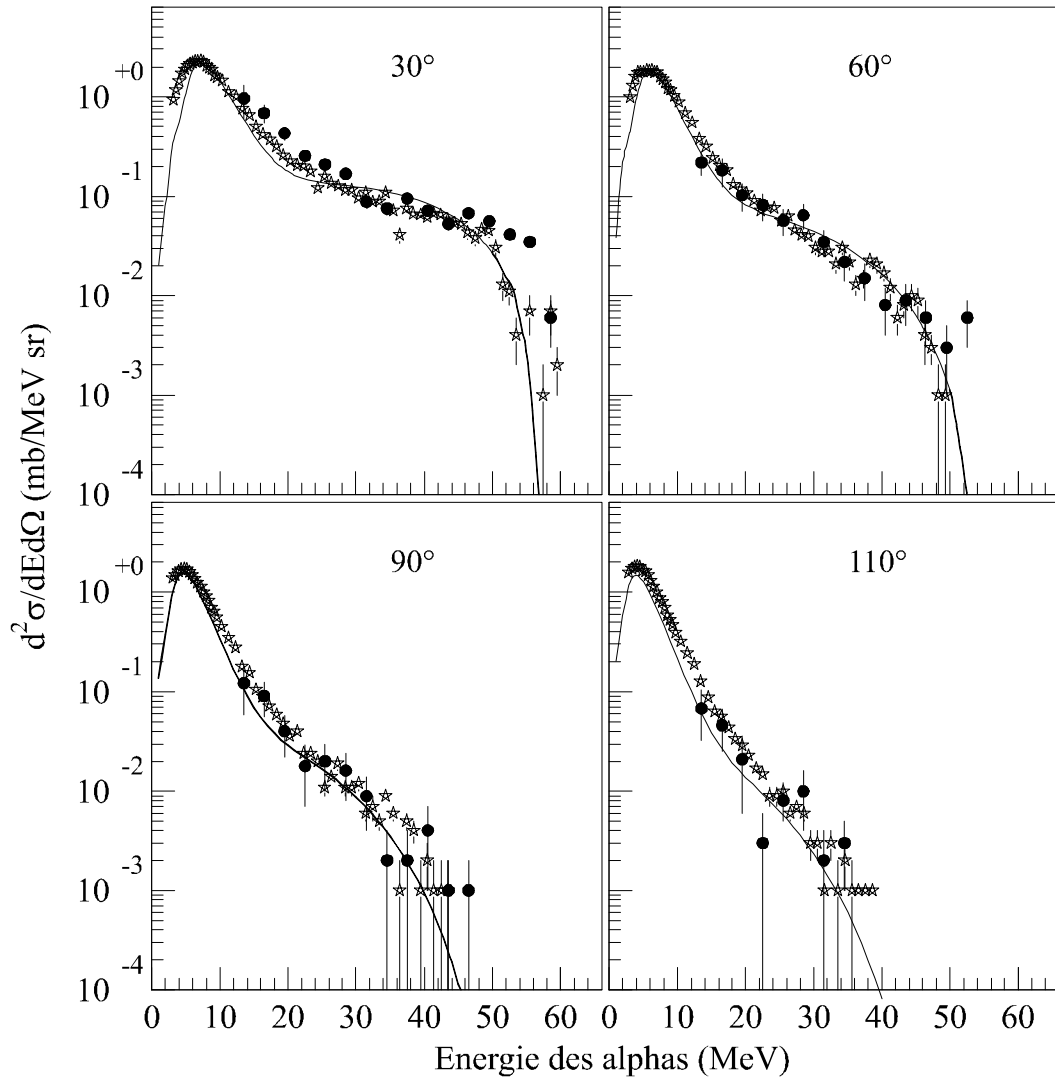


Figure 5.29 Sections efficaces doublement différentielles mesurées, à différents angles laboratoire (points noirs), pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,\alpha x)$, pour une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV. Les lignes continues montrent les calculs théoriques du modèle exciton (GNASH). Les étoiles indiquent les données pour la réaction $^{27}\text{Al}(p,\alpha x)$ à une énergie de protons incidents de 61 MeV.

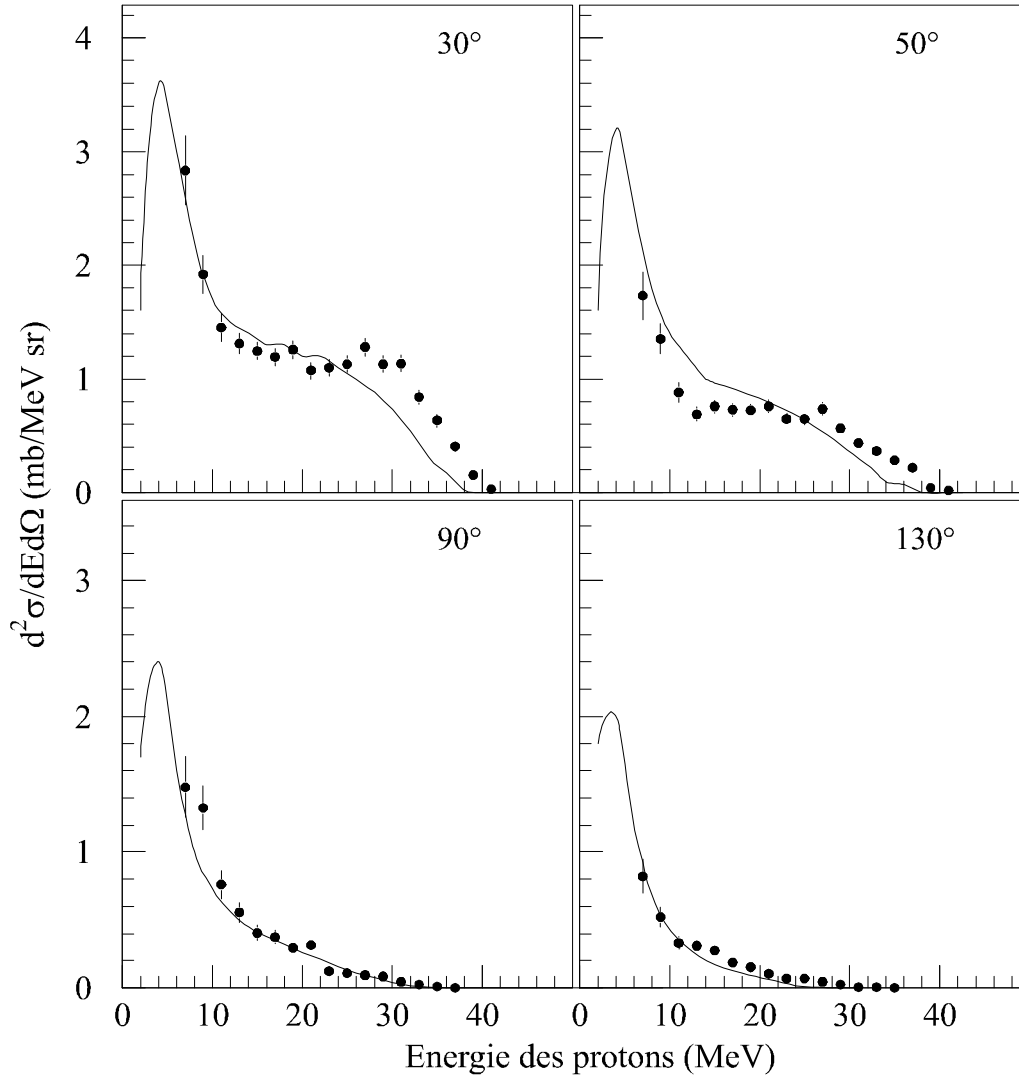


Figure 5.30 Sections efficaces doublement différentielles mesurées, à différents angles laboratoire (points noirs), pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,px)$, pour une énergie de neutrons incidents de 41.0 MeV. Les lignes continues montrent les calculs théoriques du modèle exciton (GNASH).

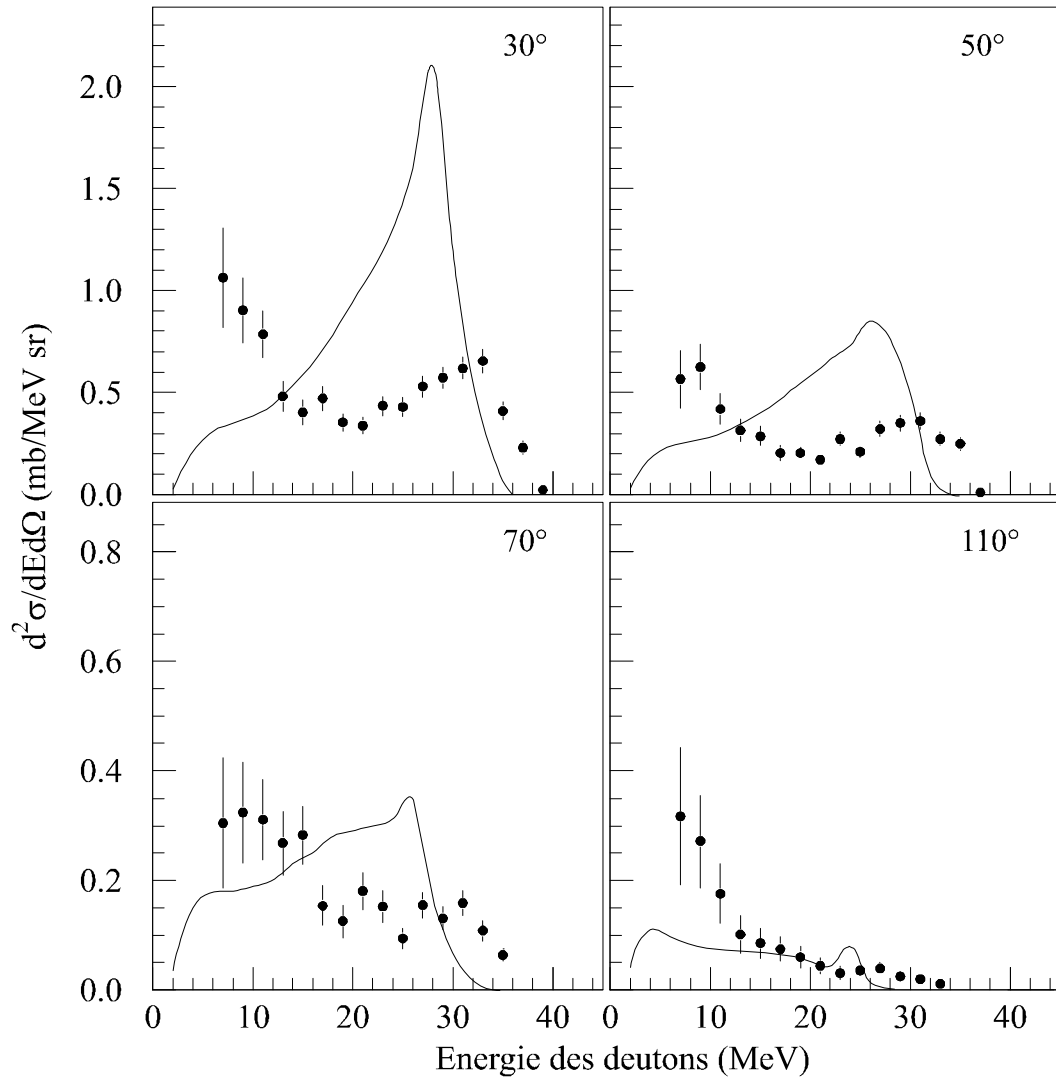


Figure 5.31 Idem que la Figure 5.30 dans le cas des deutons.

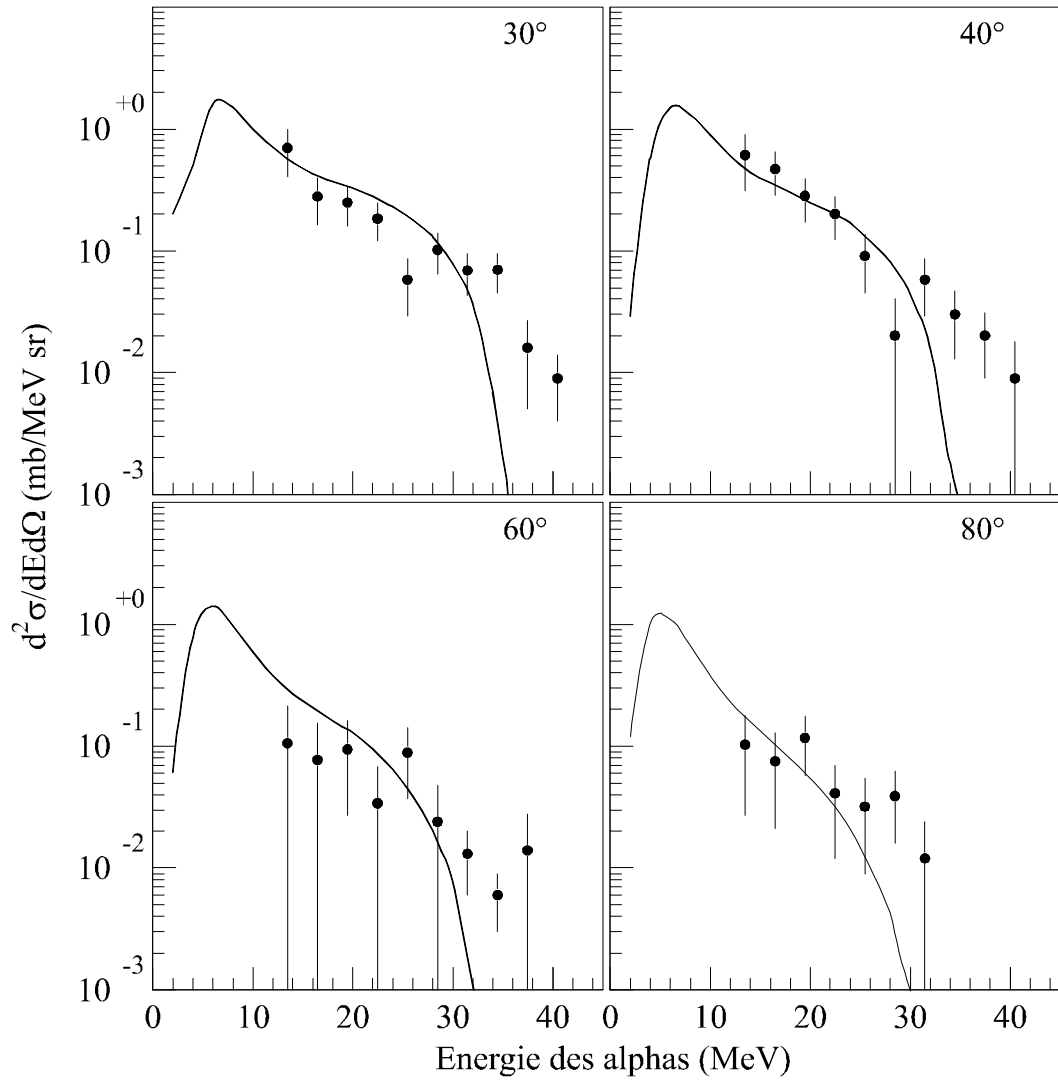


Figure 5.32 Idem que la Figure 5.30 dans le cas des alphas.

5.1.3 L'extrapolation vers les angles extrêmes

Pour chaque énergie d'une particule émise, la distribution angulaire est ajustée par une formule simple dans laquelle deux paramètres a et b sont à déterminer: $a \exp(b \cos q)$. La forme de la fonction est incluse dans les systématiques de Kalbach 1988 pour les réactions dans le prééquilibre et a été dérivée théoriquement par Chadwick et Oblozinsky 1994. La détermination de a et b va nous permettre d'étendre nos données de 0° à 180° . De cette manière des sections doublement différentielles pour les angles 2.5° et 10° de l'hémisphère avant et les angles 170° et 177.5° de l'hémisphère arrière, sont obtenues. Dans le cas de l'oxygène, la Figure 5.33 montre pour les protons et deutons à une énergie de neutrons 49 MeV et une sélection limitée d'énergie d'émission, les distributions angulaires et leur ajustement respectif. On remarque que cette simple formule décrit bien les distributions angulaires à toutes les énergies d'émission considérées. Le cas des tritons et alphas pour la cible d'aluminium, à une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV, est montré dans la Figure 5.34.

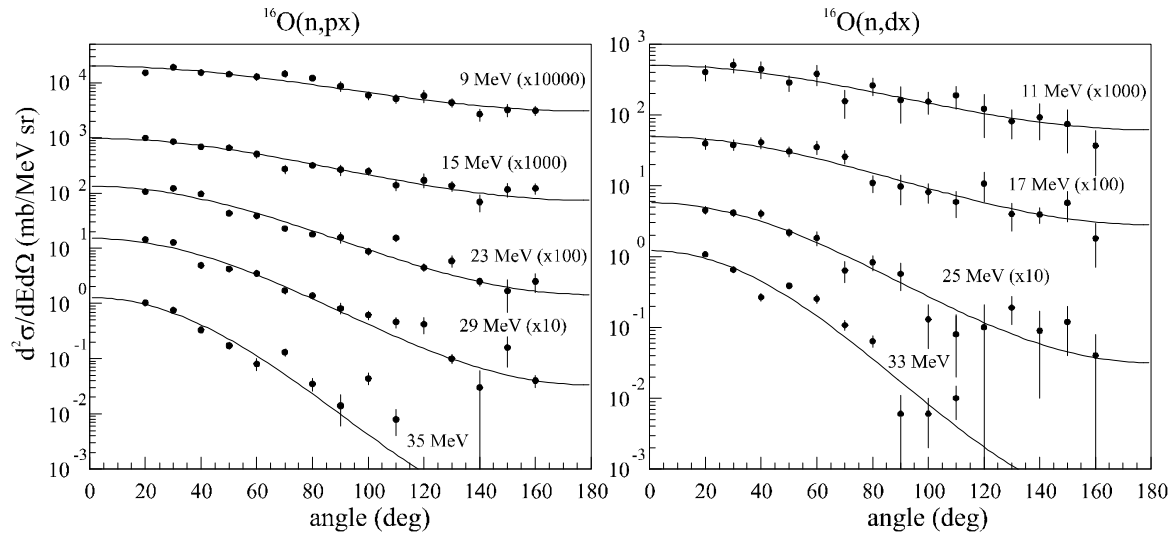


Figure 5.33 Distributions angulaires des sections efficaces doublement différentielles pour les réactions $^{16}\text{O}(n,px)$ et $^{16}\text{O}(n,dx)$ à différentes énergies d'émission, pour une énergie de neutrons incidents de 49 MeV. Les lignes continues indiquent les interpolations par la formule $a \exp(b \cos q)$. Dans les parenthèses se trouvent des facteurs de multiplication.

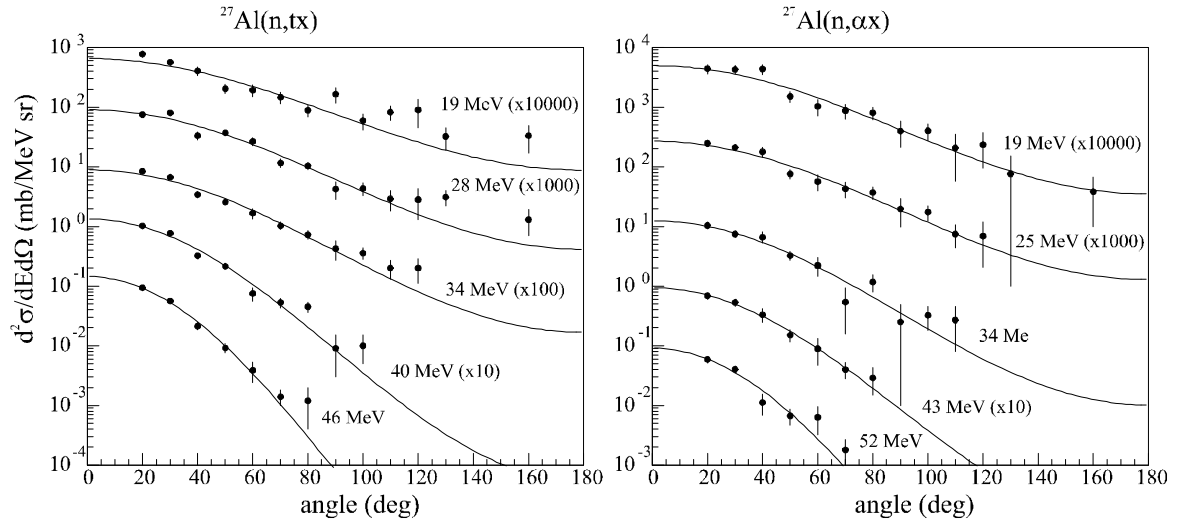


Figure 5.34 Idem que la Figure 5.33 pour les réactions $^{27}\text{Al}(n,tx)$ et $^{27}\text{Al}(n,\alpha x)$, pour une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV.

Oxygène

La Figure 5.11 présente les sections doublement différentielles pour la réaction $^{16}\text{O}(n,dx)$ à 62.7 MeV énergie de neutrons. L'accord entre les trois ensembles de données expérimentales LLN (points noirs), Subramanian *et al* 1986 (triangles) et Bertrand et Peelle 1973a,b (étoiles), est très bon. Notre spectre à 10° est obtenu en utilisant la méthode d'extrapolation mentionnée ci-dessus. Le très bon accord avec les données expérimentales de Bertrand et Peelle 1973a,b (réactions induites par protons) nous donne confiance dans notre méthode d'extrapolation. Les sections doublement différentielles à 10° représentent en moyenne 7% des sections différentielles en énergie, tandis que les autres angles extrapolés (2.5° , 170° , 177.5°) y donnent une contribution inférieure à 2%. Dans la Figure 5.11 le code GNASH (lignes continues) décrit bien tous les spectres en énergie, alors que le code INCA (histogrammes) décrit bien les angles de l'hémisphère avant mais sous-estime pour la partie des hautes énergie d'émission, les spectres aux grands angles.

La Figure 5.35 présente les sections doublement différentielles à l'angle 10° et une énergie de neutrons incidents 62.7 MeV, pour les tritons et alphas par pas de 3 MeV (points noirs). Ces sections résultent de la procédure d'extrapolation décrite ci-dessus. Elles sont comparées aux données expérimentales pour réactions induites par protons incidents de 61.5 MeV (étoiles). Le bon accord confirme à nouveau la méthode d'extrapolation angulaire. Les calculs de GNASH décrivent très bien nos spectres. Les calculs du modèle de cascade intranucléaire (INCA) prédisent pour les tritons des sections plus faibles que celles obtenues par l'extrapolation et pour les alphas surestiment la partie de haute énergie des spectres.

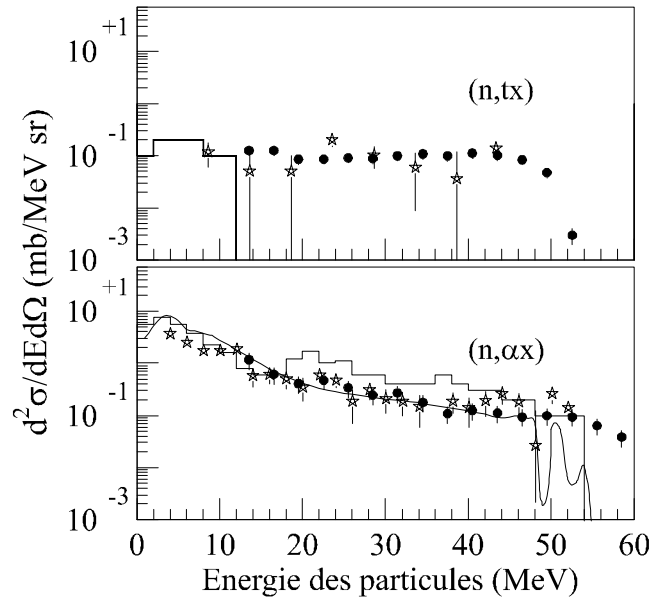


Figure 5.35 Sections doublement différentielles extrapolées à 10° (points noirs par pas de 3 MeV) pour les réactions $^{16}\text{O}(n,tx)$ et $^{16}\text{O}(n,\alpha x)$ à une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV. Les étoiles indiquent les données expérimentales pour les réactions $^{16}\text{O}(p,^3\text{He}x)$ et $^{16}\text{O}(p,\alpha x)$ à 12° , pour une énergie de protons incidents de 61.5 MeV. Les histogrammes (INCA) et les lignes continues (GNASH) représentent les données théoriques.

Aluminium

La Figure 5.36 montre les sections efficaces doublement différentielles extrapolées à 10° (points noirs), pour une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV sur la cible d'aluminium. Les barres d'erreur correspondent aux erreurs relatives moyennes telles qu'elles sont données dans le Tableau 5.2. Les étoiles sont les données à 12° de Bertrand et Peelle 1969,1973a. Les lignes continues et discontinues représentent respectivement les prédictions du code GNASH et de la théorie FKK. L'accord entre les deux ensembles de données expérimentales est bon. La tendance générale de l'accord entre théories et expériences aux angles de l'hémisphère avant, est conservée.

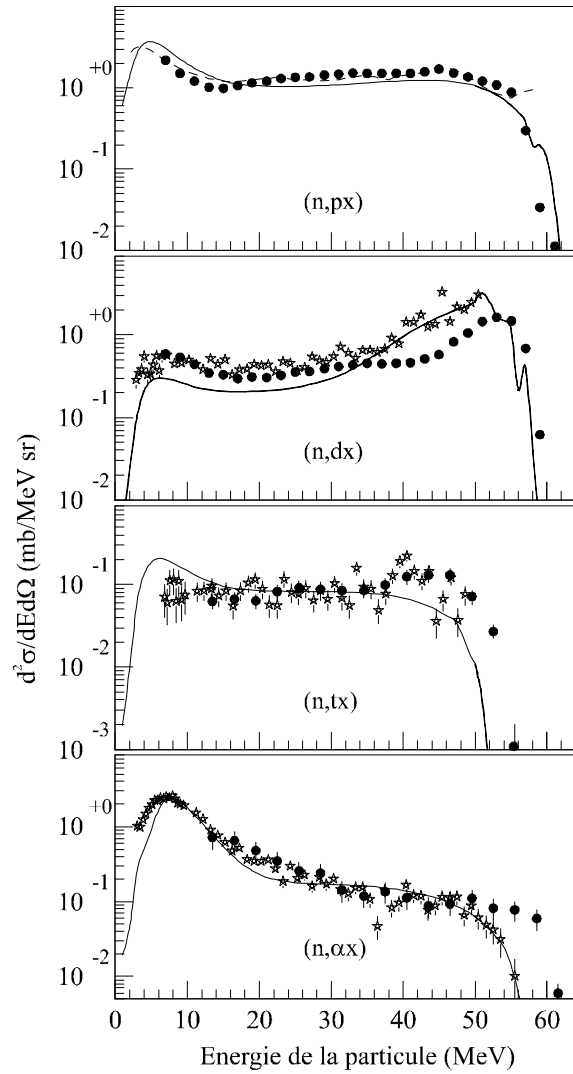


Figure 5.36 Sections efficaces doublement différentielles à 10° laboratoire, pour les quatre particules (points noirs), pour une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV, telles qu'elles résultent des extrapolations. Les étoiles sont les données de réactions induites par protons, à un angle de 12° , pour une énergie de protons incidents de 61 MeV. Les lignes continues et discontinues représentent les prédictions du code GNASH et de la théorie FKK respectivement.

5.2. Les sections différentielles en énergie ds/dE

Pour chaque énergie de neutrons incidents, on obtient par intégration sur l'angle solide des distributions angulaires, les sections différentielles en fonction de l'énergie $d\sigma/dE$:

$$\frac{ds}{dE} = \int_{\text{sphère}} \frac{d^2s}{dEd\Omega} d\Omega \quad (5.1)$$

Dans le cas de mesures discrètes sur l'angle, l'équation (5.1) s'écrit:

$$\frac{ds}{dE} = \sum_i \frac{d^2s}{dEd\Omega}(q_i) 2p \sin q_i \Delta q_i$$

où Dq_i est le pas sur l'angle (Ici $Dq_i = 10^\circ$ pour tous les angles excepté le 2.5° et 177.5° où $Dq_i = 5^\circ$)

Oxygène

La Figure 5.37 montre respectivement pour protons et deutons les spectres différentiels en énergie pour toutes les énergies de neutrons considérées. Les spectres incluent les extrapolations vers les angles extrêmes. La signification des symboles est identique aux figures précédentes. L'accord entre les différentes données expérimentales est bon. Pour les protons les calculs théoriques faits par INCA et FKK-GNASH sont en accord entre eux et tous les deux sous-estiment la partie de basse énergie des spectres. Pour les deutons, pour les basses énergies de neutrons, les calculs de GNASH prédisent mieux les spectres que les calculs de INCA. Pour les deutons, les étoiles à 62.7 et 41.0 MeV représentent les données pour la réaction $^{16}\text{O}(p,dx)$, à respectivement 61.5 et 39.0 MeV énergie des protons incidents. Elles sont en accord avec nos données, la différence résultant principalement des Q de réaction différents ($Q_{(n,d)} = -9.9$ MeV, $Q_{(p,d)} = -13.4$ MeV). La structure observée dans la partie des hautes énergies d'émission pour les spectres induits par protons, est due à une meilleure résolution dans la mesure de Bertrand et Peelle 1973a,b.

Le modèle de cascade intranucléaire INCA est basé sur la diffusion libre nucléon-nucléon, pour laquelle les sections efficaces sont paramétrisées et utilisées (Subramanian *et al* 1986). Ainsi le modèle est supposé bien décrire les sections au-delà de 100 MeV, où l'hypothèse de l'interaction libre entre nucléons est valable. Pourtant des bons résultats ont été obtenus pour des énergies de neutrons incidents plus basses, 60.7 et 39.7 MeV (Subramanian *et al* 1983,1986). Aux énergies de neutrons incidents considérées dans ce travail (62.7 MeV jusque 28.5 MeV) pour l'émission de protons, la rupture de la validité de l'hypothèse de diffusion libre nucléon-nucléon, pourrait expliquer la différence qu'on observe entre les spectres théoriques et mesurés, pour les énergies de neutrons inférieures à 41 MeV. Le transfert de petites quantités d'énergie du neutron incident à des nucléons dans le noyau, durant son trajet vers le site de diffusion, peut expliquer l'augmentation du nombre de protons émis dans la région de basse énergie d'émission. Avec le même raisonnement on peut expliquer, essentiellement pour les basses énergies de neutrons, pourquoi le modèle de cascade intranucléaire prédit des distributions angulaires à pente plus forte qu'expérimentalement observées (Figure 5.14). Dans la Figure 5.9 et la Figure 5.37, le pic des deutons est théoriquement prédit sur base d'une formule analytique (Subramanian *et al* 1983) résultant de l'approximation de Born des ondes planes, qui donne une estimation très grossière du processus de pick-up (n,d), inadéquate aux basses énergies incidentes.

Les sections différentielles en énergie sont montrées pour les tritons à 5 énergies de neutrons incidents (Figure 5.38) et pour les particules alphas à 7 énergies de neutrons incidents (Figure 5.39). Pour plus de clarté, les spectres pour les alphas commencent à 10

MeV dans la Figure 5.39. Dans tous les spectres de la Figure 5.38 et de la Figure 5.39, la contribution des extrapolations vers les angles manquants est incluse. Pour l'énergie des neutrons 62.7 MeV, les distributions angulaires pour tritons et alphas sont quasi-complètes, et donc les spectres différentiels en énergie sont fiables. Pourtant, pour les énergies de neutrons incidents plus basses, les distributions angulaires sont incomplètes vu le manque de statistique aux angles dépassant 80° et donc la procédure d'extrapolation est discutable. Comme la plupart de la section est concentrée sur les angles de l'hémisphère avant, il est raisonnable de supposer que les spectres différentiels en énergie sont proches de la réalité. Une vérification adéquate est de calculer une limite supérieure et inférieure pour les sections différentielles en énergie de la Figure 5.38 et de la Figure 5.39. Pour ceci on a d'abord extrapolé à partir de 90° en gardant la section constante (limite supérieure), puis on a extrapolé en considérant pour tous les angles au-delà de 90° une section égale à zéro (limite inférieure). Ces deux limites étaient endéans les barres d'erreur des sections différentielles en énergie, dans lesquelles la contribution des extrapolations ($a \exp[b \cos q]$) vers les angles extrêmes est incluse.

Dans la Figure 5.38 et la Figure 5.39 les autres données expérimentales venant de réactions induites par neutrons (Subramanian *et al* 1986) et par protons (Bertrand et Peelle 1973a,b) sur oxygène sont aussi montrées. Pour les tritons les données représentées par des étoiles viennent de la réaction ($p, {}^3\text{He}$). L'accord entre les trois ensembles de données est bon.

Le modèle INCA sous-estime, comme déjà dit, les spectres en énergie des tritons dans la région des hautes énergies d'émission. Ceci se maintient dans les spectres différentiels en énergie. Pour les particules alphas, les codes INCA et GNASH décrivent très bien les spectres des sections différentielles en fonction de l'énergie.

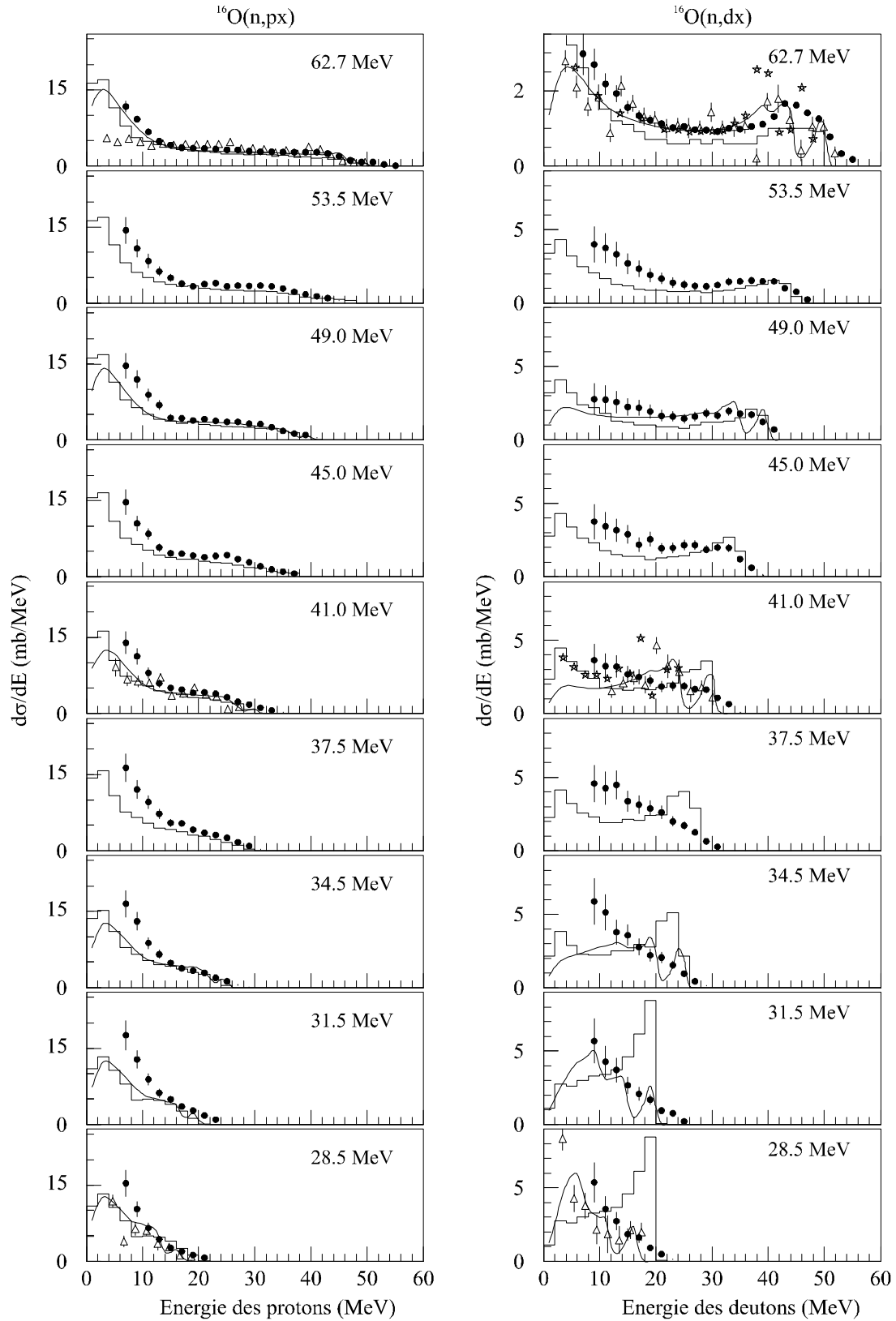


Figure 5.37 Sections efficaces différentielles en énergie $d\sigma/dE$ pour les réactions $^{16}\text{O}(n,px)$ et $^{16}\text{O}(n,dx)$, à différentes énergies de neutrons incidents (points noirs). Les triangles représentent les données de Subramanian *et al* 1986. Les prédictions théoriques sont représentées par des histogrammes (Brenner et Prael 1989) ou des lignes continues (Chadwick and Young 1996). Dans le cas des deutons, les étoiles indiquent les résultats sur les réactions induites par protons (Bertrand et Peelle 1973a,b).

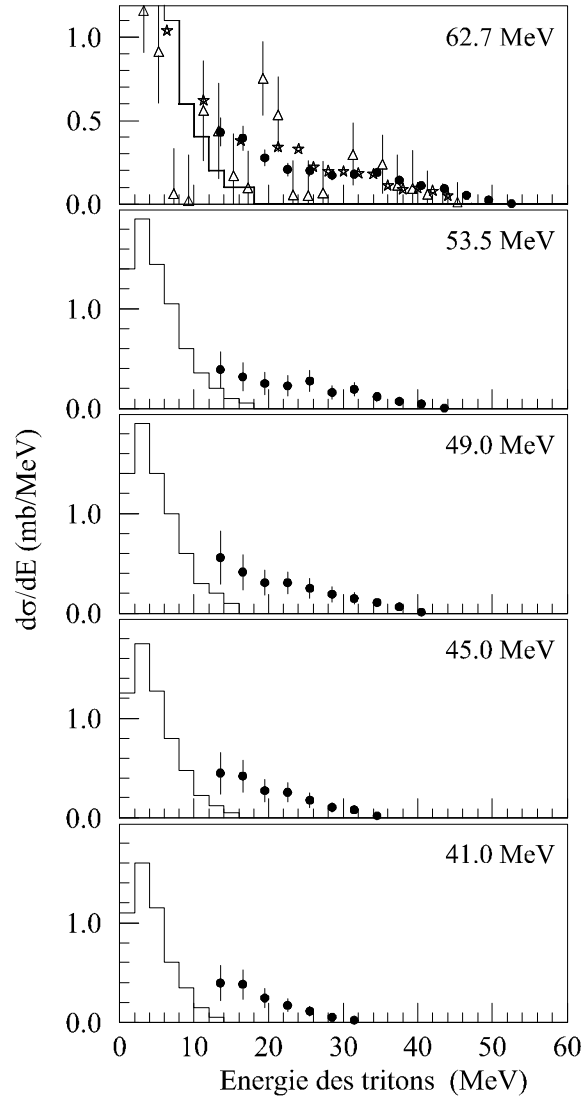


Figure 5.38 Sections efficaces différentielles en énergie ($d\sigma/dE$) pour la réaction $^{16}\text{O}(n,tx)$, à différentes énergies de neutrons incidents (points noirs). Les triangles représentent les données de Subramanian *et al* 1986. Les prédictions théoriques sont représentées par des histogrammes (Brenner et Prael 1989). Les étoiles indiquent les résultats sur les réactions induites par protons (Bertrand et Peelle 1973a,b).

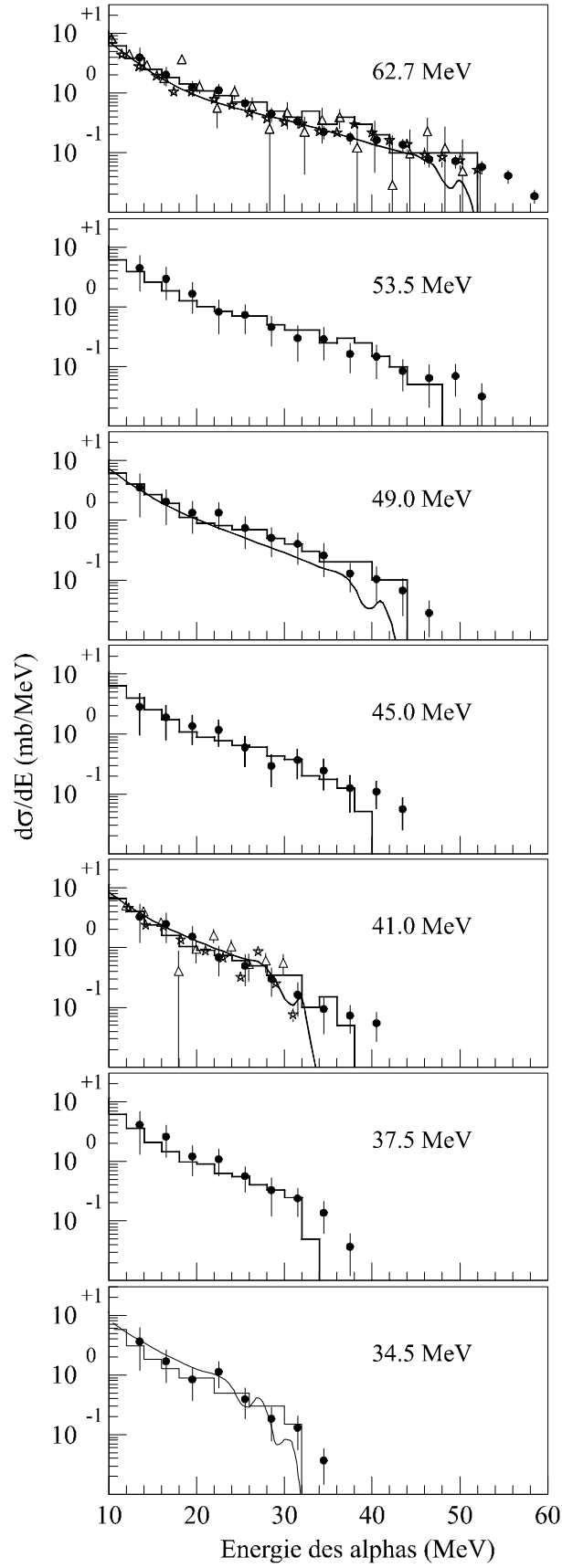


Figure 5.39 Idem que la Figure 5.38 dans le cas de la réaction $^{16}\text{O}(n,\alpha x)$. Les lignes continues montrent en plus les calculs du code GNASH (Chadwick et Young 1996).

Aluminium

Pour la cible d'aluminium, les sections différentielles en énergie $d\sigma/dE$ sont présentées dans les Figure 5.40 - Figure 5.43. Ces dernières montrent l'évolution des spectres en énergie avec l'énergie des neutrons incidents, dans le cas des protons, deutons, tritons et alphas. De nouveau, un bon accord entre la théorie (là où les calculs existent) et l'expérience est observé pour toutes les particules émises, à l'exception des deutons. De même pour l'énergie de neutrons incidents 62.7 MeV il y a un accord évident entre les sections des réactions induites par neutrons et les résultats de Bertrand et Peelle 1969,1973a (réactions induites par protons).

La Figure 5.40 montre les sections différentielles en énergie pour la réaction (n,px) comparées à celles de la réaction (p,px) de Bertrand et Peelle 1969,1973a; la diffusion élastique p-p n'est pas incluse. Dans ce cas, comme les réactions ne sont pas symétriques, il est normal que ces sections diffèrent. En effet, l'écart d'un facteur ~ 2 , dans la région de prééquilibre pour des réactions induites par protons et neutrons, est compréhensible si on suit un raisonnement similaire à celui de Kalend *et al* 1983. Dans une réaction de prééquilibre, la première interaction aboutit dans la création d'un état $2p1h$ (Chapitre 1). Si on suppose qu'un projectile a plus de chance d'interagir avec un nucléon de type opposé, et si on utilise un facteur de 3 par rapport à l'excitation d'un nucléon de même type (basé sur les sections nucléon-nucléon), alors on obtient un rapport 5:3 pour le nombre de particules excitées de même type par rapport au nombre de particules excitées de type opposé[#]. Comme la plus grande contribution au spectre de prééquilibre (Chapitre 1, Figure 1.7) vient de nucléons émis lors de la première étape $1p2h$ du processus d'interaction, ceci fournit une explication quantitative du facteur 2 observé. Les calculs du code GNASH pour les réactions induites par protons ou neutrons, tiennent compte de cet effet et décrivent bien les deux ensembles de données.

La différence en grandeur pour l'émission de protons dans la région d'évaporation aux basses énergies (Figure 5.40) trouve son origine dans les valeurs des Q de réaction. La valeur de Q pour l'émission du premier éjectile est -1.8 MeV dans la réaction (n,p) et est zéro dans la réaction (p,p'). Ceci implique que dans l'émission par noyaux composés, l'énergie résiduelle d'excitation du noyau est 1.8 MeV plus haute dans le cas de la réaction (p,p'), pour une même énergie d'émission du proton. Comme la probabilité d'émission est proportionnelle à la densité des niveaux du noyau résiduel, laquelle augmente exponentiellement avec l'énergie d'excitation, ceci implique une émission plus forte de protons lors de réactions induites par protons. Cependant, il faut admettre qu'il y a d'autres facteurs qui peuvent influencer le pic d'évaporation, tels que les Q de réactions pour les autres canaux de désexcitation qui suivent l'émission primaire, la différence de compétition entre les canaux de désintégration possibles... Par exemple, dans notre cas de spectres de protons produits par les réactions (n,px) et (p,px), les canaux de désintégration en compétition avec l'émission de protons, sont respectivement les canaux (n,n') ($Q=0$ MeV) et (p,n) ($Q=-5.6$ MeV). Ceci implique une plus grande compétition pour les réactions induites par neutrons, et donc une émission moindre de protons de basses énergies dans ce cas (Benck *et al* 1998a).

[#] Considérons un neutron incident; il peut diffuser sur un n ou bien un p . A ces énergies la collision $n-p$ est 3 fois plus probable que la collision $n-n$. Si on a une collision $n-p$, on a $2p1h$ avec 1 proton-particule, 1 neutron-particule, 1 neutron-trou. Si par contre on a une collision $n-n$, on a $2p1h$ avec 2 neutrons-particules et 1 neutron-trou. En comptant le nombre de neutrons- et protons-particules, et en mettant un poids de 3 sur la collision $n-p$, le nombre de n sortants est $1*3+2=5$ et le nombre de p sortants est $1*3+0=3$. Le rapport entre sections efficaces de productions de n et de p induits par des neutrons incidents est donc de 5/3. Comme la section $n-n$ est supposée être similaire à celle de $p-p$, ce raisonnement très simplifié peut expliquer en approximation le facteur de 5:3 noté plus haut.

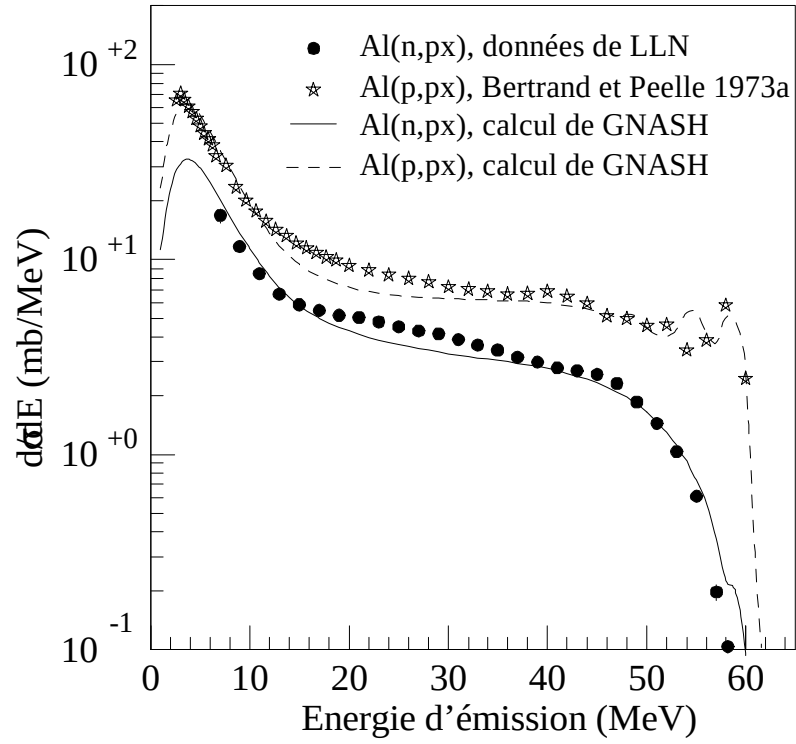


Figure 5.40 Sections efficaces différentielles en énergie pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,px)$ à $E_n=62.7$ MeV (points noirs) et $^{27}\text{Al}(p,px)$ à $E_p=61.0$ MeV (étoiles). Les lignes continues et discontinues montrent les calculs correspondants avec le code GNASH (modèle exciton).

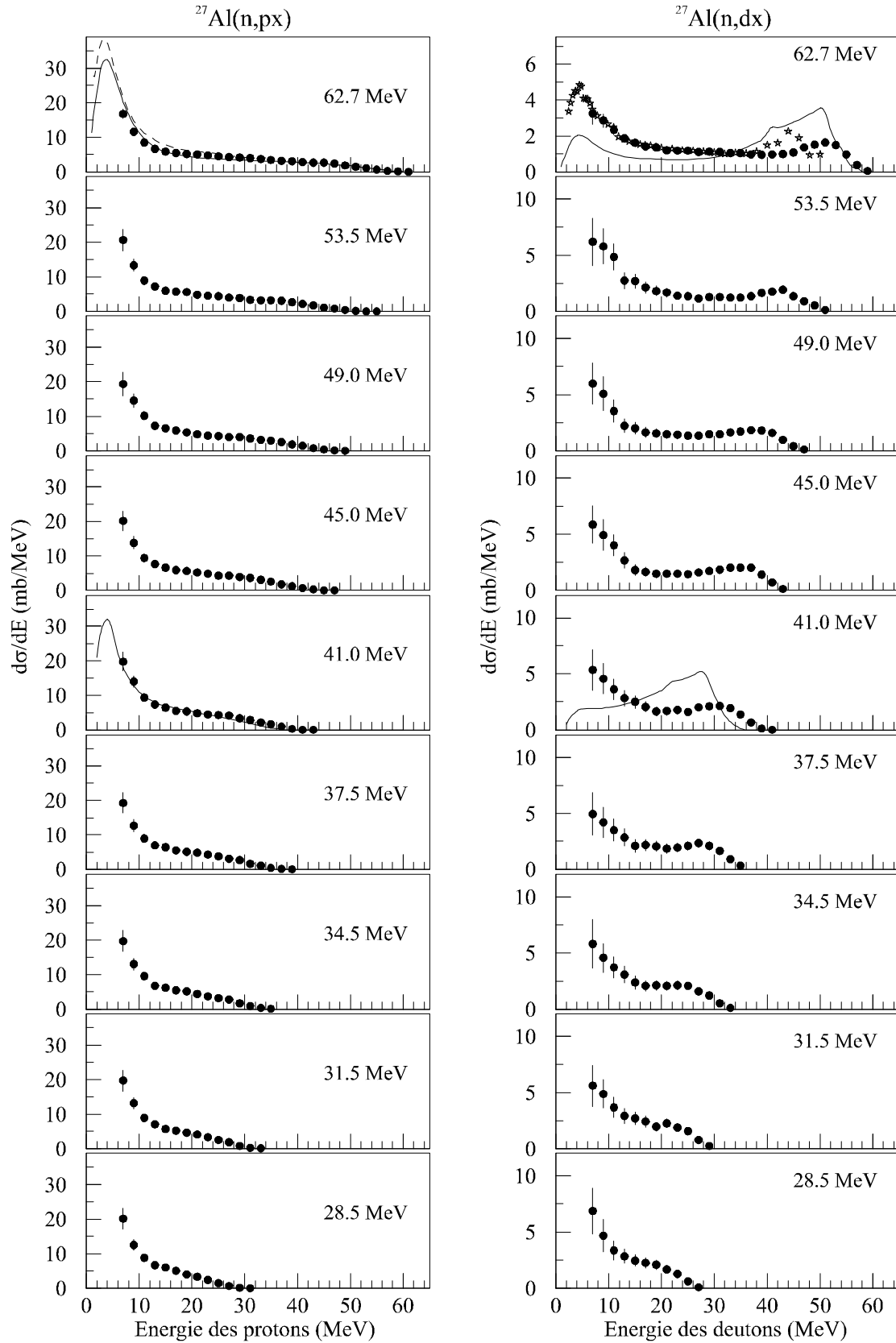


Figure 5.41 Evolution des spectres différentiels en énergie pour les réactions $^{27}\text{Al}(n,px)$ et $^{27}\text{Al}(n,dx)$ en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Les lignes continues et discontinues indiquent respectivement les calculs du code GNASH et de la théorie FKK (Benck *et al* 1998a, Chadwick *et al* 1999). Les étoiles indiquent les sections mesurées avec des protons incidents (Bertrand et Peelle 1969, 1973a).

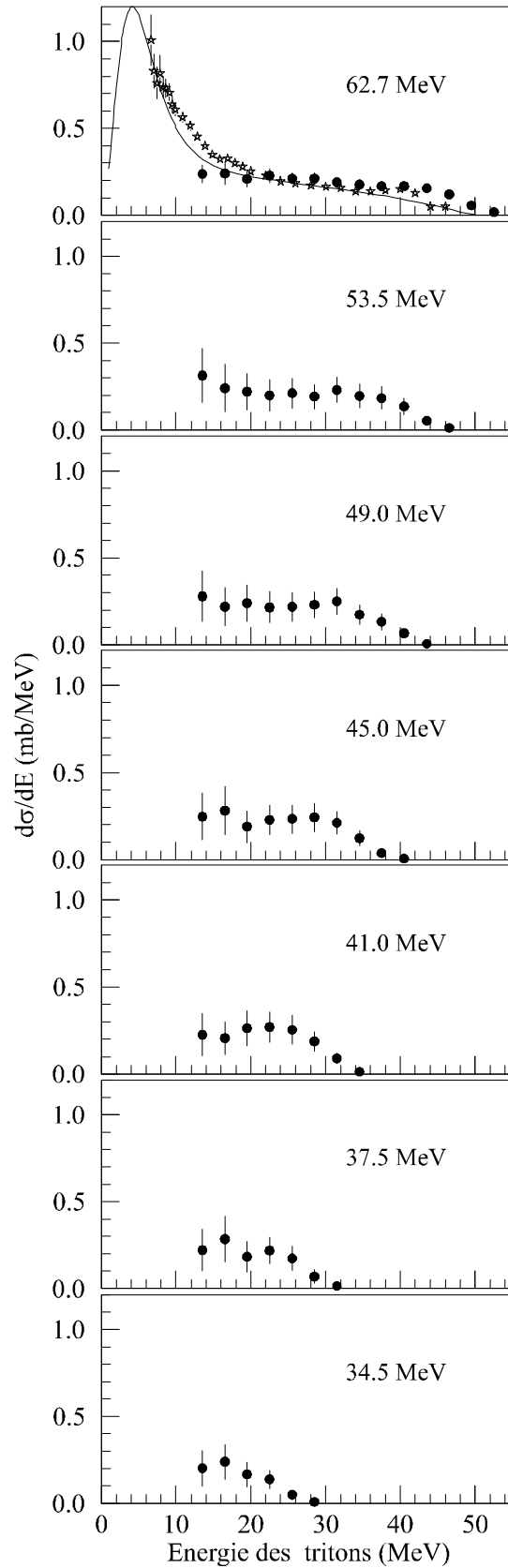


Figure 5.42 Evolution des spectres différentiels en énergie pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,tx)$ en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Les lignes continues indiquent les calculs du code GNASH (Benck *et al* 1998a, Chadwick *et al* 1999). Les étoiles indiquent les sections mesurées avec des protons incidents (Bertrand et Peelle 1969,1973a).

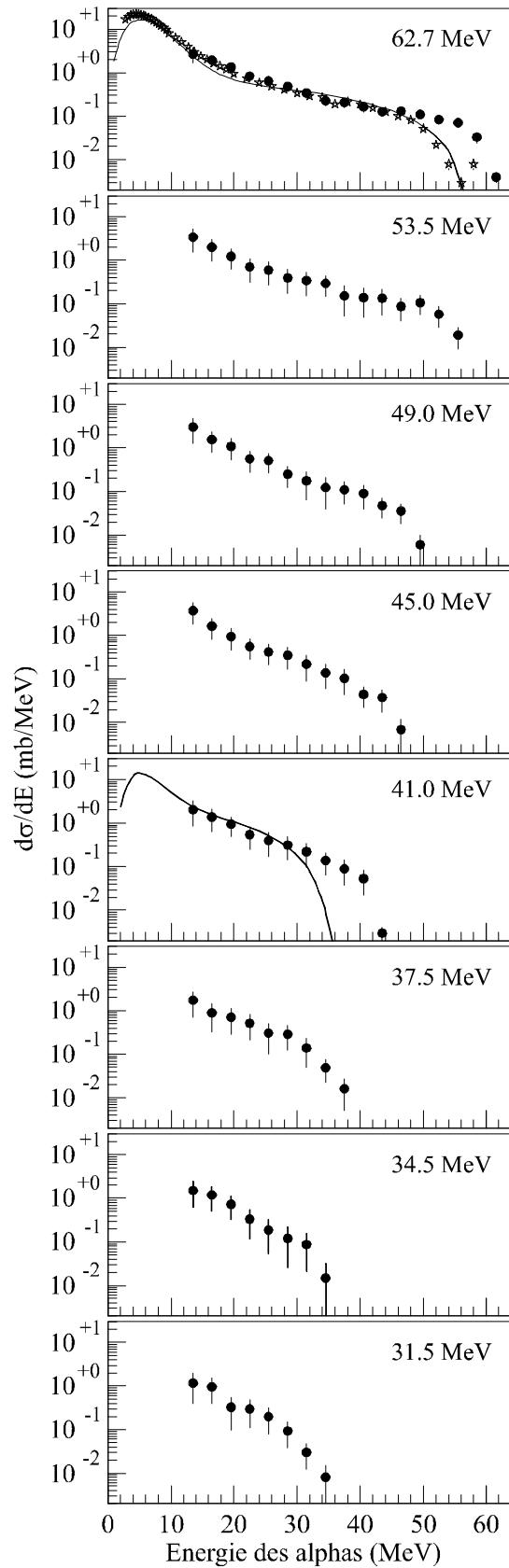


Figure 5.43 Evolution des spectres différentiels en énergie pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,\alpha x)$ en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Les lignes continues indiquent les calculs du code GNASH (Benck *et al* 1998a, Chadwick *et al* 1999). Les étoiles indiquent les sections mesurées avec des protons incidents (Bertrand et Peelle 1969,1973a).

5.3. Les sections différentielles en angle ($d\sigma/d\Omega$)

Figure 5.44 - Figure 5.47 présentent les sections différentielles en angle, résultant pour chaque énergie de neutrons incidents, de l'intégration sur l'énergie de chaque spectre d'émission. Les points noirs représentent les données aux angles où suffisamment de statistique a été accumulée. Les triangles représentent les sections différentielles après l'intégration des spectres en énergies provenant de l'extrapolation (Section 5.1.3). Les lignes continues représentent une interpolation des données avec la formule $a \exp(b \cos q)$. Les spectres n'ont pas été extrapolés en-dessous du seuil de détection expérimental avant l'intégration. Pour la clarté des dessins, surtout dans le cas des tritons et alphas, les barres d'erreur inférieures n'ont pas été dessinées pour certains points.

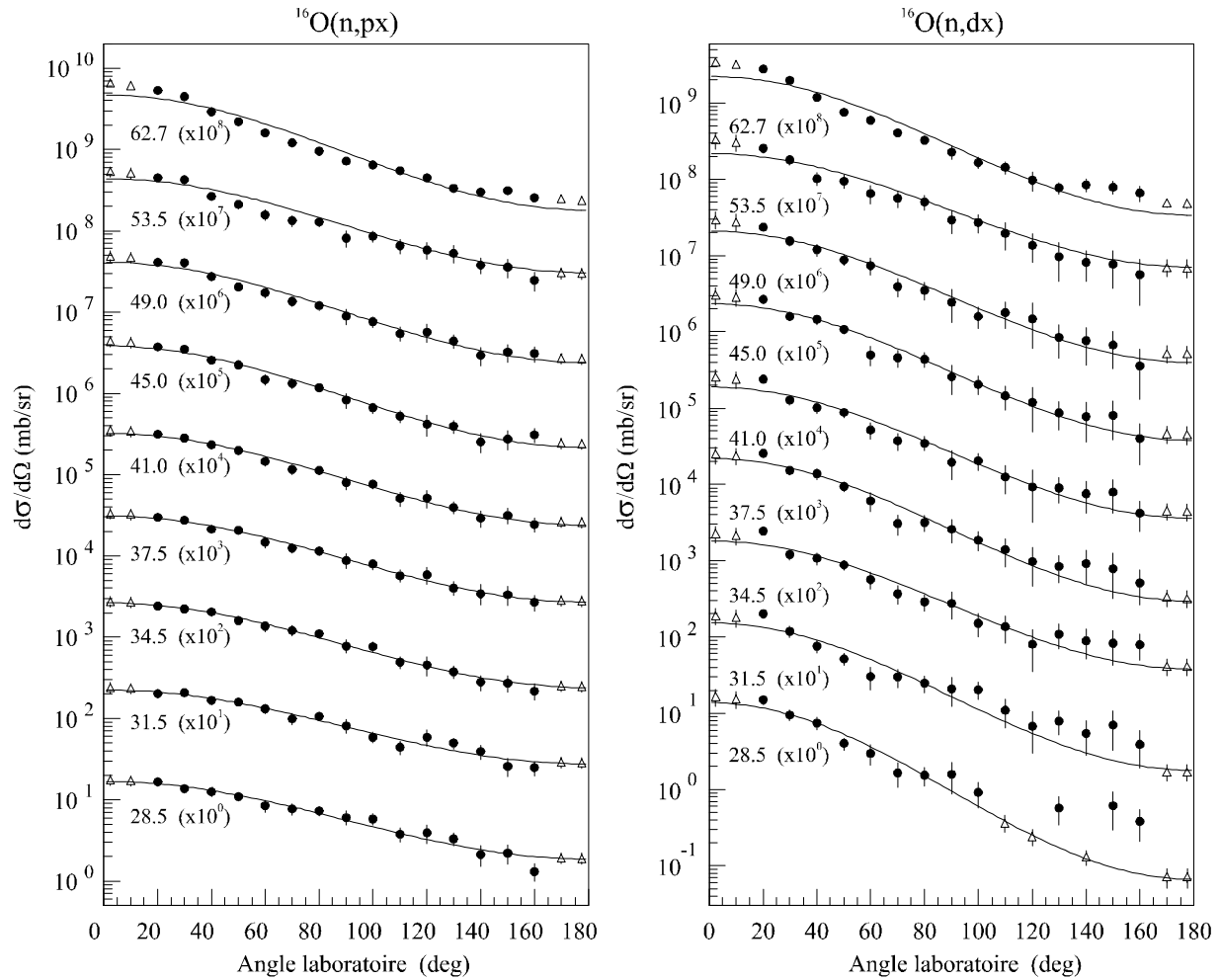


Figure 5.44 Sections différentielles en angle ($d\sigma/d\Omega$) pour l'émission de protons et deutons, à différentes énergies de neutrons incidents (points noirs) dans le cas d'une cible d'oxygène. Les triangles représentent les données extrapolées. Dans les parenthèses se trouvent des facteurs de multiplication. Les lignes résultent d'une interpolation avec la formule $a \exp(b \cos q)$. Le seuil en énergie expérimental est de 6 MeV pour les protons et de 8 MeV pour les deutons (6 MeV à $E_n=62.7$ MeV).

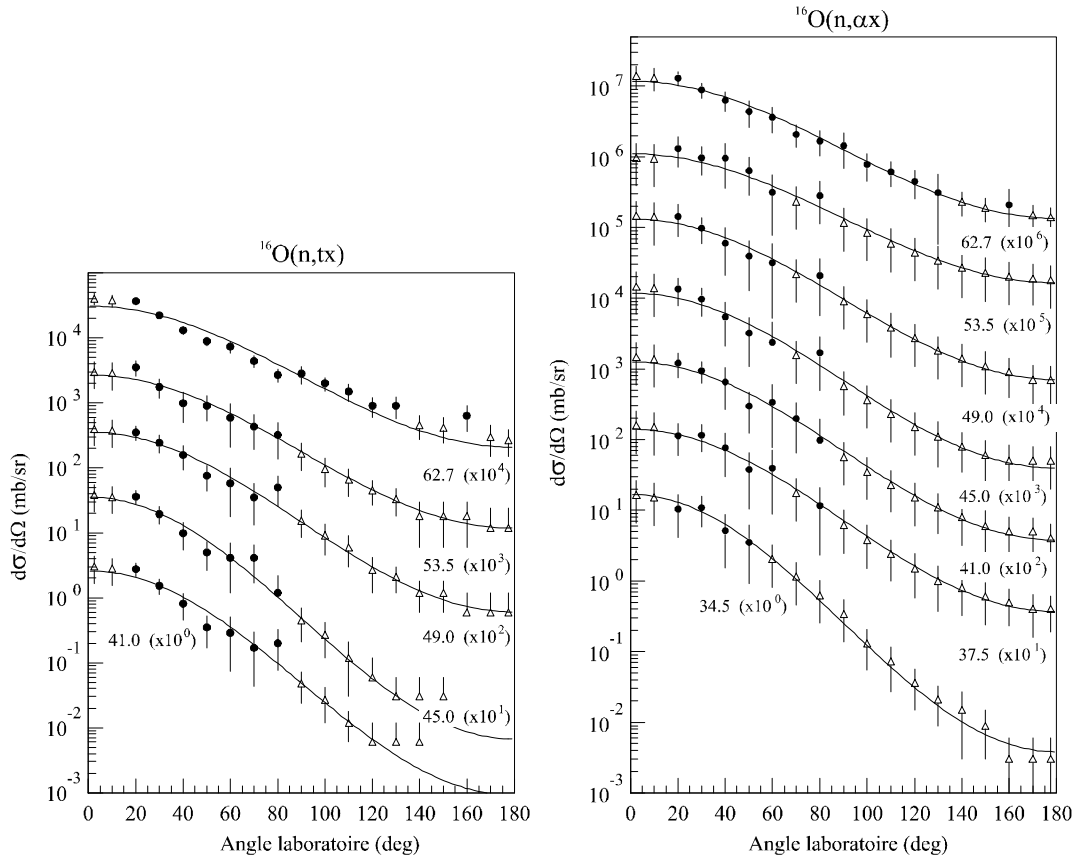


Figure 5.45 Idem que la Figure 5.44 pour les tritons et les alphas. Le seuil en énergie expérimental est de 12 MeV pour les deux types de particules.

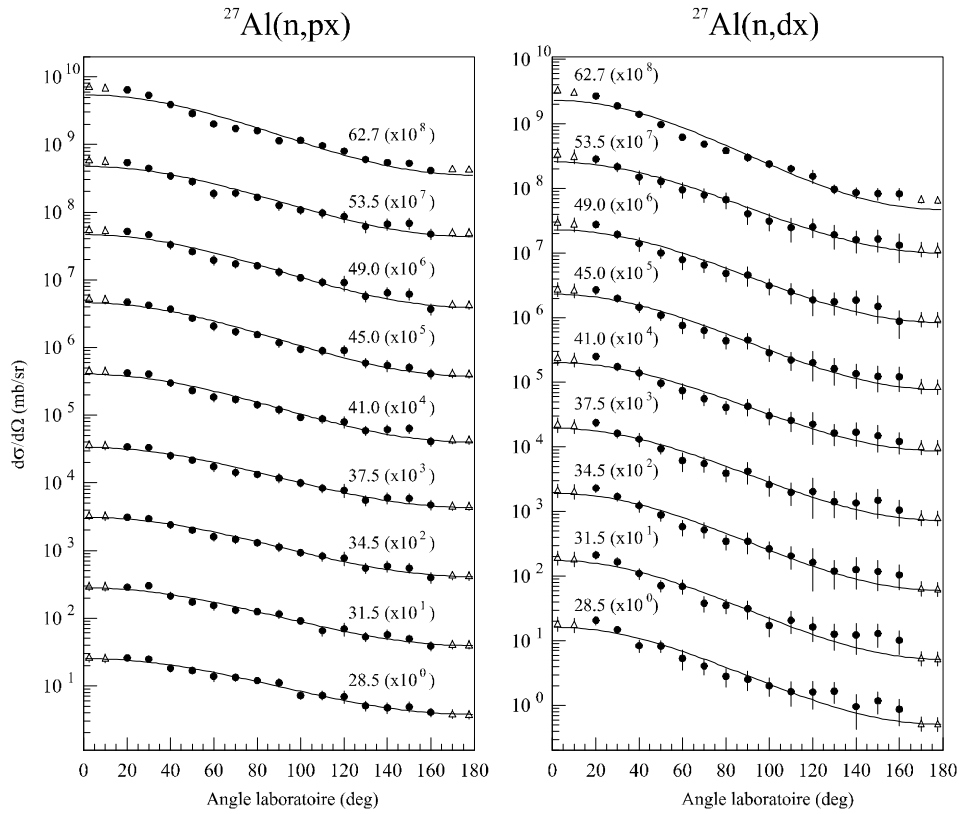


Figure 5.46 Idem que la Figure 5.44 pour la cible d'aluminium. Le seuil en énergie expérimental est de 6 MeV pour les deux types de particules.

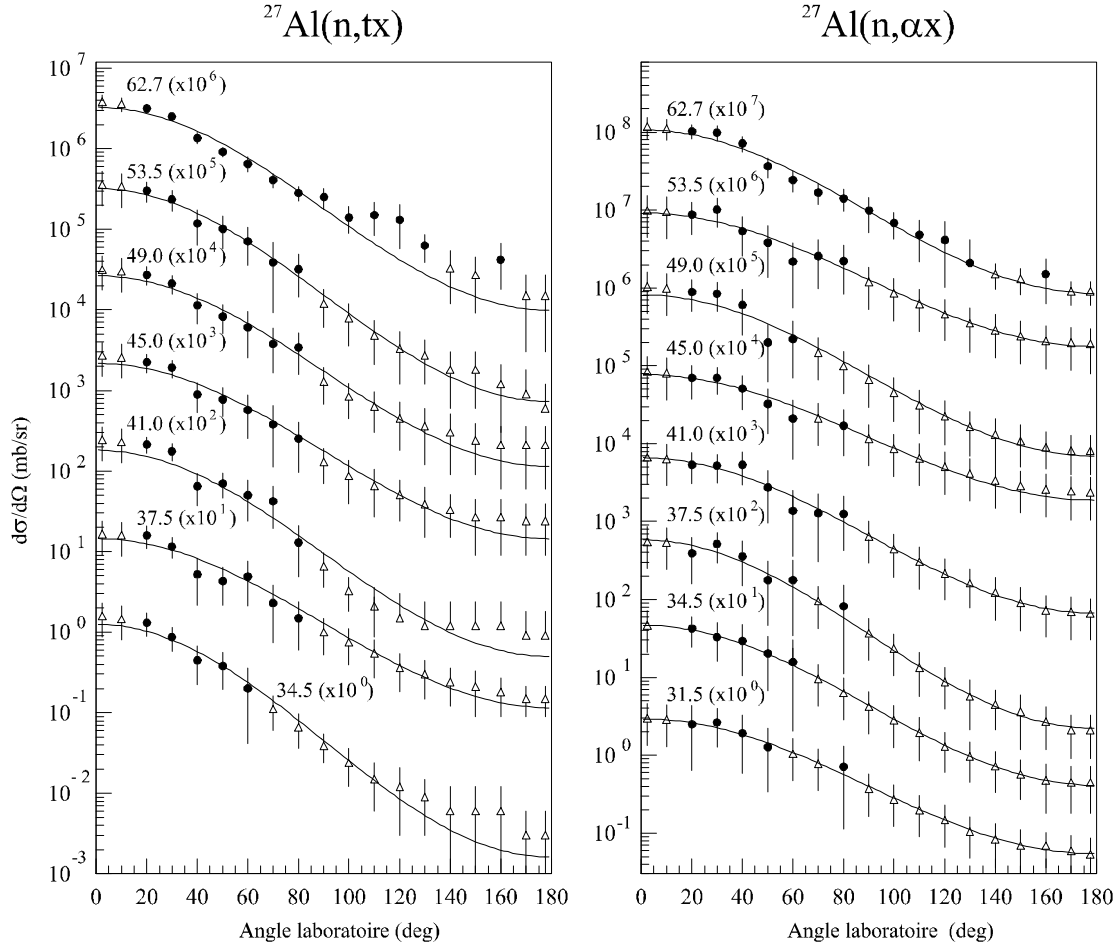


Figure 5.47 Idem que la Figure 5.46 pour les tritons et les alphas. Le seuil en énergie expérimental est de 12 MeV pour les deux types de particules.

5.4. Les sections totales de production

A partir des sections efficaces différentielles $d\sigma/dE$ il est aisé d'obtenir les sections efficaces totales:

$$s_T = \int_0^E \frac{ds}{dE} dE, \text{ et dans le cas de pas en énergie discret: } s_T = \sum_i \frac{ds}{dE}(E_i) \Delta E_i.$$

Pour les énergies en dessous du seuil de détection, nous devons nous baser sur les informations théoriques pour avoir une estimation de la section manquante.

Oxygène

Aux énergies de neutrons allant de 62.7 MeV à 41 MeV, les calculs du modèle de cascade intranucléaire donnent le meilleur accord à basse énergie d'émission pour protons et deutons (et tritons). Ces valeurs peuvent être utilisées pour compléter nos données en-dessous du seuil de détection. Pour des énergies de neutrons plus basses, on s'est basé sur une formule analytique[#] dont la forme suit l'allure des pics d'évaporation prédits par les modèles théoriques. Ainsi on a pu obtenir une estimation de la section manquante. Pour les particules

[#] La formule utilisée est $d\sigma/dE(E) = P1 E e^{-P2 E} + P3$. Le premier terme représente une distribution de Maxwell, et le terme en $P3$ est introduit pour tenir compte du continu de prééquilibre présent en dessous du pic d'évaporation. En approximation, ce dernier est considéré d'être plat.

alphas, étant donné qu'aux basses énergies (proche de notre seuil de détection) les deux prédictions théoriques (GNASH et INCA) donnent le même accord, l'estimation de la section manquante est donnée par la moyenne des valeurs des deux prédictions. Le Tableau 5.3 donne pour les quatre éjectiles, la section totale de production résultant de ces procédures.

La contribution expérimentale à la valeur de la section totale de production est comprise entre 65% à 62.7 MeV et 48% à 28.5 MeV dans le cas des protons, et elle est comprise entre 10% à 62.7 MeV et 6% à 34.5 MeV dans le cas des alphas. Vu la formation de particules alphas précomposées dans le noyau d'oxygène, la section totale de production des alphas est très élevée et est concentrée en dessous de notre seuil de détection de 12 MeV.

Tableau 5.3 Sections totales de production mesurées pour les quatre particules dans le cas de l'oxygène. Les colonnes σ_{mes} et σ_{seuil} donnent respectivement la partie mesurée et la partie extrapolée (en dessous du seuil de détection des spectres en énergie: 6 MeV-protons, 8 MeV (6 MeV à $E_n = 62.7$ MeV)-deutons, 12 MeV-tritons et alphas) de la section totale de production. Les erreurs estimées sur σ_{seuil} sont données en pourcentage dans la colonne ϵ_{seuil} .

E_n (MeV)	proton			deuton			triton			alpha		
	σ_{mes} (mb)	σ_{seuil} (mb)	ϵ_{seuil} (%)	σ_{mes} (mb)	σ_{seuil} (mb)	ϵ_{seuil} (%)	σ_{mes} (mb)	σ_{seuil} (mb)	ϵ_{seuil} (%)	σ_{mes} (mb)	σ_{seuil} (mb)	ϵ_{seuil} (%)
62.7	168 ± 9	90	10	65 ± 6	23	20	7.4 ± 1.2	14.0	20	32 ± 11	279	20
53.5	171 ± 24	97	10	70 ± 16	24	30	6.1 ± 2.6	13.8	20	37 ± 21	288	20
49.0	165 ± 22	97	10	64 ± 15	26	20	7.0 ± 2.9	13.8	20	32 ± 19	297	20
45.0	153 ± 20	95	15	68 ± 14	29	20	5.4 ± 2.2	12.0	20	27 ± 16	328	20
41.0	141 ± 18	93	15	57 ± 12	27	20	4.1 ± 1.7	10.9	20	28 ± 15	359	20
37.5	144 ± 20	89	20	62 ± 13	34	30	---	---	---	31 ± 18	380	20
34.5	127 ± 18	96	20	57 ± 12	43	30	---	---	---	24 ± 15	401	20
31.5	119 ± 17	95	20	44 ± 10	48	30	---	---	---	---	---	---
28.5	86 ± 13	93	20	33 ± 8	49	40	---	---	---	---	---	---

Aluminium

Dans le cas des protons et alphas, étant donné le bon accord aux basses énergies d'émission entre la théorie et l'expérience, on prend en-dessous du seuil la quantité donnée par la théorie. Comme des informations théoriques existent seulement à 20, 40, 60 (Chadwick *et al* 1999) et 63 MeV (Benck *et al* 1998a) énergie des neutrons, les valeurs aux énergies intermédiaires sont simplement déduites par interpolation linéaire. Pour les tritons, pour une énergie de neutrons incidents de 62.7 MeV, on se base sur l'information théorique, et pour les autres énergies incidentes, on estime la section manquante en se basant sur les informations de sections efficaces totales de production données dans Chadwick *et al* 1999. Le cas des deutons est plus délicat étant donné le mauvais accord entre l'expérience et la théorie. Pour l'énergie des neutrons de 62.7 MeV, la section manquante peut être estimée en suivant l'allure du spectre induit par protons. Pour des énergies de neutrons plus basses, l'estimation est basée sur une formule analytique (cf. au-dessus). Le Tableau 5.4 donne pour les quatre particules, la section totale de production résultant de ces procédures.

La contribution expérimentale à la valeur de la section totale de production est comprise entre 76% à 62.7 MeV et 60% à 28.5 MeV dans le cas des deutons, et elle est comprise entre 20% à 62.7 MeV et 9% à 31.5 MeV dans le cas des alphas. La section totale de production des alphas est concentrée en dessous du seuil de détection de 12 MeV.

Tableau 5.4 Sections totales de production mesurées pour les quatre particules dans le cas de l'aluminium. Les colonnes σ_{mes} et σ_{seuil} donnent respectivement la partie mesurée et la partie extrapolée (en dessous du seuil de détection des spectres en énergie: 6 MeV-protons et deutons, 12 MeV-tritons et alphas) de la section totale de production. Les erreurs estimées sur σ_{seuil} sont données en pourcentage dans la colonne ϵ_{seuil} .

E_n (MeV)	proton			deuton			triton			alpha		
	σ_{mes} (mb)	σ_{seuil} (mb)	ϵ_{seuil} (%)	σ_{mes} (mb)	σ_{seuil} (mb)	ϵ_{seuil} (%)	σ_{mes} (mb)	σ_{seuil} (mb)	ϵ_{seuil} (%)	σ_{mes} (mb)	σ_{seuil} (mb)	ϵ_{seuil} (%)
62.7	231 ± 11	139	10	72 ± 7	23	20	7.2 ± 1.3	8.7	20	28 ± 8	114	20
53.5	220 ± 29	142	10	92 ± 22	31	30	6.6 ± 2.8	8.3	30	29 ± 16	105	20
49.0	214 ± 28	144	10	82 ± 20	40	30	6.1 ± 2.4	7.9	30	23 ± 12	99	20
45.0	209 ± 25	147	10	81 ± 18	37	30	5.4 ± 2.1	7.4	30	25 ± 13	93	20
41.0	194 ± 23	149	10	76 ± 17	32	30	4.5 ± 1.7	7.0	30	18 ± 10	88	20
37.5	175 ± 24	155	10	70 ± 18	33	30	3.5 ± 1.6	6.5	30	14 ± 9	90	20
34.5	165 ± 22	161	10	67 ± 17	35	30	2.4 ± 1.1	6.0	30	13 ± 8	93	20
31.5	154 ± 20	172	10	62 ± 15	38	30	---	---	---	9.3 ± 5.8	98	20
28.5	142 ± 19	172	10	56 ± 14	37	30	---	---	---	---	---	---

5.5. Comparaison des deux cibles

En comparant les données de l'oxygène à celles de l'aluminium, on observe pour chaque particule produite, une évolution similaire des spectres en fonction de l'angle et de l'énergie incidente.

Le plus marquant est le cas des deutons. A haute énergie d'émission pour les angles de l'hémisphère avant, les spectres de deutons présentent un pic bien prononcé. Celui-ci résulte de l'excitation des états discrets du noyau final lors de réactions de pick-up. Le même pic a aussi été observé pour d'autres cibles (C, Si, Pb) (Florent 1998).

L'allure globale des spectres des protons est aussi similaire. L'oxygène présente pourtant une plus forte population des états discrets de l'azote-16 lors de réactions de transfert de charge. Ceci est surtout dû au fait que les états discrets de l'azote sont bien séparés, alors que ceux du magnésium-27 sont relativement denses, même à faible énergie d'excitation. Pour les alphas, le pic d'évaporation domine toujours les spectres.

L'émission d'alphas domine nettement dans le cas de l'oxygène. Ceci résulte de la possibilité de présence dans le noyau d'oxygène de particules alphas préformées. Le noyau peut être considéré comme quatre alphas indépendants. De plus, l'émission de particules complexes est réduite à cause de la présence de la barrière coulombienne dans le noyau. Cette dernière est moins importante dans le cas de l'oxygène.

En comparant les sections totales de production, on remarque que l'émission de particules légères protons (et deutons) est plus forte dans le cas de l'aluminium. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'aluminium possède plus de protons que l'oxygène et donc la probabilité d'en émettre est plus grande. La préformation de quatre alpha dans le noyau d'oxygène peut aussi limiter l'émission de protons.

5. Les sections efficaces.....	54
5.1. Les sections doublement différentielles $d^2 s/dE dW$.....	54
5.1.1 Les résultats expérimentaux.....	54
5.1.2 Comparaisons aux mesures existantes et aux calculs théoriques.....	61
5.1.3 L'extrapolation vers les angles extrêmes	89
5.2. Les sections différentielles en énergie $d s/dE$.....	93
5.3. Les sections différentielles en angle ($d s/dW$).....	103
5.4. Les sections totales de production.....	105
5.5. Comparaison des deux cibles.....	107

6. Les facteurs kerma

Ce chapitre commence par une description du terme kerma. Il présente ensuite pour l'oxygène et l'aluminium les facteurs kerma partiels expérimentaux et leur extrapolation vers les seuils en énergies des différentes réactions. Pour chaque cible, ils sont comparés aux données théoriques et aux résultats expérimentaux existants. Après détermination des facteurs kerma pour le recul élastique et non-élastique, les facteurs kerma totaux pour oxygène et aluminium sont déduits.

6.1. Le kerma

6.1.1 Définition

La dissipation de l'énergie absorbée, dans un milieu exposé à des radiations indirectement ionisantes (comme les neutrons ou photons), est un processus à deux étapes: 1) La particule non-ionisante transfère son énergie aux noyaux du milieu sous forme d'énergie cinétique à des particules indirectement ionisantes secondaires ou des particules chargées. 2) Ces dernières continuent à dissiper l'énergie transférée, en étant soumises à des interactions coulombiennes produisant des ionisations dans le milieu. La portée de ces particules chargées n'est pas toujours petite comparée à la dimension de l'objet irradié et donc les deux étapes de transfert d'énergie ont lieu à des endroits différents du milieu. Le concept de kerma a été introduit en 1968: la dose absorbée représente les résultats de la deuxième étape, et le kerma représente les résultats de la première étape.

La distribution de la dose absorbée dans l'objet exposé est déterminée d'une part par les sections efficaces d'interaction des neutrons et d'autre part par la probabilité d'interaction des particules chargées secondaires (ICRU 1977). La détermination de la dose absorbée et de sa variation spatiale peut alors être complexe. Dans ce cas, il est souvent plus pratique de traiter le problème dans une approximation qui ne tient pas compte du transport de l'énergie par les particules chargées. En effet, sous la condition d'équilibre de particules chargées, le kerma dans un milieu ambiant et la dose absorbée ont une valeur quasi identique. L'équilibre existe à l'intérieur d'une région dont les dimensions sont larges par rapport au parcours des particules chargées produites, si le kerma est constant à l'intérieur de cette région (ICRU 1969).

Le kerma, acronyme de Kinetic Energy Released per unit MAss, K , est le rapport de dE_{tr} et dm , où dE_{tr} est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées induites par les particules indirectement ionisantes dans l'élément de masse dm :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

L'unité dans le système international (S.I.) est le Gray (1 Gy = 1 J/kg).

Le coefficient kerma par unité de fluence, k_f , ou simplement facteur kerma, est le rapport entre le kerma K à un point donné dans le matériau et la fluence f de particules non-chargées indirectement ionisantes au même point.

$$k_f = \frac{K}{f}$$

La fluence f est définie ici comme le rapport entre dN et da , où dN est le nombre de particules incidentes sur une sphère et da est la section que présente cette sphère perpendiculairement à la direction du faisceau incident. Les unités sont le m^{-2} . (ICRU 1980)

L'unité du facteur kerma dans le système international (S.I.) est le $Gy\ m^2$ ou pour des raisons pratiques $fGy\ m^2 = 10^{-15}\ Gym^2$.

Pour un milieu et une énergie de neutrons E_n donnés (faisceau de neutrons monocinétiques), le facteur kerma peut être déduit à partir de sections efficaces microscopiques:

$$k_f(E_n) = \sum_L N_L \sum_i \overline{e_{iL}}(E_n) s_{iL}^{prod}(E_n)$$

- N_L est le nombre de noyaux de type L par unité de masse dans le matériau considéré ou la cible.
- $\overline{e_{iL}}(E_n)$ est l'énergie moyenne transférée sous forme d'énergie cinétique, pour un type de particule chargée i , dans l'interaction de neutrons d'énergie E_n avec un noyau de type L ,
- $s_{iL}^{prod}(E_n)$ est la section totale de production de particules de type i pour un noyau L

On a alors pour un élément de masse dm se trouvant dans un champ de neutrons à spectre en énergie quelconque:

$$K = \int_0^{E_n^{\max}} f(E_n) k_f(E_n) dE_n$$

où l'intégrale s'effectue de 0 jusqu'à l'énergie maximale $E_n^{\max}$ du spectre de neutrons,

Le facteur kerma partiel, k_{iL} , pour un noyau L , à une énergie E_n bien définie, pour un type de particule chargée i , est donné par:

$$k_{iL} = N_L \overline{e_{iL}} s_{iL}^{prod} = N_L \int_0^{E_i^{\max}} \left(\frac{ds}{dE} \right)_i(E) E dE = N_L \int_{\Omega} \left(\frac{ds}{d\Omega} \right)_i(q) \overline{E}(q) d\Omega \quad (6.1)$$

où $(ds/dE)_i(E)$ est la section différentielle en énergie pour la particule i produite avec une énergie initiale E , $(ds/dW)_i(q)$ est la section différentielle en angle pour la particule i détectée à l'angle q et ayant une énergie moyenne $\overline{E}(q)$.

Pour une énergie de neutrons bien spécifique, le facteur kerma partiel peut donc être obtenu par trois formules différentes où l'une peut être déduite de l'autre.

6.1.2 Relation entre dose absorbée, dose mesurée et kerma

Les kerma pour les différents matériaux sont utilisés en dosimétrie pour passer de la dose absorbée mesurée avec un détecteur, à la dose dans le tissu irradié. La difficulté vient du

fait que la composition du tissu d'un os ou d'un muscle diffère fort de la composition des détecteurs (A-150, air, gaz tissu équivalent ou eau) (Tableau 6.1).

Le détecteur le plus répandu pour la mesure de la dose de neutrons dans le domaine de la neutronthérapie est la chambre à ionisation constituée de tissu équivalent. La paroi (m) de la chambre est constituée de plastique A-150 et le gaz (g) circulant dans la chambre est le gaz tissu-équivalent à base de méthane.

Tableau 6.1 Pourcentage (par poids) des différents éléments constituant le plastique tissu équivalent A-150, l'air, l'os compact, le muscle ICRU, le gaz tissu équivalent TE à base de méthane (M) ou de propane (P) et l'eau. (Chadwick *et al* 1999).

Élément	A-150	Air	Os	Muscle	TE-M	TE-P	Eau
H	10.13		6.40	10.20	10.18	10.27	11.19
C	77.55	0.01	27.80	12.30	45.62	56.89	---
N	3.51	75.53	2.70	3.50	3.52	3.50	---
O	5.23	23.18	41.00	72.90	40.68	29.34	88.81
F	1.74	---	---	---	---	---	---
P	---	---	7.00	0.20	---	---	---
Ar	---	1.28	---	---	---	---	---
Ca	1.84	---	14.7	---	---	---	---
autres	---	---	0.40	0.9	---	---	---

La dose (D) absorbée par un tissu (t) dans un champ de neutrons (N) peut s'exprimer comme suit:

$$D_{t,N} = D_{m,N} \left(\frac{K_t}{K_m} \right)_N$$

où $D_{m,N}$ est la dose absorbée mesurée avec une chambre à ionisation constituée de tissu équivalent A-150 (m) dans le même champ de neutron et $(K_t/K_m)_N$ est le rapport du kerma dans le tissu (t) par rapport à celui du matériau tissu équivalent (m).

Le kerma est donc une quantité essentielle pour le calcul de la dose absorbée par un tissu placé dans un faisceau de neutrons. Notons que pour un tissu placé dans un champ de neutrons rapides produits par la réaction $p(66 \text{ MeV}) + \text{Be}$ ou $d(48.5 \text{ MeV}) + \text{Be}$, la valeur recommandée pour le rapport $(K_t/K_m)_N$ est de 0.94 ± 0.03 ($t = \text{muscle ICRU}$ et $m = \text{A-105}$). Cette valeur (Chadwick *et al* 1999) diffère peu l'ancienne: 0.95. L'incertitude sur la valeur résulte d'un calcul de l'influence des incertitudes des facteurs kerma élémentaires sur la valeur finale. Pour l'hydrogène, l'incertitude estimée sur le facteur kerma est de 1% en dessous de 10 MeV, 1-2% pour 10-100 MeV. Pour le carbone l'incertitude estimée est de 5% en dessous de 10 MeV, 10% pour 10-100 MeV. Pour l'oxygène l'incertitude est de 5% en dessous de 10 MeV et de 15-20% entre 10 et 100 MeV. Pour les autres éléments, vu le manque de données, l'incertitude sur les facteurs kerma est estimée à 20% sur toute la gamme en énergies 0-100 MeV.

6.1.3 Méthodes de détermination des facteurs kerma

Les facteurs kerma peuvent être déterminés expérimentalement de deux manières différentes.

1) *A partir de mesures intégrales*: Le concept de détermination des facteurs kerma par des mesures intégrales est basé sur la relation entre kerma et dose absorbée. Lorsque les

particules chargées cèdent l'entière de leur énergie au milieu, une mesure de la dose est une bonne approximation du kerma K (ICRU 1977). Le kerma, K , induit par des neutrons d'une énergie donnée, dans un petit élément de masse libre dans l'espace, peut donc être déterminé par un dosimètre adéquat. Si en plus, la fluence de neutrons f , à la même position en absence de l'élément de masse, peut être mesurée par une méthode supplémentaire, le facteur kerma k_0 pour l'énergie de neutrons incidents fixée, est simplement donné par le rapport entre les deux mesures. De nombreuses mesures des facteurs kerma par méthode intégrale (microdosimétriques) existent dans le cas de l'oxygène et dans le cas de l'aluminium: Schrewe *et al* 1995,1997, 1999 (O et Al), DeLuca *et al* 1988 (O et Al), Hartmann *et al* 1992 (O), Bühler *et al* 1985,1986 (Al), DeLuca *et al* 1988.(O et Al). Pour l'aluminium, ce sont les seules sources d'informations sur les facteurs kerma.

2) *A partir de mesures de sections efficaces de production de particules chargées induites par des neutrons*: En effet vu l'équation (6.1), une bonne détermination des sections efficaces différentielles en énergie pour les particules chargées produites, permet de calculer les facteurs kerma partiels. Une simple somme permet ensuite de déterminer les facteurs kerma (souvent appelés facteurs kerma totaux) pour l'élément cible; dans notre cas ce sera l'oxygène ou l'aluminium. Vu les importantes difficultés expérimentales, il existe peu d'informations sur les réactions induites par des neutrons d'énergie comprise entre 25 et 70 MeV. Des sections efficaces de réactions induites par des neutrons de 27.4, 39.7 et 60.7 MeV sur le carbone, l'azote et l'oxygène ont été publiées par le groupe de Davis (Subramanian *et al* 1983,1986, Romero *et al* 1985, Brady et Romero 1979). Elles ont permis d'aboutir à la première détermination de facteurs kerma basés sur des mesures directes de sections efficaces de production. Elles ont été maintes fois utilisées pour la normalisation des prédictions provenant de différents modèles théoriques. Dans le cas de l'aluminium, aucune autre mesure à part la nôtre, traitant la production de particules chargées induites par neutrons de la gamme en énergie 25-65 MeV, n'existe. Les facteurs kerma qui en résultent seront les premiers déduits à partir de sections efficaces microscopiques.

6.2. Les facteurs kerma partiels expérimentaux

En se basant sur les sections différentielles en énergie et leurs extrapolations en dessous du seuil, les facteurs kerma partiels expérimentaux (Benck *et al* 1998d) sont calculés suivant la formule:

$$k = N \sum_i \left(\frac{ds}{dE} \right) E_i \Delta E_i \quad (6.2)$$

où N inclut le nombre de noyau dans la cible par unité de masse et des facteurs d'échelles, E_i est le centroïde du pas en énergie de largeur ΔE_i , Le pas ΔE_i est de 2 MeV pour les protons et deutons et de 3 MeV pour les tritons et alphas. Avec $N = 0.603225 \cdot 10^{-3}$ pour l'oxygène et $N = 0.357598 \cdot 10^{-3}$ pour l'aluminium, les facteurs kerma partiels résultant sont donnés en 10^{-15} Gy m^2 (fGy m^2). Le Tableau 6.2 et le Tableau 6.3 présentent les facteurs kerma partiels calculés selon (6.2). Les données des tableaux sont indiquées avec un degré de confiance de 2σ . Les erreurs sur les parties mesurées, indiquées dans les tableaux, sont déduites de l'erreur relative moyenne sur les sections doublement différentielles (Tableau 5.1 et Tableau 5.2).

Dans la formule (6.2), par simple division et multiplication avec la section totale de production (σ_T), pour une énergie de neutrons incidents donnée et un certain type de particule émise, on obtient:

$$k = N s_T \bar{E} \quad \text{où } \bar{E} \text{ est l'énergie moyenne d'émission dans le spectre en énergie (6.1)}.$$

Cette formule peut donner l'impression que la contribution de l'extrapolation en dessous du seuil à la section totale de production est identique à celle au facteur kerma partiel. Néanmoins, l'importance de cette contribution est moins grande dans le cas des facteurs kerma partiels, vu la multiplication des ds/dE avec l'énergie E dans la formule (6.2). Dans le cas de l'oxygène, pour les facteurs kerma partiels des protons, la partie mesurée décroît de 94% à 62.7 MeV jusqu'à 74% à 28.5 MeV énergie des neutrons incidents. Pour les particules alphas ce pourcentage va de 36% à 62.7 MeV jusqu'à 22% à 34.5 MeV (Tableau 6.2). Dans le cas de l'aluminium, pour les facteurs kerma partiels des deutons, la partie mesurée décroît de 96% à 62.7 MeV jusqu'à 84% à 28.5 MeV énergie des neutrons incidents. Pour les particules alphas ce pourcentage va de 47% à 62.7 MeV jusqu'à 22% à 31.5 MeV (Tableau 6.3). En comparant ces nombres à ceux donnés au chapitre 5.4, pour le pourcentage de la contribution de l'extrapolation à la section totale de production, on s'aperçoit que le pourcentage est moindre dans le cas des facteurs kerma.

Tableau 6.2 Facteurs kerma partiels expérimentaux pour les quatre particules, dans le cas de l'oxygène. Les colonnes k_{mes} et k_{seuil} donnent respectivement les valeurs pour la partie mesurée et la partie extrapolée en dessous du seuil de détection (cf Tableau 5.3). Les erreurs estimées sur k_{seuil} sont données en pourcentage dans la colonne ϵ_{seuil} .

E_n (MeV)	proton			deuton			triton			alpha		
	k_{mes} (fGym ²)	k_{seuil} (fGym ²)	ϵ_{seuil} (%)	k_{mes} (fGym ²)	k_{seuil} (fGym ²)	ϵ_{seuil} (%)	k_{mes} (fGym ²)	k_{seuil} (fGym ²)	ϵ_{seuil} (%)	k_{mes} (fGym ²)	k_{seuil} (fGym ²)	ϵ_{seuil} (%)
62.7	2.21 ± 0.10	0.15	10	1.04 ± 0.07	0.04	20	0.110 ± 0.018	0.040	20	0.39 ± 0.12	0.69	20
53.5	1.92 ± 0.25	0.17	10	0.96 ± 0.19	0.06	30	0.085 ± 0.035	0.039	20	0.42 ± 0.24	0.70	20
49.0	1.68 ± 0.21	0.17	10	0.87 ± 0.17	0.06	20	0.090 ± 0.036	0.039	20	0.37 ± 0.21	0.71	20
45.0	1.48 ± 0.18	0.17	15	0.83 ± 0.15	0.08	20	0.063 ± 0.025	0.034	20	0.32 ± 0.18	0.77	20
41.0	1.25 ± 0.15	0.17	15	0.62 ± 0.12	0.07	20	0.046 ± 0.018	0.031	20	0.30 ± 0.16	0.82	20
37.5	1.16 ± 0.15	0.18	20	0.61 ± 0.12	0.09	30	---	---	---	0.33 ± 0.19	0.85	20
34.5	0.92 ± 0.13	0.20	20	0.50 ± 0.11	0.12	30	---	---	---	0.25 ± 0.15	0.88	20
31.5	0.80 ± 0.11	0.20	20	0.36 ± 0.08	0.13	30	---	---	---	---	---	---
28.5	0.53 ± 0.08	0.19	20	0.25 ± 0.06	0.13	40	---	---	---	---	---	---

Tableau 6.3 Facteurs kerma partiels expérimentaux pour les quatre particules, dans le cas de l'aluminium. Les colonnes k_{mes} et k_{seuil} donnent respectivement les valeurs pour la partie mesurée et la partie extrapolée en dessous du seuil de détection (cf. Tableau 5.4). Les erreurs estimées sur k_{seuil} sont données en pourcentage dans la colonne ϵ_{seuil} .

E_n (MeV)	proton			deuton			triton			alpha		
	k_{mes} (fGym ²)	k_{seuil} (fGym ²)	ϵ_{seuil} (%)	k_{mes} (fGym ²)	k_{seuil} (fGym ²)	ϵ_{seuil} (%)	k_{mes} (fGym ²)	k_{seuil} (fGym ²)	ϵ_{seuil} (%)	k_{mes} (fGym ²)	k_{seuil} (fGym ²)	ϵ_{seuil} (%)
62.7	1.83 ± 0.08	0.18	10	0.71 ± 0.05	0.03	20	0.075 ± 0.012	0.018	20	0.22 ± 0.06	0.25	20
53.5	1.49 ± 0.19	0.17	10	0.70 ± 0.15	0.04	30	0.061 ± 0.025	0.017	30	0.21 ± 0.11	0.24	20
49.0	1.36 ± 0.17	0.17	10	0.61 ± 0.13	0.05	30	0.054 ± 0.021	0.015	30	0.15 ± 0.08	0.22	20
45.0	1.27 ± 0.15	0.17	10	0.57 ± 0.11	0.04	30	0.045 ± 0.018	0.014	30	0.16 ± 0.08	0.21	20
41.0	1.10 ± 0.13	0.17	10	0.50 ± 0.10	0.04	30	0.035 ± 0.013	0.012	30	0.13 ± 0.07	0.19	20
37.5	0.93 ± 0.12	0.17	10	0.44 ± 0.10	0.04	30	0.025 ± 0.011	0.011	30	0.09 ± 0.06	0.20	20
34.5	0.82 ± 0.11	0.18	10	0.37 ± 0.08	0.04	30	0.016 ± 0.007	0.010	30	0.08 ± 0.05	0.21	20
31.5	0.72 ± 0.09	0.18	10	0.31 ± 0.07	0.04	30	---	---	---	0.06 ± 0.04	0.21	20
28.5	0.62 ± 0.08	0.18	10	0.26 ± 0.06	0.05	30	---	---	---	---	---	---

6.3. L'extrapolation des facteurs kerma partiels

Dans ce qui suit, nous présentons une procédure simple, qui nous permet d'extrapoler les facteurs kerma partiels ($k_{\text{mes}}+k_{\text{seuil}}$ des tableaux précédents) vers des énergies de neutrons incidents plus basses, jusqu'au seuil en énergie pour chaque canal de réaction (Benck *et al* 1998d). Elle est basée sur la cinématique de réaction et sur une paramétrisation des sections totales de production. Pour la clarté, on illustre la procédure dans le cas des protons de l'oxygène. La Figure 6.1 montre la section totale de production pour les protons ($\sigma_{\text{mes}}+\sigma_{\text{seuil}}$ du Tableau 5.3) et les facteurs kerma partiels correspondant ($k_{\text{mes}}+k_{\text{seuil}}$ du Tableau 6.2) en fonction de l'énergie des neutrons incidents.

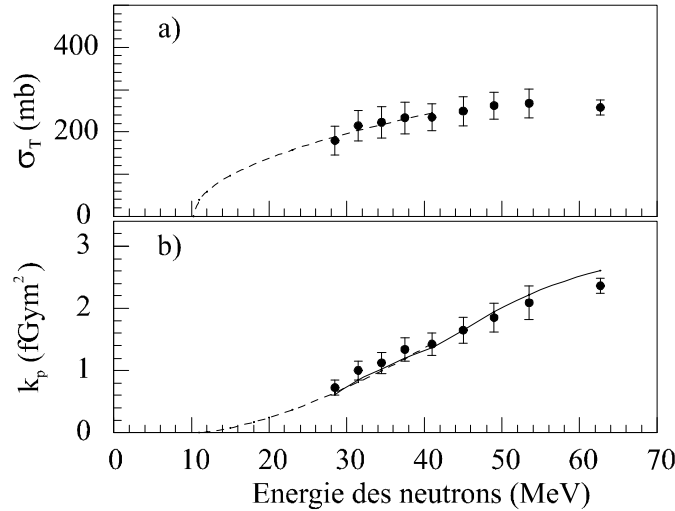


Figure 6.1 Section totale de production ($\sigma_{\text{mes}}+\sigma_{\text{seuil}}$) (a) et facteur kerma partiel ($k_{\text{mes}}+k_{\text{seuil}}$) (b) pour les protons dans le cas de l'oxygène, en fonction de l'énergie des neutrons incidents (points noirs). Les lignes discontinues montrent les valeurs extrapolées. La ligne continue indique les facteurs kerma partiels calculés avec la procédure proposée (cf texte).

Les sections différentielles en angle ($d\sigma/d\Omega$) sont obtenues par intégration sur l'énergie des sections doublement différentielles, pour chaque énergie de neutrons incidents (Figure 5.44 - Figure 5.47). Chacune de ces distributions angulaires a été paramétrisée par la formule mentionnée plus haut (Chapitre 5.3): $a \exp(b \cos q)$.

On peut maintenant calculer le facteur kerma partiel en commençant par la formule suivante:

$$k = N \int \frac{ds}{d\Omega}(q) \bar{E}(q) d\Omega \quad (6.3)$$

où $ds/dW = a \exp(b \cos q)$ avec a et b déterminés pour chaque énergie de neutrons incidents et $\bar{E}(q)$ est l'énergie moyenne dans le spectre en énergie à l'angle q . On fait maintenant la supposition que

$$\bar{E}(q) = f E_p(q) \quad (6.4)$$

où $E_p(q)$ est l'énergie des protons dépendant de l'angle pour la réaction $^{16}\text{O}(n,p)$, donnée par la cinématique à deux corps et f est un facteur constant qui doit donner le rapport entre l'énergie moyenne dans le spectre et l'énergie maximum dans le spectre $E_p(q)$. Celle-ci se calcule à partir de la relation:

$$E_p(q)^{\frac{1}{2}} = \frac{(m_n m_p E_n)^{\frac{1}{2}} \cos q \pm (m_n m_p E_n \cos^2 q + (m_Y + m_p)(m_Y Q + (m_Y - m_n)E_n))^{\frac{1}{2}}}{m_Y + m_p} \quad (6.5)$$

où m_n est la masse du neutron, m_p est la masse du proton (ou d'une autre particule émise), m_Y est la masse du noyau résiduel (Krane 1988).

La formule (6.5) peut être simplifiée en négligeant le terme $\cos^2 q$, car sa contribution est petite par rapport au second terme dans la racine. En remplaçant l'équation (6.4) et (6.5) simplifiée dans (6.3), et après résolution de l'intégrale, le facteur kerma partiel se factorise de la manière suivante:

$$k = N(E_n - E_{th}) f s_T \frac{1}{\sqrt{E_n - E_{th}}} F \quad (6.6)$$

où E_n est l'énergie des neutrons incidents, E_{th} est l'énergie du seuil de réaction, s_T est la section totale de production à l'énergie E_n pour une particule donnée (ici un proton). F est un facteur cinématique qui contient les masses impliquées, E_n , E_{th} et les valeurs b :

$$F = \left[\sqrt{E_n - E_{th}} \left(m_Y - m_n \frac{E_n}{E_n - E_{th}} \right) \left(\frac{1}{m_Y + m_p} \right) \right] + \left[2 \frac{(m_n m_p E_n)^{\frac{1}{2}}}{m_Y + m_p} \left(\left(m_Y - m_n \frac{E_n}{E_n - E_{th}} \right) \frac{1}{m_Y + m_p} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\exp b + \exp(-b)}{\exp b - \exp(-b)} - \frac{1}{b} \right) \right] + \left[\frac{m_n m_p E_n}{(m_Y + m_p)^2 (E_n - E_{th})^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{b^2 + 2}{b^2} - \frac{2}{b} \frac{\exp b + \exp(-b)}{\exp b - \exp(-b)} \right) \right] \quad (6.7)$$

Les seuils en énergie E_{th} pour les réactions sur oxygène sont 10.2 MeV pour les protons, 10.5 MeV pour les deutons, 15.4 pour les tritons et 2.4 pour les alphas. Pour l'aluminium, ils sont de 1.9, 6.3, 11.3 et 3.2 MeV pour respectivement protons, deutons, tritons et alphas. Ils remplacent les Q de réaction dans la forme finale pour le facteur kerma partiel (6.6), afin de vérifier la condition que si $E_n = E_{th}$, $k=0$.

En utilisant dans la formule (6.6) les sections totales de production ($\sigma_{mes} + \sigma_{seuil}$) du Tableau 5.3 et Tableau 5.4, les facteurs kerma partiels sont obtenus; ils sont indiqués par la courbe continue dans la Figure 6.1.b. Ils sont obtenus après normalisation aux facteurs kerma partiels mesurés. La meilleure valeur pour f est alors 0.345 dans le cas des protons. Les très bons résultats de cette formule simple nous ont incités d'extrapoler nos facteurs kerma partiels vers les énergies de neutrons plus basses. Pour réaliser ceci, on a dû faire certaines simplifications:

(i) On paramétrise les sections totales de production par une formule simple

$$s_T = p \sqrt{E_n - E_{th}} \quad (6.8)$$

pour les énergies de neutrons incidents du seuil de réaction jusqu'à 41 MeV (cas des protons). Le coefficient p est déterminé par un ajustement à nos données expérimentales allant de 28.5

MeV à 41 MeV dans la Figure 6.1.a. La courbe discontinue dans la Figure 6.1.a montre les sections totales extrapolées.

(ii) Comme le montre la formule (6.7), le facteur F est une somme de plusieurs termes. Le premier de ces termes dépend seulement de E_n , E_{th} et des masses impliquées, mais est indépendant des valeurs de b . C'est le terme qui donne la plus grande contribution. Les termes contenant le facteur b apportent une contribution pratiquement constante à F : $(6\pm1)\%$ pour les protons, $(12\pm3)\%$ pour les deutons, $(20\pm3)\%$ pour les tritons et $(19\pm3)\%$ pour les alphas (dans le cas de l'oxygène), en se basant sur l'intervalle en énergie de neutrons 28.5-62.7 MeV. Etant donné que les valeurs de b sont obtenues en considérant des sections différentielles en angle non corrigées en dessous du seuil de détection, l'influence du facteur b sur le résultat final est étudiée pour chaque type de particule émise: une grande variation de b n'implique qu'une faible variation de F , de l'ordre de 3%. Donc, dans la suite les termes dépendant de b sont éliminés de la formule (6.7) et on inclura leurs contributions en multipliant le facteur F par la constante respective. De cette manière tous les ingrédients sont connus pour appliquer la formule (6.6) aux énergies de neutrons non mesurées. Le résultat de cette paramétrisation des facteurs kerma partiels est indiqué par la ligne discontinue dans la Figure 6.1.b, allant de 41 MeV jusqu'au seuil de réaction.

La procédure décrite en haut est appliquée aux quatre particules pour les deux cibles. Le cas des alphas est particulier: (i) les parties mesurées (σ_{mes}) sont seulement des petites fractions des sections totales de production indiquées dans le Tableau 5.3 et le Tableau 5.4 et (ii) des résultats expérimentaux sont seulement donnés pour des énergies de neutrons de 34.5 MeV (31.5 MeV pour Al) à 62.7 MeV. Dans cette plage en énergie de neutrons, la section totale de production des alphas augmente pour une énergie de neutrons décroissante. Ainsi, pour la cible d'oxygène, les valeurs théoriques de Chadwick *et al* 1999 sont utilisées dans le domaine 20 jusque 31.5 MeV comme sections totales de production. Ces sections présentent une petite diminution vers le seuil de détection pour les énergies de neutrons incidents allant de 30 à 20 MeV. En conséquence la paramétrisation des sections totales de production (formule (6.8)) est appliquée à cet intervalle en énergie de neutrons et les facteurs kerma partiels sont normalisés aux deux dernières valeurs théoriques (20 et 24 MeV) indiquées par Chadwick *et al* 1999.

Dans le cas de l'aluminium, un problème supplémentaire apparaît car les sections totales de production des alphas, prédites par la théorie (Chadwick *et al* 1999), augmentent pour des énergies de neutrons allant de 28.5 à 20 MeV. Une idée de l'évolution de la section totale de production aux basses énergies peut être obtenue à partir de l'évolution de la section de la réaction (n,α) (ENDF B/VI). La section totale de production des alphas est toujours supérieure ou égale à la section exclusive $\sigma(n,\alpha)$. Si un seul canal de réaction est ouvert, comme c'est le cas pour la réaction $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ pour une énergie de neutrons incidents entre 3.1 et 10.1 MeV (cf Tableau 1.1 et Figure 6.2), le rapport entre les deux vaut 1. A une énergie de neutrons de 10.1 MeV, le deuxième canal $(n,\alpha n)$ s'ouvre et à 13.7 MeV le troisième canal $(n,\alpha p)$ s'ouvre et ainsi de suite. Ceux-ci peuvent entrer en compétition avec le canal (n,α) , dont la section diminue (Figure 6.2). La somme des sections de tous les canaux de réaction incluant la production d'au moins un α , donne la section de production des α . Aux énergies de neutrons proches des seuils de réaction, au moment où un seul canal de réaction est ouvert, une vérification approximative de toutes les sections de production extrapolées peut être faite.

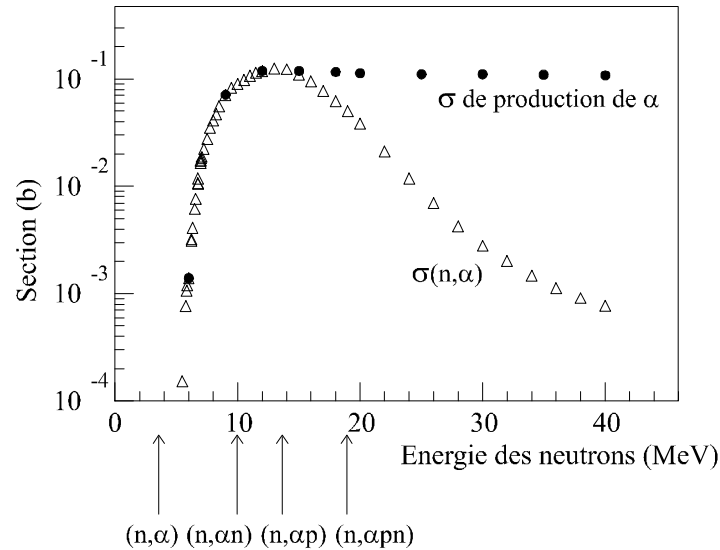


Figure 6.2 Evolution de la section exclusive $\sigma(n,\alpha)$ et de la section totale de production de α en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Les flèches indiquent les énergies de neutrons auxquelles un nouveau canal de réaction s'ouvre.

Les sections totales de production extrapolées jusqu'aux seuils des réactions, ainsi que les facteurs kerma partiels correspondants, doivent être considérés comme des valeurs moyennes sur un intervalle en énergie de l'ordre de 3 MeV. Ceci correspond à la "largeur en énergie" du faisceau de neutrons incidents (± 1.5 MeV) pour les énergies de neutrons inférieures à 41 MeV. On estime l'incertitude sur les facteurs kerma partiels de l'ordre de 15% pour les protons, 20% (O) ou 25% (Al) pour les deutons et de 30 % pour les tritons et alphas.

Les facteurs kerma partiels, mesurés et extrapolés jusqu'aux seuils de réaction, ainsi que leurs erreurs, pour protons (k_p), deutons (k_d), tritons (k_t) et alphas (k_α), sont montrés dans le Tableau 6.4 et le Tableau 6.5. Les facteurs kerma partiels dans ces derniers sont le résultat de $k_{mes} + k_{seuil}$ (Tableau 6.2 et Tableau 6.3). Les facteurs kerma pour le recul élastique et non-élastique (comprenant la contribution des particules émises plus lourdes que les alphas) sont aussi indiqués dans le Tableau 6.4 et Tableau 6.5. La somme sur toutes ces contributions donne le facteur kerma total k_{tot} .

Tableau 6.4 Facteurs kerma partiels pour protons, deutons, tritons et alphas ainsi que les facteurs kerma totaux pour oxygène. Les facteurs kerma pour le recul élastique et non-élastique, pour les énergies supérieures à 20 MeV et les facteurs kerma partiels des alphas, pour les énergies entre 31.5 et 20 MeV, viennent de Chadwick *et al* 1999. Les facteurs kerma pour le recul élastique, pour les énergies inférieures à 20 MeV viennent de notre travail (Chapitre 6.4).

E_n (MeV)	k_p (fGym ²)	k_d (fGym ²)	k_t (fGym ²)	k_α (fGym ²)	k_{nonel} (fGym ²)	k_{el} (fGym ²)	k_{tot} (fGym ²)
62.7	2.36 ± 0.12	1.08 ± 0.08	0.15 ± 0.03	1.08 ± 0.26	0.62	0.14 ± 0.01	5.43 ± 0.50
53.5	2.09 ± 0.27	1.02 ± 0.21	0.12 ± 0.04	1.12 ± 0.38	0.60	0.16 ± 0.01	5.12 ± 0.91
49.0	1.85 ± 0.23	0.93 ± 0.18	0.13 ± 0.04	1.08 ± 0.35	0.57	0.19 ± 0.01	4.74 ± 0.81
45.0	1.65 ± 0.21	0.91 ± 0.17	0.097 ± 0.030	1.09 ± 0.33	0.55	0.21 ± 0.01	4.51 ± 0.75
41.0	1.42 ± 0.18	0.69 ± 0.13	0.077 ± 0.020	1.12 ± 0.32	0.53	0.23 ± 0.01	4.07 ± 0.66
37.5	1.34 ± 0.19	0.70 ± 0.15	0.057 ± 0.017	1.18 ± 0.36	0.53	0.24 ± 0.01	4.05 ± 0.73
34.5	1.12 ± 0.17	0.62 ± 0.15	0.045 ± 0.014	1.13 ± 0.33	0.53	0.24 ± 0.01	3.69 ± 0.67
31.5	1.00 ± 0.15	0.49 ± 0.12	0.035 ± 0.010	1.06 ± 0.32	0.56	0.25 ± 0.01	3.39 ± 0.61
28.5	0.72 ± 0.12	0.38 ± 0.11	0.025 ± 0.008	1.03 ± 0.31	0.58	0.26 ± 0.01	2.99 ± 0.56
26.0	0.51 ± 0.08	0.30 ± 0.07	0.018 ± 0.005	1.01 ± 0.30	0.61	0.26 ± 0.01	2.71 ± 0.47
23.0	0.37 ± 0.06	0.21 ± 0.05	0.010 ± 0.003	1.02 ± 0.31	0.68	0.27 ± 0.01	2.56 ± 0.43
20.0	0.24 ± 0.04	0.14 ± 0.03	0.004 ± 0.001	0.91 ± 0.27	0.67	0.27 ± 0.01	2.24 ± 0.35
18.0	0.17 ± 0.03	0.094 ± 0.023	0.001 ± 0.001	0.71 ± 0.21	----	0.32 ± 0.02	1.30 ± 0.28
15.0	0.076 ± 0.011	0.040 ± 0.010	----	0.52 ± 0.16	----	0.36 ± 0.03	0.99 ± 0.21
12.0	0.012 ± 0.002	0.004 ± 0.001	----	0.34 ± 0.10	----	0.42 ± 0.02	0.78 ± 0.12
9.0	----	----	----	0.19 ± 0.06	----	0.34 ± 0.02	0.53 ± 0.08
6.0	----	----	----	0.077 ± 0.023	----	0.29 ± 0.03	0.37 ± 0.05
4.0	----	----	----	0.022 ± 0.007	----	0.41 ± 0.05	0.43 ± 0.06

Tableau 6.5 Facteurs kerma partiels pour protons, deutons, tritons et alphas ainsi que les facteurs kerma totaux pour aluminium. Les facteurs kerma pour le recul élastique et non-élastique, pour les énergies supérieures à 20 MeV et les facteurs kerma partiels des alphas, pour les énergies entre 28.5 et 20 MeV, viennent de Chadwick *et al* 1999. Les facteurs kerma pour le recul élastique, pour les énergies inférieures à 20 MeV viennent de notre travail (Chapitre 6.4).

E_n (MeV)	k_p (fGym ²)	k_d (fGym ²)	k_t (fGym ²)	k_α (fGym ²)	k_{nonel} (fGym ²)	k_{el} (fGym ²)	k_{tot} (fGym ²)
62.7	2.01 ± 0.10	0.74 ± 0.06	0.093 ± 0.016	0.47 ± 0.11	0.36	0.069 ± 0.003	3.74 ± 0.29
53.5	1.66 ± 0.21	0.74 ± 0.16	0.078 ± 0.030	0.45 ± 0.16	0.35	0.075 ± 0.003	3.35 ± 0.56
49.0	1.53 ± 0.19	0.66 ± 0.15	0.069 ± 0.026	0.37 ± 0.12	0.34	0.080 ± 0.003	3.05 ± 0.49
45.0	1.44 ± 0.17	0.61 ± 0.12	0.059 ± 0.022	0.37 ± 0.12	0.34	0.085 ± 0.003	2.90 ± 0.44
41.0	1.27 ± 0.15	0.54 ± 0.11	0.047 ± 0.017	0.32 ± 0.11	0.33	0.091 ± 0.004	2.60 ± 0.39
37.5	1.10 ± 0.14	0.48 ± 0.11	0.036 ± 0.014	0.29 ± 0.10	0.32	0.091 ± 0.004	2.32 ± 0.37
34.5	1.00 ± 0.13	0.41 ± 0.09	0.026 ± 0.010	0.29 ± 0.09	0.31	0.091 ± 0.004	2.13 ± 0.32
31.5	0.90 ± 0.11	0.35 ± 0.08	0.022 ± 0.007	0.27 ± 0.08	0.30	0.091 ± 0.004	1.93 ± 0.28
28.5	0.80 ± 0.10	0.31 ± 0.08	0.017 ± 0.005	0.27 ± 0.08	0.29	0.091 ± 0.004	1.78 ± 0.27
26.0	0.65 ± 0.10	0.23 ± 0.06	0.014 ± 0.004	0.26 ± 0.08	0.28	0.100 ± 0.004	1.53 ± 0.25
23.0	0.53 ± 0.08	0.18 ± 0.05	0.010 ± 0.003	0.25 ± 0.08	0.27	0.100 ± 0.004	1.34 ± 0.22
20.0	0.42 ± 0.06	0.13 ± 0.03	0.006 ± 0.002	0.24 ± 0.07	0.26	0.100 ± 0.004	1.16 ± 0.17
18.0	0.35 ± 0.05	0.10 ± 0.03	0.004 ± 0.001	0.20 ± 0.06	----	0.105 ± 0.006	0.76 ± 0.15
15.0	0.26 ± 0.04	0.067 ± 0.017	0.002 ± 0.001	0.17 ± 0.05	----	0.079 ± 0.002	0.58 ± 0.11
12.0	0.18 ± 0.03	0.035 ± 0.009	----	0.12 ± 0.04	----	0.065 ± 0.004	0.40 ± 0.08
9.0	0.10 ± 0.02	0.011 ± 0.003	----	0.048 ± 0.010	----	0.073 ± 0.007	0.23 ± 0.04
6.0	0.045 ± 0.007	----	----	0.001 ± 0.001	----	0.077 ± 0.008	0.123 ± 0.016
4.0	0.016 ± 0.002	----	----	----	----	0.082 ± 0.004	0.098 ± 0.006

Oxygène

La Figure 6.3 montre les facteurs kerma partiels mesurés (points noirs) et extrapolés (cercles) en fonction de l'énergie des neutrons incidents pour les protons, deutons, tritons et alphas. Les données s'étendent de 62.7 MeV jusqu'aux seuils des réactions. Les résultats expérimentaux à 60.7, 39.7 et 27.4 MeV énergie de neutrons (Brady et Romero 1979) sont indiqués par des triangles. Ces valeurs ne sont pas corrigées pour la contribution venant d'énergies en dessous du seuil de détection dans les spectres. Ceci peut expliquer certaines différences entre leurs résultats et nos données. Les erreurs sur les facteurs kerma partiels de Brady et Romero 1979 sont très optimistes (Slypen 1995), compte tenu de l'erreur statistique dans leurs spectres doublement différentiels (de l'ordre de 20%), de la faible distribution angulaire couverte (15° - 65° en moyenne), et du manque de preuves pour leur formule d'extrapolation de la distribution angulaire.

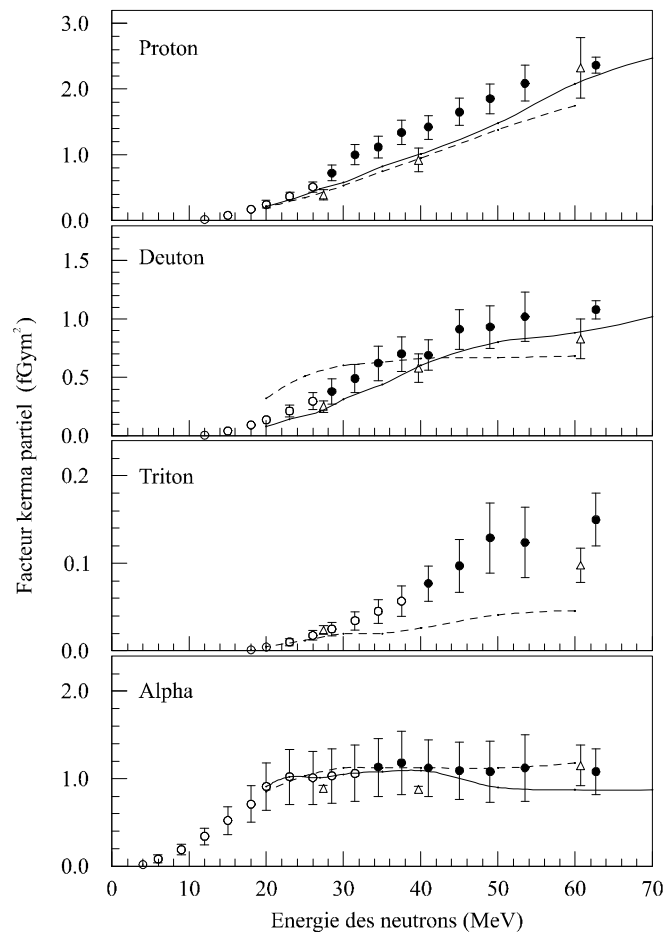


Figure 6.3 Facteurs kerma partiels mesurés (points noirs) et extrapolés jusqu'aux seuils des réactions (cercles), en fonction de l'énergie des neutrons pour protons, deutons, tritons et alphas induits par réaction sur oxygène. Les résultats expérimentaux pour les énergies de neutrons incidents 60.7, 39.7 et 27.4 MeV (Brady et Romero 1979) sont indiqués par des triangles. Ils n'ont pas été extrapolés en dessous du seuil de détection. Les facteurs kerma partiels basés sur les calculs théoriques du code GNASH (Chadwick *et al* 1999) (lignes continues) et du code INCA (Brenner et Prael 1989) (lignes discontinues) sont aussi représentés.

Les courbes continues de la Figure 6.3 sont les résultats de Chadwick *et al* 1999, dans l'intervalle en énergie des neutrons 20-80 MeV. Ces données sont basées sur les sections microscopiques calculées avec le code GNASH. Les calculs décrivent bien les facteurs kerma partiels des deutons, mais sous-estiment ceux des protons. Pourtant la théorie décrit très bien

l'allure générale des facteurs kerma partiels des protons en fonction de l'énergie. Dans leurs calculs, Chadwick *et al* 1999 n'ont pas inclus les tritons et donc cette partie est absente.

Les facteurs kerma partiels calculés à base des sections différentielles en énergie obtenues par le code INCA (Brenner et Prael 1989), sont représentés par des lignes discontinues dans la Figure 6.3. La région d'énergie des neutrons couverte s'étend de 20 à 60 MeV. Ces facteurs kerma partiels donnent une mauvaise description de nos valeurs dans le cas des deutons et tritons. Pour les deutons, la surestimation des facteurs kerma partiels en-dessous de 35 MeV est vraisemblablement due au large pic prédit aux hautes énergies de deutons (Figure 5.37); pic non-observé expérimentalement. Les spectres doublement différentiels calculés, et donc aussi les spectres différentiels en énergie, sous-estiment les sections pour les tritons de haute énergie. En conséquence ils prédisent des facteurs kerma partiels trop bas pour les tritons.

L'accord entre nos facteurs kerma partiels des alphas et les prédictions théoriques n'est pas étonnant, vu que la contribution théorique dans nos facteurs est importante.

Aluminium

La Figure 6.4 montre les facteurs kerma partiels mesurés (points noirs) et extrapolés (cercles) en fonction de l'énergie des neutrons incidents pour les protons, deutons, tritons et alphas. Les données s'étendent de 62.7 MeV jusqu'aux seuils de réaction. Les courbes continues de la Figure 6.4 sont les résultats de Chadwick *et al* 1999 et Benck *et al* 1998a, dans l'intervalle en énergie des neutrons 20-63 MeV. Ces données sont basées sur les sections microscopiques calculées avec le code GNASH. Les calculs décrivent très bien les facteurs kerma partiels des protons et alphas mais sous-estiment ceux des tritons à hautes énergies de neutrons. Pour les deutons, la surestimation systématique des facteurs kerma partiels (bien que dans les barres d'erreur) est due au fait que la théorie prédit des plus grandes sections aux hautes énergies d'émission et des plus faibles sections aux basses énergies (Figure 5.41). Pour les alphas, l'accord entre les données expérimentales et théoriques provient, comme dans le cas de l'oxygène, de la part importante des données théoriques dans nos résultats finaux.

Les allures des courbes de facteurs kerma partiels sont similaires pour l'aluminium et l'oxygène. Les protons présentent une dépendance linéaire et les grandeurs des facteurs sont proches. Les facteurs kerma pour deutons augmentent en fonction de l'énergie des neutrons, puis tendent vers une droite horizontale. Pour les tritons les facteurs kerma partiels évoluent selon une droite (en première approximation). Dans le cas des alphas, les facteurs kerma partiels pour oxygène sont environ 2 fois plus grands que ceux pour aluminium. Ceci résulte de la grande section totale de production dans le cas de l'oxygène (Chapitre 5.4). En plus, il y a une importante différence entre les valeurs des nombres de noyaux par unité de masse N pour les deux cibles (p. 109). Dans la gamme en énergie 23-65 MeV, pour l'oxygène, les facteurs kerma partiels des alphas sont pratiquement constants, alors que dans le cas de l'aluminium ils sont encore croissants.

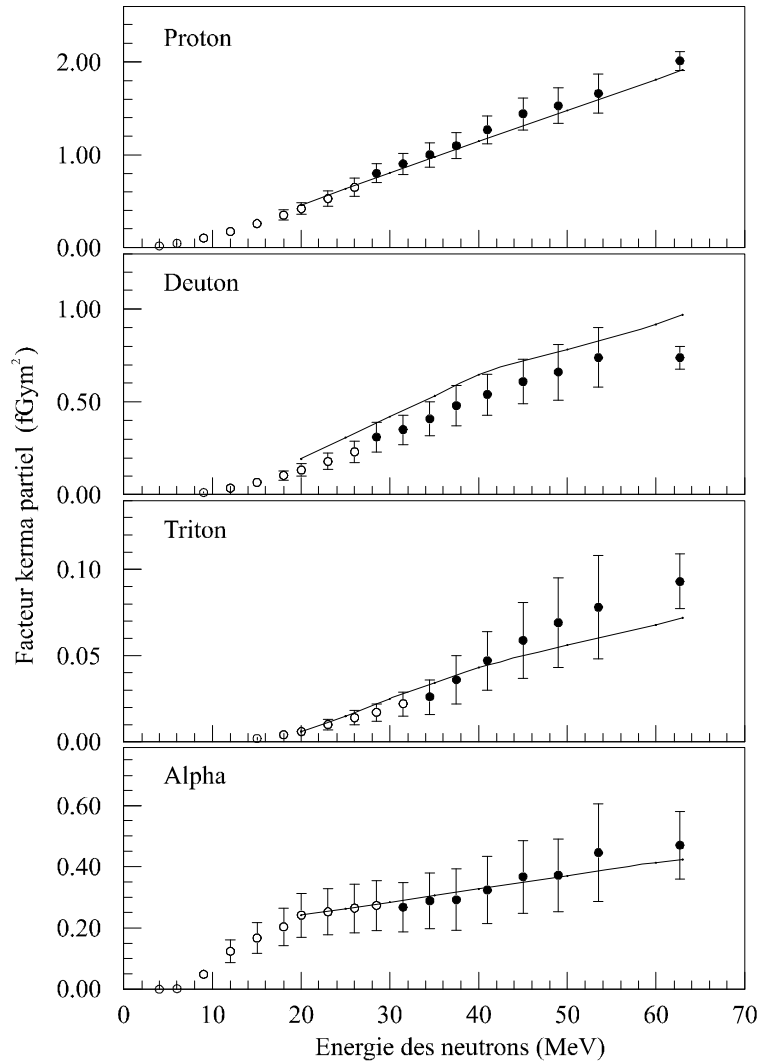


Figure 6.4 Facteurs kerma partiels mesurés (points noirs) et extrapolés jusqu'aux seuils de réaction (cercles), en fonction de l'énergie des neutrons pour protons, deutons, tritons et alphas induits par réaction sur aluminium. Les facteurs kerma partiels basés sur les calculs théoriques du code GNASH (Chadwick *et al* 1999 et Benck *et al* 1998a) (lignes continues) sont aussi représentés.

6.4. Les facteurs kerma pour le recul élastique

Pour les énergies de neutrons allant de 20 à 62.7 MeV les facteurs kerma pour le recul élastique k_{el} (Tableau 6.4 et Tableau 6.5) proviennent de Chadwick *et al* 1999. Dans le cas de l'aluminium, cette dernière référence donne seulement des données à 3 énergies de neutrons (20, 40, 60 MeV). Comme les facteurs kerma pour le recul élastique varient très peu sur cette gamme en énergie, nos données aux énergies intermédiaires résultent d'une simple interpolation linéaire. Pour les énergies de neutrons de 3.5 à 26 MeV, on calcule les facteurs kerma élastiques en utilisant les distributions angulaires existant dans la littérature. Les facteurs kerma pour le recul élastique sont calculés selon la formule:

$$k_{el} = 2p N E_n \frac{4m_1 m_2}{m_1 + m_2} \left(A_0 - \frac{A_1}{3} \right)$$

où N est le même que dans (6.2), E_n est l'énergie des neutrons incidents (MeV), m_1 et m_2 sont respectivement la masse du neutron et du noyau d'oxygène, A_0 et A_1 sont les deux premiers coefficients de la description des distributions angulaires élastiques par des

polynômes de Legendre P_L : $ds/dW = SA_L P_L(\cos q_{CM})$. Le signe du terme en A_1 dans la formule dépend de la définition des polynômes: souvent un terme de parité $(-1)^L$ est introduit dans la formule des P_L , il n'est pas utilisé dans notre cas.

Le Tableau 6.6 et le Tableau 6.7 reprennent les facteurs kerma élastiques pour respectivement l'oxygène et l'aluminium, obtenus après un ajustement des distributions angulaires par des polynômes de Legendre. Ils reprennent aussi les références des mesures de distributions angulaires. Les valeurs des Tableau 6.4 et Tableau 6.5, pour les énergies inférieures à 20 MeV, résultent de moyennes calculées à partir des valeurs présentées ci-dessous.

On remarque que les facteurs kerma élastiques pour l'oxygène sont plus grands que ceux pour aluminium. Ceci résulte de la grande différence de masse qui existe entre les deux noyaux: l'oxygène étant plus léger que l'aluminium. Par conservation de l'énergie et de l'impulsion, l'énergie de recul du noyau d'oxygène est plus élevée que celle de l'aluminium. Ses facteurs kerma élastiques sont donc plus élevés.

Tableau 6.6 Facteurs kerma pour le recul élastique pour l'oxygène à différentes énergies de neutrons incidents. Les références des distributions angulaires ayant servi aux calculs sont également mentionnées.

E_n (MeV)	k_{el} (fGym ²)	Référence	E_n (MeV)	k_{el} (fGym ²)	Référence
3.503	0.52 ± 0.04	Lister et Sayers 1966	8.560	0.30 ± 0.05	Kinney et Perey 1972
3.513	0.52 ± 0.04	Lister et Sayers 1966	9.011	0.30 ± 0.01	Boerker <i>et al</i> 1989
3.745	0.50 ± 0.04	Lister et Sayers 1966	9.211	0.29 ± 0.02	Glendinning <i>et al</i> 1982
3.749	0.53 ± 0.04	Lister et Sayers 1966	9.708	0.36 ± 0.01	Glendinning <i>et al</i> 1982
3.823	0.47 ± 0.04	Lister et Sayers 1966	10.131	0.41 ± 0.01	Boerker <i>et al</i> 1989
3.825	0.46 ± 0.04	Lister et Sayers 1966	10.159	0.38 ± 0.01	Boerker <i>et al</i> 1989
3.925	0.42 ± 0.04	Lister et Sayers 1966	10.163	0.39 ± 0.01	Boerker <i>et al</i> 1989
4.020	0.28 ± 0.04	Lister et Sayers 1966	10.697	0.40 ± 0.02	Glendinning <i>et al</i> 1982
4.166	0.35 ± 0.04	Lister et Sayers 1966	10.952	0.40 ± 0.05	Glendinning <i>et al</i> 1982
4.263	0.34 ± 0.05	Lister et Sayers 1966	11.147	0.57 ± 0.02	Glendinning <i>et al</i> 1982
4.337	0.42 ± 0.05	Lister et Sayers 1966	11.354	0.46 ± 0.01	Boerker <i>et al</i> 1989
4.340	0.37 ± 0.02	Kinney et Perey 1972	12.446	0.33 ± 0.03	Glendinning <i>et al</i> 1982
4.409	0.38 ± 0.05	Lister et Sayers 1966	12.486	0.37 ± 0.01	Boerker <i>et al</i> 1989
4.498	0.20 ± 0.05	Lister et Sayers 1966	13.610	0.36 ± 0.02	Boerker <i>et al</i> 1989
4.507	0.22 ± 0.05	Lister et Sayers 1966	13.938	0.33 ± 0.02	Glendinning <i>et al</i> 1982
4.665	0.24 ± 0.05	Lister et Sayers 1966	14.100	0.35 ± 0.05	Baba <i>et al</i> 1988
4.730	0.26 ± 0.05	Lister et Sayers 1966	14.140	0.34 ± 0.01	Meier <i>et al</i> 1969
4.920	0.28 ± 0.02	Kinney et Perey 1972	14.888	0.37 ± 0.02	Boerker <i>et al</i> 1989
5.000	0.27 ± 0.03	Korzh <i>et al</i> 1980	14.933	0.39 ± 0.05	Glendinning <i>et al</i> 1982
6.010	0.42 ± 0.05	Kinney et Perey 1972	18.000	0.32	Islam et Finlay 1994
6.369	0.33 ± 0.01	Boerker <i>et al</i> 1989	20.000	0.27	Islam et Finlay 1994
6.440	0.27 ± 0.02	Kinney et Perey 1972	22.000	0.28	Islam et Finlay 1994
7.512	0.34 ± 0.01	Boerker <i>et al</i> 1989	24.500	0.24	Islam et Finlay 1994
7.540	0.35 ± 0.04	Kinney et Perey 1972	26.000	0.25	Islam et Finlay 1994
7.933	0.32 ± 0.01	Boerker <i>et al</i> 1989			

Tableau 6.7 Idem que le Tableau 6.6 dans le cas de l'aluminium.

E_n (MeV)	k_{el} (fGym ²)	Référence	E_n (MeV)	k_{el} (fGym ²)	Référence
3.490	0.078 ± 0.003	Holmqvist et al 1968	8.560	0.074 ± 0.010	Kinney et al 1970
4.000	0.080 ± 0.002	Holmqvist et al 1968	8.970	0.070 ± 0.005	Velkley et al 1974
4.100	0.088 ± 0.007	Walt et Beyster 1955	9.050	0.065 ± 0.006	Brandenberger et al 1972
4.560	0.073 ± 0.003	Holmqvist et al 1968	10.159	0.070 ± 0.004	Boerker et al 1989
5.000	0.060 ± 0.007	Hill 1958	10.873	0.069 ± 0.004	Whisnant et al 1984
5.440	0.082 ± 0.018	Kinney et al 1970	11.010	0.061 ± 0.004	Ferrer et al 1977
5.950	0.088 ± 0.005	Martin et al 1968	13.883	0.079 ± 0.001	Whisnant et al 1984
6.090	0.077 ± 0.003	Holmqvist et al 1968	16.883	0.093 ± 0.004	Whisnant et al 1984
6.440	0.094 ± 0.009	Kinney et al 1970	18.000	0.111 ± 0.021	Baba et al 1988
7.000	0.074 ± 0.013	Beyster et al 1956	18.000	0.111 ± 0.007	Petler et al 1985
7.050	0.065 ± 0.003	Holmqvist et al 1968	20.000	0.099 ± 0.004	Petler et al 1985
7.540	0.083 ± 0.009	Kinney et al 1970	21.600	0.108 ± 0.003	Olsson et al 1987
7.620	0.077 ± 0.008	Dagge et al 1989	22.000	0.103 ± 0.004	Petler et al 1985
7.970	0.076 ± 0.007	Brandenberger et al 1972	25.000	0.104 ± 0.004	Petler et al 1985
8.050	0.066 ± 0.007	Holmqvist et al 1968	26.000	0.102 ± 0.005	Petler et al 1985

6.5. Les facteurs kerma pour le recul non-élastique

Sur la gamme en énergie de neutrons 20-63 MeV, les facteurs kerma pour le recul non-élastique k_{nonel} (Tableau 6.4 et Tableau 6.5) sont de Chadwick *et al* 1999. Ils résultent de calculs plus détaillés que dans la publication Chadwick et Young 1996. En effet, pour obtenir ces dernières valeurs, Chadwick *et al* 1999 ont fait des calculs détaillés des spectres en énergie pour les noyaux ($A > 4$) résultant de réactions induites par neutrons sur oxygène et aluminium. Dans le cas de l'oxygène, d'autres facteurs kerma non-élastiques ont été proposés par Romero *et al* 1985. Ils vont de 0.9 fGym² à 60 MeV jusqu'à 0.7 fGym² à 27 MeV, et sont donc environ 30% plus haut que les valeurs de Chadwick *et al* 1999. Si on utilisait ces données dans le Tableau 6.4, les résultats finaux seraient environ 6% plus grands, mais toujours dans les barres d'erreur indiquées.

Oxygène

La Figure 6.5 présente l'évolution des facteurs kerma partiels du Tableau 6.4 en fonction de l'énergie des neutrons et illustre l'importance relative de la contribution de chaque produit de réactions au facteur kerma total pour oxygène. Les lignes sont des interpolations à travers les points du Tableau 6.4. La ligne pointillée indique les facteurs kerma non-élastiques de Chadwick *et al* 1999 pour les énergies de neutrons allant jusqu'à 20 MeV. Malheureusement il n'existe dans la littérature aucune référence indiquant des facteurs kerma non-élastique pour les énergies en dessous de 20 MeV et il s'avère que c'est une tâche laborieuse qui dépasse le cadre de notre travail. La continuation de la ligne pour k_{nonel} entre 20 et 3.5 MeV (ligne discontinue) dans la Figure 6.5 indique la quantité de facteur kerma non-élastique à ajouter, après renormalisation du facteur kerma total à 18 MeV. Pour ceci on considère qu'à 18 MeV, le facteur kerma non-élastique est le même qu'à 20 MeV. On obtient alors un facteur de renormalisation (1.52) qu'on applique à toutes les énergies de neutrons inférieures à 18 MeV. Tandis que cette procédure est correcte à 18 MeV, elle est discutable pour les plus basses énergies de neutrons incidents, spécialement dans la région 4-10 MeV. Les valeurs pour les facteurs kerma non-élastiques, indiquées par la ligne discontinue sont: 0.67 (18 MeV), 0.51 (15 MeV), 0.40 (12 MeV), 0.28 (9 MeV), 0.19 (6 MeV) et 0.22 fGym² (4 MeV). Entre parenthèses est donnée l'énergie des neutrons.

On peut voir sur la Figure 6.5 qu'entre 14 et 30 MeV d'énergie de neutrons incidents, la contribution la plus importante au facteur kerma total est donnée par les particules alphas et le recul non-élastique. Au-delà de 35 MeV, la contribution des protons est la plus importante. Aux énergies de neutrons supérieures à 50 MeV, la contribution des deutons devient comparable à celle des alphas.

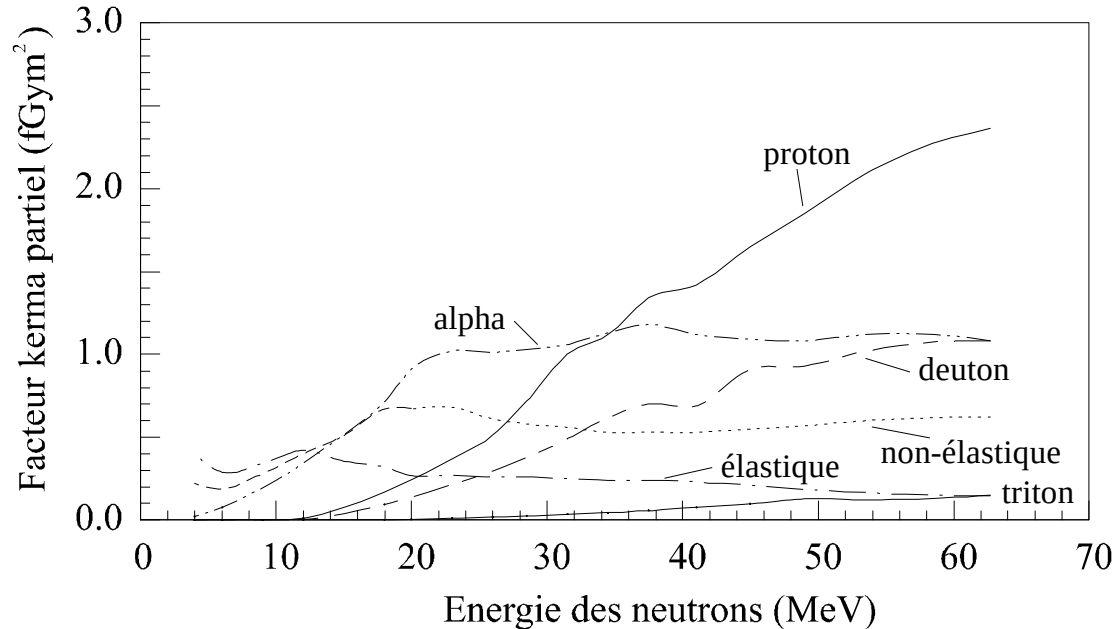


Figure 6.5 La contribution des facteurs kerma partiels en fonction de l'énergie des neutrons incidents, dans le cas de l'oxygène. La ligne discontinue pour le recul non-élastique en dessous de 20 MeV résulte d'une estimation. Le kerma élastique vient de résultats de ce travail ($E_n < 20$ MeV) et de Chadwick *et al* 1999 ($E_n > 20$ MeV).

Aluminium

La Figure 6.6 présente pour l'aluminium, l'évolution des facteurs kerma partiels du Tableau 6.5 en fonction de l'énergie des neutrons. La procédure d'extrapolation des termes non-élastiques a été décrite au-dessus. Les valeurs pour les facteurs kerma non-élastiques, indiquées par la ligne discontinue sont: 0.26 (18 MeV), 0.20 (15 MeV), 0.14 (12 MeV), 0.08 (9 MeV), 0.04 (6 MeV) et 0.03 fGym² (4 MeV). En parenthèses l'énergie des neutrons incidents est indiquée.

On peut voir sur la Figure 6.6 qu'à toutes les énergies de neutrons au-delà de 10 MeV, la contribution la plus importante au facteur kerma total est donnée par les protons. Au-delà de 25 MeV, la contribution des deutons l'emporte sur celle des alphas. Ceci n'est pas le cas pour l'oxygène (Figure 6.5) où l'abondance des alphas émis provient de la préformation d'alphas dans le noyau. Les facteurs kerma partiels pour les alphas suivent qualitativement et quantitativement ceux du recul non-élastique.

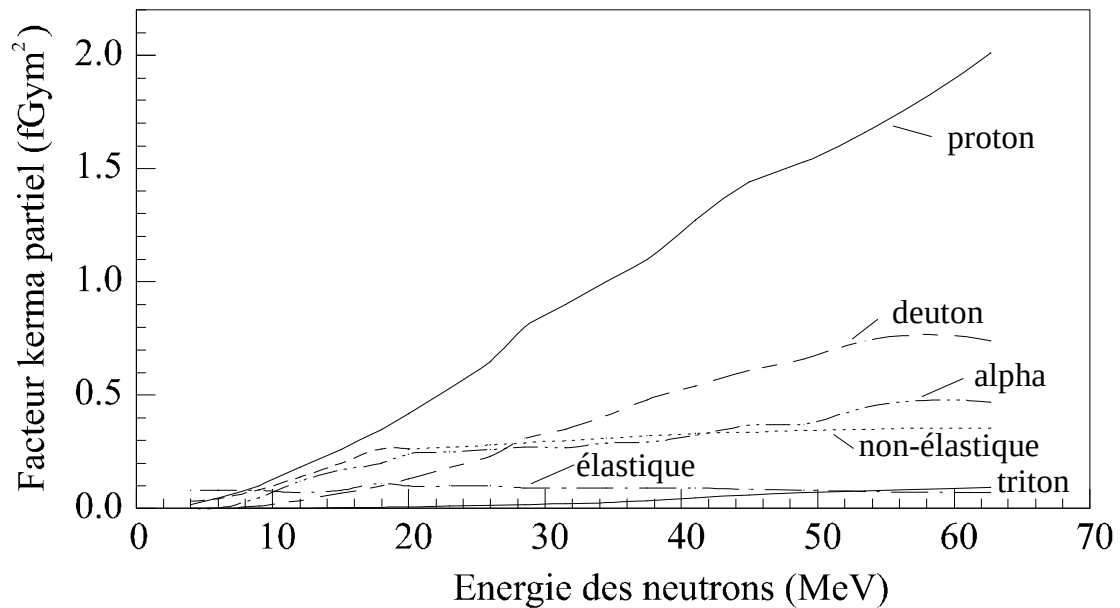


Figure 6.6 Idem que la Figure 6.5, dans le cas de l'aluminium.

6.6. Les facteurs kerma totaux

Le facteur kerma total est donné pour chaque énergie de neutrons incidents, par une simple somme sur les facteurs kerma partiels (proton, deuton, triton, alpha, recul élastique et non-élastique).

Oxygène

La Figure 6.7 montre les facteurs kerma totaux (points noirs pour la partie mesurée et cercles pour la partie extrapolée) en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Dans cette figure, en dessous de 20 MeV les facteurs kerma totaux extrapolés, sont renormalisés par un facteurs de 1.52, ceci afin de tenir compte de la quantité manquante de facteurs kerma non-élastiques pour ces énergies (chapitre 6.5).

Dans la Figure 6.7, les seuls autres facteurs kerma totaux déduits à partir de sections efficaces mesurées sont ceux indiqués par des triangles blancs (Brady et Romero 1979) et par des triangles noirs (Romero *et al* 1985) aux énergies 60.7, 39.7 et 27.4 MeV. Les triangles blancs représentent la somme des facteurs kerma partiels de la Figure 6.3 et de la contribution du recul élastique. Les valeurs indiquées par les triangles noirs contiennent en plus la partie du facteur kerma non-élastique et la correction due aux seuils de détection dans leur expérience. Par addition de ces contributions, leurs facteurs kerma totaux sont augmentés de 6.7% à 60.7 MeV jusque 33% à 27.4 MeV. Malheureusement les auteurs (Romero *et al* 1985) ne présentent pas les facteurs kerma partiels corrigés et seulement leurs résultats finaux c-à-d leur facteurs kerma totaux. Les erreurs finales reportées sont entre 8.5% et 3.3%[#]. L'accord entre nos données et les leurs est très bon.

Toutes les autres données expérimentales de la Figure 6.7 résultent de mesures intégrales. Les données de Schrewe *et al* 1995 pour des énergies de neutrons entre 34 et 65 MeV (carrés blancs) donnent des facteurs kerma totaux clairement plus bas que nos résultats. Pourtant, pour les énergies entre 5 et 35 MeV, leurs données (carrés noirs) (Schrewe *et al*

[#] erreurs optimistes, voir page 116

1997) sont en accord raisonnable avec les nôtres. Nos facteurs kerma totaux extrapolés pour les énergies de neutrons inférieures à 28.5 MeV et renormalisés pour les énergies en dessous de 20 MeV sont en très bon accord avec les résultats de mesures intégrales de De Luca *et al* 1988 (losanges gris), Hartmann *et al* 1992 (croix) et Schrewe *et al* 1997 (carrés noirs) (pour les trois dernières énergies). Les toutes nouvelles données de Schrewe *et al* 1999 (losanges blancs) résultent de mesures microdosimétriques supplémentaires. Elles sont en très bon accord avec nos données entre 30 et 70 MeV.

La Figure 6.7 indique aussi divers prédictions théoriques. La courbe continue (Chadwick *et al* 1999) montre les facteurs kerma totaux venant d'une base de données pour les énergies en dessous de 15 MeV et venant de prédictions théoriques de sections microscopiques (spectres en énergie) pour les énergies au-delà de 20 MeV. Généralement ces calculs sont en bon accord avec notre expérience, mais au-delà de 35 MeV, ils donnent des valeurs dans la limite inférieure de nos barres d'erreur.

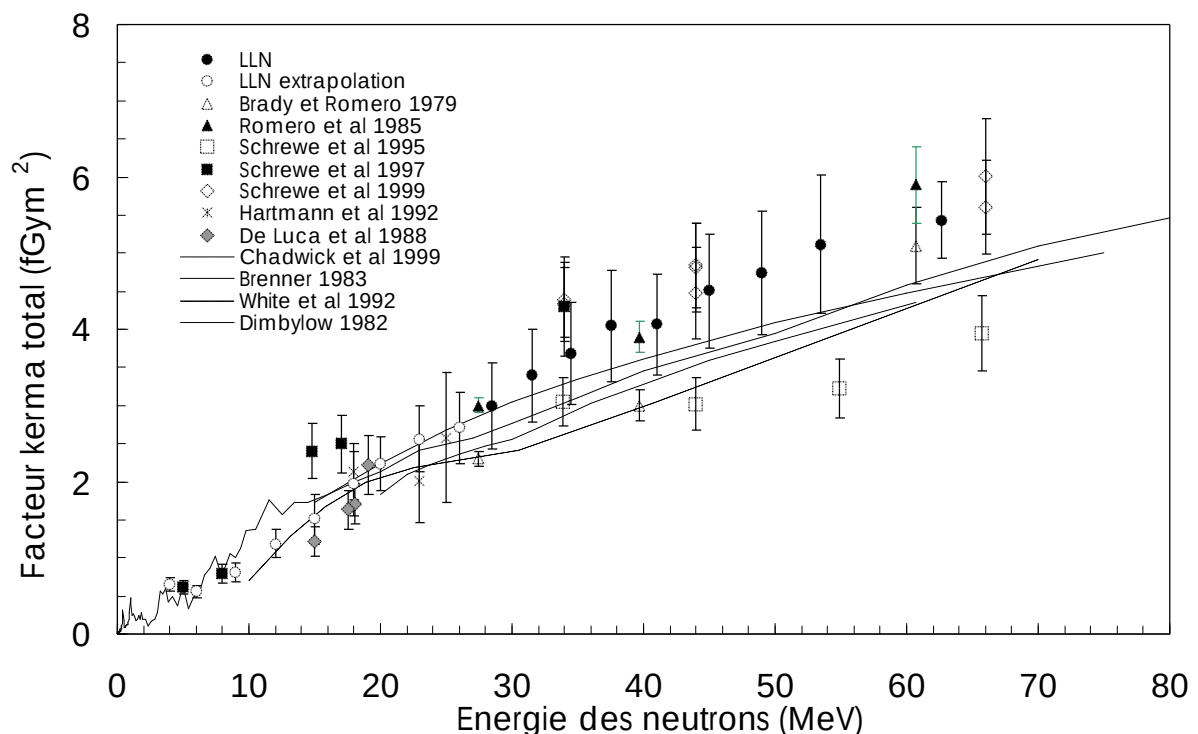


Figure 6.7 Facteurs kerma totaux mesurés (points noirs) et extrapolés (cercles) pour oxygène en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Comparaison avec d'autres mesures et calculs théoriques.

Dimbylow 1982 (courbe: - - - -) calcule les facteurs kerma totaux dans la gamme en énergie allant de 20 à 60 MeV, basés sur un modèle nucléaire pour la prédiction de sections efficaces d'interaction (précurseur de GNASH). Les facteurs kerma résultants sont plus bas que ceux prédis par Chadwick *et al* 1998 et plus bas que les données expérimentales. Les calculs de Dimbylow sous-estiment généralement la contribution des deutons au facteur kerma total, donnant par exemple à 50 MeV énergie de neutrons incidents une contribution de 9.1% au total (Dimbylow 1980), alors que la contribution dans le Tableau 6.4 est de 20%.

Les facteurs kerma totaux pour oxygène donnés par White *et al* 1992 (courbe pointillée) représentent des valeurs recommandées qui sont obtenues par une évaluation fondée sur des résultats venant de bases de données. Ils sous-estiment nos données pour des

énergies supérieures à 28.5 MeV, mais sont en accord avec nos facteurs extrapolés entre 10 et 28 MeV.

Brenner 1984 (courbe discontinue) donne une paramétrisation des facteurs kerma totaux dans le domaine d'énergie de neutrons allant de 15 à 80 MeV. Celle-ci résulte d'un ajustement des facteurs kerma totaux basées sur le calcul de sections efficaces avec le modèle de cascade intranucléaire. L'accord avec nos données est bon entre 15 et 45 MeV, et même remarquable entre 15 et 28 MeV.

Aluminium

La Figure 6.8 montre les facteurs kerma totaux (points noirs pour la partie mesurée et cercles pour la partie extrapolée) en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Dans cette figure, en dessous de 20 MeV les facteurs kerma totaux extrapolés, sont renormalisés par un facteurs de 1.34, ceci afin de tenir compte de la quantité manquante de facteurs kerma non-élastiques pour ces énergies (chapitre 6.5).

Toutes les autres données expérimentales de la Figure 6.8 résultent de mesures intégrales. Les données de Schrewe *et al* 1997 pour des énergies de neutrons entre 5 et 34 MeV (carrés noirs) donnent des facteurs kerma totaux en relativement bon accord avec nos données. Les toutes nouvelles données de Schrewe *et al* 1999 (losanges blancs) sont en très bon accord avec nos données entre 30 et 70 MeV. Les résultats de mesures intégrales de De Luca *et al* 1988 (carrés blanc) et de Bühler *et al* 1985,1986 (croix), dans la gamme en énergie de 14 à 20 MeV, sont en général plus hauts que nos valeurs extrapolées et la prédiction théorique de Chadwick *et al* 1999 (ligne continue). Ils suivent la continuation de la courbe théorique prédite par Dimbylow 1982 (ligne discontinue). Ces dernières données sont en général environ 20% plus hautes que les données théoriques récentes de Chadwick *et al* 1999 qui viennent d'une base de données pour les énergies en dessous de 15 MeV et de sections microscopiques calculées (spectres en énergie) pour les énergies au-delà de 20 MeV. Les calculs de Chadwick *et al* 1999 sont en très bon accord avec notre expérience et les données de Schrewe *et al* 1997, 1999.

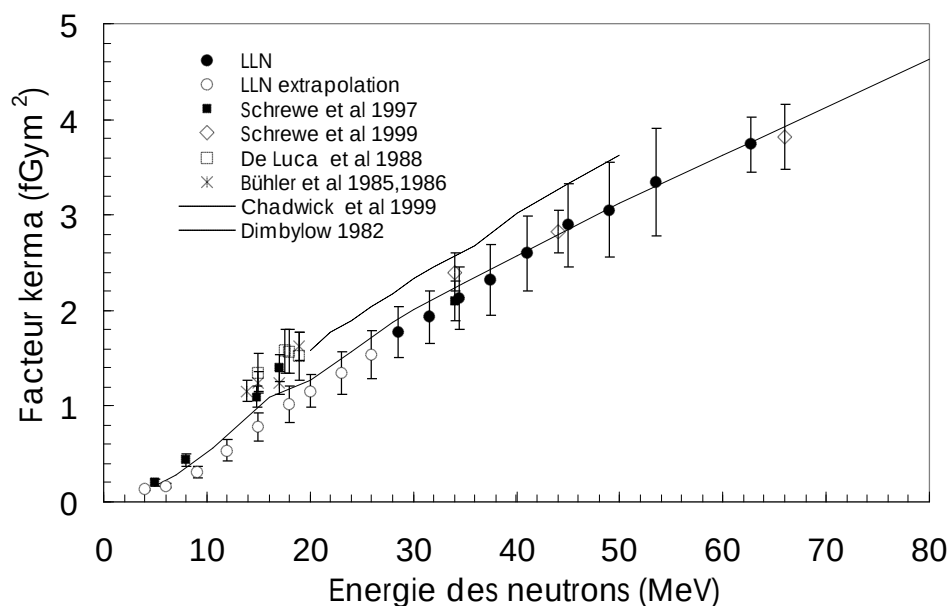


Figure 6.8 Facteurs kerma totaux mesurés (points noirs) et extrapolés (cercles) pour aluminium en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Comparaison avec d'autres mesures et prédictions théoriques.

6. Les facteurs kerma	106
6.1. Le kerma	106
6.1.1 Définition	106
6.1.2 Relation entre dose absorbée, dose mesurée et kerma	107
6.1.3 Méthodes de détermination des facteurs kerma	108
6.2. Les facteurs kerma partiels expérimentaux.....	109
6.3. L'extrapolation des facteurs kerma partiels.....	111
6.4. Les facteurs kerma pour le recul élastique	118
6.5. Les facteurs kerma pour le recul non-élastique	120
6.6. Les facteurs kerma totaux	122

7. Conclusions

Cette dissertation présente les mesures expérimentales des sections efficaces doublement différentielles ($d^2\sigma/dEd\Omega$) de production de particules légères (protons, deutons, tritons et alphas) induites par des neutrons rapides sur ^{16}O et ^{27}Al , à neuf énergies de neutrons incidents: 28.5 ± 1.5 , 31.5 ± 1.5 , 34.5 ± 1.5 , 37.5 ± 1.5 , 41.0 ± 2.0 , 45.0 ± 2.0 , 49.0 ± 2.0 , 53.5 ± 2.5 et 62.7 ± 2.0 MeV.

Les distributions angulaires couvrent 15 angles allant de 20° à 160° par pas de 10° pour toutes les particules détectées. Pour les protons et deutons, les distributions angulaires sont complètes à toutes les énergies de neutrons incidents. Pour les tritons et alphas, les distributions angulaires sont quasi-complètes (140° et 150° manquent) pour l'énergie de neutrons incidents 62.7 MeV. Dans le cas des tritons, pour 4 (O) et 5 (Al) énergies de neutrons incidents (53.5, 49.0, 45.0, 41.0, (37.5)), ainsi que dans le cas des alphas, pour 6 (O) et 7 (Al) énergies de neutrons incidents (53.5, 49.0, 45.0, 41.0, 37.5, 34.5, (31.5)), des spectres en énergies sont seulement extraits pour des angles de l'hémisphère avant entre 20° et 80° . Etant donné la faible statistique, seules des limites supérieures peuvent être établies pour les sections doublement différentielles aux grands angles, pour ces énergies mentionnées ci-dessus.

Les mesures ont été prises au cyclotron de Louvain-la-Neuve (CYCLONE) où les neutrons sont produits en envoyant un faisceau de protons de 65 MeV sur une cible de lithium. Le spectre de neutrons produit est composé d'un pic monocinétique à haute énergie (62.7 MeV) suivi d'une large queue de neutrons d'énergie plus basse (les énergies du continu) qui contient 10 fois moins de neutrons par MeV que le pic..

Dans la chambre à réactions une cible de Al_2O_3 et de Al sont placées successivement pour les mesures des sections. Les données sur oxygène sont obtenues par soustraction. Une cible de polypropylène (C_3H_6)_n et de polypropylène deutéré sont placées dans la chambre pour la calibration des télescopes. Les sections de diffusion H(n,p) sont aussi utilisées pour la normalisation absolue.

Quatre télescopes de type ΔE -E sont utilisés simultanément pour détecter les particules légères produites. L'analyse des signaux des détecteurs permet d'éliminer le bruit de fond et d'identifier les particules chargées sur une large gamme en énergie.

L'information du temps de vol associée à chaque événement, combinée avec la calibration en énergie des télescopes pour chaque particule, permet de déterminer l'énergie du neutron qui a produit la particule. Les particules chargées induites par les neutrons appartenant au pic monocinétique ou à un intervalle en énergie de neutrons bien définie, sont sélectionnées. Ainsi une large gamme en énergie de neutrons (25-65 MeV) a pu être couverte avec une seule mesure. Cette méthode est actuellement aussi utilisée pour compléter les données sur le carbone (Slypen 1995). Néanmoins, l'erreur statistique sur les sections extraites du continu est de l'ordre de 3 fois plus grande que celle sur les données du pic principal.

Les valeurs absolues des sections efficaces doublement différentielles sont obtenues par normalisation aux sections efficaces de diffusion H(n,p) mesurées avec la cible de polypropylène. L'erreur sur l'échelle absolue des sections est de l'ordre de 7%.

Les erreurs statistiques moyennes sur les sections mesurées sont de l'ordre de 5%, 8%, 17%, 33% pour respectivement p, d, t, α , pour l'énergie des neutrons du pic principal et de l'ordre 14%, 22%, 40%, 55% pour respectivement p, d, t, α , pour les énergies extraites de la partie continue du spectre de neutrons. Par contre, dans le cas de l'oxygène, les sections

efficaces doublement différentielles obtenues à Davis (Subramanian *et al* 1986) pour trois énergies de neutrons incidents (27.4, 39.7 et 60.7 MeV), présentent des erreurs statistiques de 20 à 30% et même plus. De plus leurs distributions angulaires se limitent aux angles de l'hémisphère avant. Dans le cas de l'aluminium, les données de cette dissertation, sont les premières qui étudient les sections de production lors de l'interaction de neutrons rapides avec ^{27}Al pour des énergies de neutrons au-delà de 25 MeV.

A partir des distributions angulaires de spectres d'émission, une méthode d'extrapolation vers les angles extrêmes (2.5° , 10° , 170° et 177.5°) est proposée. Pour chaque type de particule et énergie d'émission, la distribution angulaire des sections est interpolée par la fonction $a \exp(b \cos q)$. Cette même fonction est utilisée pour interpoler les données dans le cas où des angles sont manquants et pour extrapoler les distributions angulaires limitées à l'hémisphère avant, dans le cas des tritons et alphas. Grâce au bon recouvrement angulaire, les sections efficaces différentielles en énergie $d\sigma/dE$ pour les différentes réactions: (n,px), (n,dx), (n,tx) et (n, α x), ont été déduites de manière fiable aux énergies de neutrons susmentionnées. De plus après extrapolation en dessous du seuil de détection (6 MeV pour p et d, 12 MeV pour t et α), des sections efficaces totales de production ont été déterminées.

Les sections efficaces expérimentales ont été comparées aux données existantes dans la littérature et aux prédictions théoriques de différents modèles.

Oxygène

Les sections doublement différentielles ($d^2\sigma/dEd\Omega$) pour protons et deutons sont en bon accord (à 62.7 MeV) et en accord acceptable (à 41.0 et 28.5 MeV) avec les mesures anciennes de sections de production induite par neutrons (Subramanian *et al* 1986). Dans le cas des deutons, lors de l'étude de l'influence de l'isospin sur les sections de production dans des réactions symétriques en charge, un bon accord est obtenu avec les résultats de l'interaction de protons sur oxygène (Bertrand et Peelle 1973a,b). Lors de la comparaison aux données théoriques, on tient compte des prédictions théoriques obtenues avec le modèle de cascade intranucléaire INCA (Brenner et Prael 1989) et des évaluations avec le code GNASH¹ et FKK-GNASH² (Chadwick et Young 1996). Généralement les codes décrivent bien l'échelle absolue et l'allure des spectres pour des énergies de neutrons incidents au-delà de 41 MeV. Pour des énergies en-dessous de 41 MeV, dans le cas des protons et deutons, les calculs de INCA surestiment les sections efficaces à haute énergie d'émission pour les angles de l'hémisphère avant. Pour les angles de l'hémisphère arrière, INCA prédit des sections moins grandes qu'expérimentalement observées. Le code GNASH donne en général une meilleure évaluation de la grandeur et de l'allure des spectres expérimentaux.

Les données sur les sections doublement différentielles de production de tritons et de alphas sont en bon accord avec les autres résultats expérimentaux de sections de production induite par neutrons et protons (Subramanian *et al* 1986, Bertrand et Peelle 1973a,b). Lors de la comparaison avec les modèles théoriques, on s'aperçoit que les sections d'émission de tritons sont largement sous-estimées par le modèle de cascade intranucléaire, alors que les sections des alphas sont bien décrites par ce modèle. Pourtant, dans ce dernier cas, aux angles de l'hémisphère arrière, pour les alphas de haute énergie, il prédit des sections plus petites qu'expérimentalement observées. Les prédictions du code GNASH sont en très bon accord avec les spectres en énergie expérimentaux des alphas.

¹ modèle exciton pour la partie de prééquilibre, théorie du noyau composé de Hauser-Feshbach pour la région d'évaporation

² théorie quantique de Feshbach-Kerman et Koonin pour décrire la région de prééquilibre, dans le cas des protons

Les sections différentielles en énergie ($d\sigma/dE$) déduites des mesures pour toutes les quatre particules (p,d,t et α), sont en général en bon accord avec les anciennes données sur des réactions induites par neutrons (Subramanian *et al* 1986), et dans le cas des particules complexes (d, t, α), elles sont aussi en bon accord avec les données des réactions induites par protons (Bertrand et Peelle 1973a,b).

Aluminium

Dans le cas des particules complexes (d, t et α) les valeurs de sections efficaces doublement différentielles ($d^2\sigma/dEd\Omega$) et différentielles en énergie ($d\sigma/dE$) sont en bon accord avec les données expérimentales de réactions induites par protons de 61.5 MeV (Bertrand et Peelle 1969,1973a). Dans le cas des spectres de protons, une comparaison des spectres (n,px) avec les spectres (p,p'x) de Bertrand et Peelle 1973a, montrent que ces derniers sont environ 2 fois plus grands que les premiers. Une explication simplifiée de cet ordre de grandeur est donnée.

Tous ces spectres en énergie sont aussi comparés aux prédictions du code GNASH pour les quatre particules et aux calculs faits avec le code MINGUS dans lequel une version évoluée de la théorie quantique de Feshbach-Kerman-Koonin est intégrée, pour décrire les spectres d'émission de nucléons. La comparaison entre expérience et prédictions théoriques montre un bon accord entre les deux à toutes les énergies de neutrons mesurées, sauf dans le cas des deutons, où l'allure des spectres n'est pas reproduite. La difficulté de la théorie pour décrire les spectres de deutons démontre la nécessité de mesures pour comprendre ces réactions. En effet, dans des applications, la contribution des deutons au dépôt d'énergie dans la matière est non-négligeable, étant donné qu'elle n'est qu'environ 3 fois plus petite que celle des protons.

La cohérence entre données induites par neutrons et induites par protons, pour des canaux de réaction symétriques, est importante. Ce bon accord permet dans certaines limites d'utiliser les données sur les réactions induites par protons pour guider les calculs des modèles théoriques.

Les facteurs kerma

La connaissance des facteurs kerma pour l'oxygène joue un rôle important dans la détermination de la dose délivrée à un tissu. Etant donné que l'aluminium est un des éléments utilisé dans la construction de compteurs proportionnels "insensibles" aux neutrons (faible contenance en matériaux hydrogénés), il est intéressant de connaître aussi les facteurs kerma pour cet élément. Pourtant, jusqu'à ce jour les données expérimentales existantes ont été rares au delà d'une énergie de neutrons incidents de 20 MeV et de plus elles étaient controversées (entre différentes méthodes expérimentales).

A partir des sections efficaces microscopiques, les facteurs kerma partiels (protons, deutons, tritons et alphas) et les facteurs kerma totaux pour oxygène et aluminium, sont déduits pour neuf énergies de neutrons incidents entre 25 et 65 MeV.

Une procédure simple, basée sur la cinématique de réaction et la paramétrisation de la section efficace totale de production de chaque particule, est présentée pour l'extrapolation des facteurs kerma partiels jusqu'aux seuils en énergie des différentes réactions. Malheureusement, le manque d'information sur les facteurs kerma partiels ne permet pas une comparaison adéquate. Pourtant, les facteurs kerma totaux résultants sont en bon accord avec les résultats de mesures intégrales et les prédictions théoriques de différents auteurs.

En se basant sur les distributions angulaires de sections efficaces de diffusion élastique expérimentales existantes, les facteurs kerma pour le recul élastique sont calculés et présentés pour des énergies de neutrons incidents entre 3.5 et 26 MeV. De cette manière on étend le domaine d'énergie de neutrons dans lequel les facteurs kerma sont connus. Nos données calculées sont en bon accord avec les données existantes dans la région de recouvrement 20-26 MeV.

Il est évident que la seule comparaison adéquate des facteurs kerma théoriques et expérimentaux est celle réalisée sur les facteurs kerma partiels. Les calculs théoriques peuvent ne pas décrire correctement les facteurs kerma partiels, mais leur somme fait alors disparaître les différences éventuelles et donne des facteurs kerma totaux qui concordent avec l'expérience. Des facteurs kerma partiels sont seulement déductibles à partir de sections efficaces microscopiques mesurées, mais de telles mesures sont rares, étant donné les difficultés expérimentales évidentes.

Des facteurs kerma (totaux) pour oxygène et aluminium sont rapportés comme résultat de la somme des facteurs kerma partiels et des facteurs kerma pour le recul élastique et non-élastique (contribution de toutes les particules dont $A > 4$).

Dans le cas de l'oxygène, pour des énergies de neutrons supérieures à 45 MeV, les facteurs kerma de ce travail, sont environ 40% plus hauts que les anciennes valeurs de Schrewe *et al* 1995,1997 qui résultent de mesures intégrales (méthode microdosimétrique). Les nouvelles données de Schrewe *et al* 1999 correspondent aux facteurs kerma de ce travail. Pour des énergies de neutrons incidents plus basses, nos facteurs kerma sont en accord endéans les barres d'erreur, avec les différents résultats de mesures intégrales.

La comparaison directe des facteurs kerma partiels et totaux pour oxygène avec les résultats du groupe de Davis (Brady et Romero 1979 et Romero *et al* 1985) est difficile vu le manque d'information et surtout vu l'évidente sous-estimation des erreurs expérimentales 8.5-3.3% (Romero 1985). Leur erreurs indiquées semblent optimistes compte tenu de l'erreur statistique sur leurs sections doublement différentielles (20-30%), de la faible couverture angulaire de la distribution (15°-65° en moyenne) et du manque de preuves de leur méthode d'extrapolation angulaire (Brady et Romero 1979).

Pour des énergies de neutrons incidents entre 35 et 65 MeV, tous les calculs théoriques et évaluations sous-estiment la croissance du facteur kerma pour oxygène en fonction de l'énergie des neutrons.

Dans le cas de l'aluminium, les facteurs kerma peuvent seulement être comparés aux résultats de prédictions théoriques et de mesures intégrales, car aucune autre mesure de sections efficaces microscopiques n'existe dans le domaine d'énergie qui nous concerne. L'accord entre nos résultats expérimentaux et les récentes prédictions théoriques (Chadwick *et al* 1999) est bon. Les mesures intégrales qui ont été réalisées dans le domaine en énergie 13-20 MeV ont la tendance à être légèrement plus grandes que nos valeurs de facteurs kerma extrapolés et les prédictions théoriques de Chadwick *et al* 1999. Les nouveaux résultats de Schrewe *et al* 1999 confirment nos facteurs kerma sur aluminium dans le domaine en énergie 34-66 MeV.

Impacts

Nos sections efficaces mesurées sur oxygène ont permis de confirmer, d'améliorer et de compléter la base de données qui existe sur cet élément. Elles ont été comparées à des prédictions théoriques, mais malgré les efforts déployés, les modèles de calcul présentent toujours des lacunes. Au niveau des facteurs kerma sur oxygène l'impact a été très important

(Bielajew et Chadwick 1998). Les données sont à présent reprises dans le nouveau rapport ICRU (International Committee on Radiation Units, Chadwick *et al* 1999).

Actuellement notre ensemble de facteurs kerma sur oxygène est complété par un ensemble de facteurs kerma sur hydrogène. En effet, un travail a été réalisé pour déterminer pour la première fois les facteurs kerma sur hydrogène à partir de données expérimentales (Benck *et al* 1997) et pour proposer une paramétrisation qui donne les facteurs kerma sur hydrogène avec une précision de 2% sur une gamme en énergie de neutrons allant de 0.3 à 100 MeV (Malu 1998, Corcalciuc *et al* 1999). Dans le cas du carbone, la détermination d'un ensemble de sections efficaces et de facteurs kerma dans la gamme en énergie 25-75 MeV est en cours (Slypen *et al* 1997a,c). Ce travail complétera celui de Slypen 1995 qui donne des sections et des facteurs kerma pour le carbone à des énergies de neutrons 42.5, 62.7 et 72.8 MeV (Slypen *et al* 1995a,b, 1996). Connaissant les facteurs kerma sur H, C et O sur une gamme en énergie étendue, la détermination de facteurs kerma pour des tissus composés à importance dosimétrique peut être faite.

Les sections efficaces sur l'aluminium ont été employées pour tester la nouvelle version de la théorie quantique Feshbach-Kerman-Koonin (Koning et Chadwick 1997, Benck *et al* 1998) et adapter les paramètres d'entrée dans le code GNASH afin de produire des sections doublement différentielles pour aluminium, dans la gamme en énergie de neutrons 20-65 MeV (Chadwick *et al* 1999). Les facteurs kerma qui en résultent sont les premiers déduits à partir de mesures de sections microscopiques.

Les sections efficaces mesurées peuvent maintenant être intégrées dans des bases de données afin de permettre aux réalisateurs et aux utilisateurs de programmes théoriques de s'y comparer ou de simplement les incorporer dans leurs calculs de simulation.

7. Conclusions	125
-----------------------------	------------

Références

ALARIA J., DAUCHY A., GIORNI A., MORAND C., POLLACO E., STASSI P., BILLEREY R., CHAMBON B., CHEYNIS B., DRAIN D., PASTOR C., "Charged Particles Identification with Csi(Tl) Scintillator", Nuclear Instr. and Meth. A 242, p. 352-354 (1986)

BABA M., ISHIKAWA M., KIKUCHI T., WAKABAYASHI H., YABUTA N., HIRAKAWA N., "Double-Differential Neutron Emission Cross Sections of ^9Be , ^{16}O , ^{27}Al , ^{51}V , ^{55}Mn ", NETU-50 (1988). Informations extraites de la base de données CSISRS, fichier EXFOR 22157.001 daté 6 Novembre 1997, compilée et éditée par V. McLane, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, U.S.A.

BENCK S., SLYPEN I., CORCALCIUC V., MEULDERS J.-P., "Neutron-Proton Differential Cross Section Measurements for E_n from 28 to 75 MeV", Nucl. Phys. A 615, p. 220-228 (1997a)

BENCK S., SLYPEN I., CORCALCIUC V., MEULDERS J.-P., "Light Charged Particle Production Induced by Fast Neutrons on ^{12}C , ^{16}O and ^{27}Al ", Proceedings de la Conférence Internationale intitulée "Nuclear Data for Science and Technology", 19-24 Mai 1997, Trieste, Italie, ed. Reffo G., Ventura A. et Grandi C., SIF, Bologne, Vol. 59, p. 508-510 (1997b)

BENCK S., SLYPEN I., CORCALCIUC V., MEULDERS J.-P., "Neutron-Proton Cross Sections at Neutron Energies between 28 and 75 MeV", Proceedings de la Conférence Internationale intitulée "Nuclear Data for Science and Technology", 19-24 Mai 1997, Trieste, Italie, ed. Reffo G., Ventura A. et Grandi C., SIF, Bologne, Vol. 59, p. 1265-1267 (1997c)

BENCK S., SLYPEN I., MEULDERS J.-P., CORCALCIUC V., CHADWICK M. B., YOUNG P. G., KONING A.J., "Light Charged Particle Production in Neutron-Induced Reactions on Aluminium at $E_n = 62.7$ MeV", Phys. Rev. C 58, p. 1558-1568 (1998a)

BENCK S., SLYPEN I., MEULDERS J.-P., CORCALCIUC V., "Light Charged Particle Emission Induced by Neutrons with Energies between 25 and 65 MeV on Oxygen. I. Protons and Deuterons", Eur. Phys. Jour. A 3, p. 149-157 (1998b)

BENCK S., SLYPEN I., MEULDERS J.-P., CORCALCIUC V., "Light Charged Particle Emission Induced by Neutrons with Energies between 25 and 65 MeV on Oxygen. II. Tritons and Alphas Particles", Eur. Phys. Jour. A3, p. 159-164 (1998c)

BENCK S., SLYPEN I., MEULDERS J.-P., CORCALCIUC V., "Experimental Double-Differential Cross Sections and Derived Kerma Factors for Oxygen at Incident Neutron Energies from Reaction Thresholds to 65 MeV", Phys. Med. Biol. 43, p. 3427-3447, (1998d)

BENCK S., SLYPEN I., CORCALCIUC V., MEULDERS J.-P., "Light Charged Particle (p, d, t, He-4) Production Induced by Fast Neutrons (25-75 MeV)", Proceedings de la Conférence intitulée "Topical Research Conference on Reliability", 26-28 Octobre 1998, University of Texas, Austin, Texas, co-sponsorisée par SRC, SEMATECH & NASA/GSFC (1998e)

BENCK S., SLYPEN I., MEULDERS J.-P., CORCALCIUC V., "Experimental Cross Sections for Light Charged Particle Production Induced by Neutrons with Energies between 25 and 65 MeV on Oxygen", Atomic Data and Nuclear Data Tables (accepté pour publication) (1999).

BENRACHI F., CHAMBON B., CHEYNIS B., DRAIN D., PASTOR C., SEGHIER D., ZAID K., GIORNI A., HEUER D., LLERES A., MORAND C., STASSI P., VIANO J. B., "Investigation of the Performance of Csi(Tl) for Charged Particle Identification by Pulse-Shape Analysis", Nuclear Instr. and Meth. A 281, p. 137-142 (1989)

BERTRAND F. E., PEELLE R. W., "Tabulated Cross Sections for Hydrogen and Helium Particles Produced by 62- and 29-MeV Protons on ^{27}Al ", ORNL-4455, Oak Ridge (Novembre **1969**)

BERTRAND F. E., PEELLE R. W., "Complete Hydrogen and Helium Particle Spectra from 30 to 60 MeV Proton Bombardment of Nuclei with $A=12$ to 209 and Comparison with the Intranuclear Cascade Model", Phys. Rev. C 8, p. 1045-1064 (**1973a**)

BERTRAND F. E., PEELLE R. W., "Cross Sections for Hydrogen and Helium Particles Produced by 61-, 39-, and 29-MeV Protons on Carbon and Oxygen", ORNL-4799, Oak Ridge (Juillet **1973b**)

BEYSTER J. R., WALT M., SALMI E. W., "Interaction of 1.0-, 1.77-, 2.5-, 3.25-, and 7.0-MeV Neutrons With Nuclei", Phys. Rev. 104, p. 1319 (**1956**). Informations extraites de la base de données CSISRS, fichier EXFOR 11215.001 daté 21 Janvier 1986, compilée et éditée par V. McLane, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, U.S.A.

BIELAJEW A. F., CHADWICK M. B., "Commentary: Exciting new Developments in Fast Neutron Cross Sections and Dosimetry", Phys. Med. Biol. 43, commentaire des éditeurs (**1998**)

BINSTOCK J., Parametrization of σ_{tot} , $\sigma(\theta)$ and $P(\theta)$ for 25-100 MeV n-p elastic scattering", Phys. Rev. C 10, p. 19-23 (**1974**)

BLANN M., "Preequilibrium Decay", Ann. Rev. Nucl. Sci. 25, p. 123-166 (**1975**)

BLANN M., VONACH H. K., "Global Test of Modified Precompound Decay Models", Phys. Rev. C 28, p. 1475-1492 (**1983**)

BOL A., LELEUX P., LIPNIK P., MACQ P., NINANE A., "A Novel Design for a Fast Intense Neutron Beam", Nucl. Instr. and Meth. 214, p. 169-173 (**1983**)

BOERKER G., BOETTGER R., BREDE H. J., KLEIN H., MANNHART W., SIEBERT R. L., "Elastic and Inelastic Differential Neutron Scattering Cross Sections of Oxygen Between 6 And 15 MeV", Rapport de Physikalische Technische Bundesanstalt PTB-N-1 (**1989**). Informations extraites de la base de données CSISRS, fichier EXFOR 22113.001 daté 11 Décembre 1989, compilée et éditée par V. McLane, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, U.S.A.

BRADY F.P., ROMERO J.L., "Neutron Induced Reactions in Tissue Resident Elements", Final Report to the National Cancer Institute, Grant No 1R01 CA16261 (**1979**)

BRANDENBERGER J. D., MITTLER A., McELLISTREM M. T., "The Scattering of 8.0 and 9.0 MeV Neutrons by ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P and ^{32}S ", Nucl. Phys. A 196, p. 65-82 (**1972**)

BRENNER D. J., PRAEL R. E., DICELLO J. F., ZAIDER M., "Improved Calculations of Energy Deposition from Fast Neutrons", Proceedings du Quatrième Symposium intitulé "Neutron Dosimetry", Juin 1981, Munich-Neuherberg, Rapport No. EUR 7448 ISBN 92-825-2675-5, Luxembourg, Vol.II, p. 103-113 (**1981**)

BRENNER D. J., "Neutron Kerma Values above 15 MeV Calculated with a Nuclear Model Applicable to Light Nuclei", Phys. Med. Biol. 29, p. 437-441 (**1983**)

BRENNER D. J., PRAEL R. E., "Neutron Interaction with Carbon and Oxygen. Calculated Differential Secondary-Particle Production Cross-Sections after Nonelastic Neutron Interactions with Carbon and Oxygen between 15 and 60 MeV", Atomic Data and Nuclear Data Tables 41, p. 1-130 (**1989**)

- BÜHLER G.**, MENZEL H. G., SCHUHMACHER H., GULDBAKKE S., "Dosimetric Studies with Non-Hydrogenous Proportional Counters in Well Defined High Energy Neutron Fields", Proceedings du Cinquième Symposium intitulé "Neutron Dosimetry", 17-21 Septembre 1984, Munich-Neuherberg, Rapport No. EUR 9762 EN, Commission des Communautés Européennes, Luxembourg, Belgique, Vol. I, p. 309-329 (1985)
- BÜHLER G.**, MENZEL H. G., SCHUHMACHER H., DIETZE G., GULDBAKKE S., "Neutron Kerma Factors for Magnesium and Aluminium Measured with Low-Pressure Proportional Counters", Phys. Med. Biol. 31, p. 601-612 (1986)
- CHADWICK M. B.**, YOUNG P. G., "Feshbach-Kerman-Koonin Analysis of ^{93}Nb Reactions: P->Q Transitions and Reduced Importance of Multistep Compound Emission", Phys. Rev. C 47, p. 2255-2265 (1993)
- CHADWICK M. B.**, OBLOZINSKÝ P., "Continuum Angular Distributions in Preequilibrium Nuclear Reactions: Physical Basis for Kalbach Systematics", Phys. Rev. C 50, p. 2490-2493 (1994)
- CHADWICK M. B.**, YOUNG P. G., OBLOZINSKÝ P., MARCINKOWSKI A., "Preequilibrium Spin Effects in Feshbach-Kerman-Koonin and Exciton Models and Application to High-Spin Isomer Production", Phys. Rev. C 49, p. R2885-R2889 (1994a)
- CHADWICK M. B.**, YOUNG P. G., GEORGE D.C., WATANABE Y., "Multiple Preequilibrium Emission in Feshbach-Kerman-Koonin analyses", Phys. Rev. C 50, p. 996-1005 (1994b)
- CHADWICK M. B.**, BLANN M., COX L. J., YOUNG P. G., MEIGOONI A.S., "Evaluated Cross-Sections Libraries and Kerma Factors for Neutrons up to 100 MeV on ^{12}C ", Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-ID-120829, (May 1995)
- CHADWICK M. B.**, YOUNG P. G., "Evaluated Cross-Section and Kerma Factors for Neutrons up to 100 MeV on ^{16}O and ^{14}N ", Nucl. Sci. Eng. 123, p.1-16 (1996)
- CHADWICK M. B.**, BARSCHALL H. H., JONES D. T. L., MEULDERS J.-P., SCHUHMACHER H., YOUNG P. G., "Nuclear Data for Neutron and Proton Radiotherapy and for Radiation Protection", Rapport ICRU, en préparation (1999)
- CHEN K.**, FRAENKEL Z., FRIEDLANDER G., GROVER J. R., MILLER J. M., SHIMAMOTO Y., "VEGAS: A Monte Carlo Simulation of Intranuclear Cascades", Phys. Rev. 166, p. 949-967 (1968)
- CORCALCIUC V.**, BENCK S., MALU R., MEULDERS J.-P., SLYPEN I., "Experimental Hydrogen Kerma Factors for Incident Neutron Energies from 25 to 75 MeV", Phys. Med. Biol. 44, p. 719-726 (1999)
- COWLEY A. A.**, ARENDSE G. J., KOEN J. W., RICHTER W. A., STANDER J. A., STEYN G. F., DEMETRIOU P., HODGSON P. E., WATANABE Y., "Inclusive ($p\alpha$) Reactions on ^{27}Al , ^{59}Co and ^{197}Au at Incident Energies of 120, 160 and 200 MeV", Phys. Rev. C 54, p. 778-783 (1996)
- CUGNON J.**, "The nuclear Reactors of the 21st Century", Physicalia Mag. 20, p. 279-297 (1998)
- DAGGE G.**, GRUM W., HAMMER J. W., HOFFMANN K.-W., SCHREDER G., "Optical Model Analysis of Polarized Neutron Scattering from Aluminum, Copper and Chromium", Phys. Rev. C 39, p. 1768-1773 (1989)
- DALNE F.**, "Mesure de la Distribution Angulaire pour la Diffusion Elastique de Neutrons sur Protons à des Energies Neutrons de 55 et 70 MeV", Mémoire de Licence en Sciences Physiques, Université Catholique de Louvain (1993)

DELUCA Jr. P. M., **BARSCHALL** H. H., **SUN** Y., **HAIGHT** R. C., "Kerma Factor of Oxygen, Aluminium and Silicon for 15- and 20- MeV Neutrons", *Rad. Prot. Dosim.* 23, p. 27-30 (1988)

DICCELLO J. F., **PACIOTTI** M., **SCHILLACI** M. E., "An Estimate of Error Rates in Integrated Circuits at Aircraft Altitudes and Sea Level", *Nucl. Instr. and Meth.* B40/41, p. 1295-1299 (1989)

DUPONT C., **LELEUX** P., **LIPNIK** P., **MACQ** P., **NINANE** A., "Study of a Collimated Fast Neutron Beam", *Nucl. Instr. and Meth.* A256, p. 197-206 (1987)

DIMBYLOW P. J., 1982, "Neutron Cross Section and Kerma Value Calculations for C, N, O, Mg, P, S, Ar and Ca from 20 to 50 MeV", *Phys. Med. Biol.* 8, p. 989-1001 (1982)

DIMBYLOW P. J., "Neutron Cross Section and Kerma Value Calculations for Carbon, Nitrogen and Oxygen from 20 to 50 MeV", *Phys. Med. Biol.* 4, p. 637-649 (1980)

FESHBACH H., **KERMAN** A., **KOONIN** S., "The Statistical Theory of Multistep Compound and Direct Reactions", *Annals of Physics (N. Y.)* 125, p. 429-476 (1980)

FERRER J. C., **CARLSON** J. D., **RAPAPORT** J., "Neutron Elastic Scattering at 11 MeV and the Isospin Dependence of the Neutron-Nucleus Optical Potential", *Nucl. Phys. A* 275, p. 325-341 (1977)

FLORENT L., "Etude des Réactions de Transfert (n,d) sur cibles de ^{12}C , ^{16}O , ^{27}Al et ^{28}Si ", Diplôme d'Etudes Approfondies en Sciences Physiques, Université Catholique de Louvain (1998)

GADIOLI E., **HODGSON** P. E., "Pre-equilibrium Nuclear Reactions", Clarendon Press, Oxford (1992)

GLENDINNING S. G., **EL-KADI** S., **NELSON** C. E., **PURSER** F. O., **GOULD** C. R., **SEAGONDOLLAR** L. W., "Neutron Elastic Cross Sections for ^{16}O between 9 and 15 MeV", *Nucl. Sci. Eng.* 82, p. 393 (1982)

GRIFFIN J. J., "Statistical Model of Intermediate Structure", *Phys. Rev. Lett.* 17, p. 478-481 (1966)

GRIFFIN J. J., "Energy Dependence of Average Direct Reaction Cross Sections and Partial Nuclear Level Densities", *Phys. Lett. B* 24, p. 5-7 (1967)

GRUPPELAAR H., "Level Density in Unified Preequilibrium and Equilibrium Models", Stichting Energieonderzoek Centrum Nederland, Petten, ECN-83-064 (Avril 1983)

HARTMANN C. L., **DELUCA** Jr. P. M., **PEARSON** D. W., "Measurement of Neutron Kerma Factors in C, O and Si at 18, 23 and 25 MeV", *Proceedings du Septième Symposium intitulé "Neutron Dosimetry"*, 14-18 Octobre 1991, Berlin, Allemagne, *Rad. Prot. Dosim.* 44, p. 25-30 (1992)

HILL R. W., "Angular Distributions of Elastic Scattering of 5-MeV Neutrons", *Phys. Rev.* 109, p. 2105-2110 (1958)

HODGSON P. E., "Nuclear Reactions and Nuclear Structure", Clarendon Press, Oxford, p. 81 (1971)

HOLMQVIST B., **WIEDLING** T., **JOHANSSON** S. G., **LODIN** G., **KISS** A., **GUSTAVSSON** B., **ANTOLKOVIC** B., "Neutron Elastic Scattering Cross Sections Experimental Data And Optical Model Cross Section Calculations", *Atomic Fisika* 38, p. 403 (1968). Informations extraites de la base de données CSISRS, fichier EXFOR 20019.001 daté 11 Avril 1986, compilé et édité par V. McLane, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, U.S.A.

HORN D., BALL G. C., GALINDO-URIBARRI A., HAGBERG E., WALKER R. B., LAFOREST R., POULIOT J., "The Mass Dependence of CsI(Tl) Scintillation Response to Heavy Ions", Nucl. Instr. and Meth. A 321, p. 273-276 (1992)

ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements, "Neutron Fluence, Neutron Spectra and Kerma", Rapport ICRU 13 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD), (1969)

ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements, "Neutron Dosimetry for Biology and Medicine", Rapport ICRU 26 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD), (1977)

ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements, "Radiation Quantities and Units", Rapport ICRU 33 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD), (1980)

ISLAM M. S., FINLAY R. W., "Neutron scattering by ^{12}C and ^{16}O ", Atomic Data and Nuclear Data Tables 58, p. 246-254 (1994)

KALBACH C., "The Griffin Model, Complex Particles and Direct Nuclear Reactions", Z. Phys. A 283, p. 401-411 (1977)

KALBACH C., "Systematics of Continuum Angular Distributions: Extensions to Higher Energies", Phys. Rev. C 37, p. 2350-2370 (1988)

KALEND A. M., ANDERSON B. D., BALDWIN A. R., MADEY R., WATSON J. W., CHANG C. C., HOLMGREN H. D., KOENTZ R. W., WU J. R., MACHNER H., "Energy and Angular Distributions of Neutrons from 90 MeV Proton and 140 MeV Alpha -Particle Bombardment of Nuclei", Phys. Rev. C 28, p. 105-119 (1983)

KINNEY W. E., PEREY F. G., "Al Neutron Elastic- and Inelastic- Scattering Cross Sections from 4.19 to 8.56 MeV", ORNL-4516, Oak Ridge (Octobre 1970)

KINNEY W.E., PEREY F.G., "Neutron Elastic and Inelastic Scattering Cross Sections for Oxygen in the Energy Range 4.34 to 8.56 MeV", ORNL-4780, Oak Ridge (Avril 1972)

KONING A. J., CHADWICK M. B., "Microscopic Two-Component Multistep Direct Theorie for Continuum Nuclear Reactions", Phys. Rev. C 56, p. 970-994 (1997)

KORZH I. A., LUNJOV V. P., MISCHENKO V. A., MOZHUKIAN E. N., PASECHNIK M. V., PRAVDIVYI N. M., "The Angular Distribution of Neutrons Elastically and Inelastically Scattered by Ni-58, 60, 62, 64., Yad. Phys. (Nucl. Phys., in russian) 31 (1), p. 13 (1980). Informations extraites de la base de données CSISRS, fichier EXFOR 40572.001 daté 3 Mars 1985, compilé et édité par V. McLane, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, U.S.A.

KRANE K. S., "Introductory Nuclear Physics", John Wiley & Sons, Inc., p. 382 (1988)

LAMBERT M., "Mesure de Sections Efficaces Doublement Différentielles de Particules Chargées Produites par Neutrons Rapides sur du Silicium $E_n=62.7, 49.0, 45.0$ MeV. Comparaison avec l'Aluminium.", Mémoire de Licence en Sciences Physiques, Université Catholique de Louvain (1997)

LAMBERT M., BENCK S., SLYPEN I., MEULDERS J.-P., CORCALCIUC V., "Comparison of Fast Neutron Induced Light Charged Particles Production Cross Sections for Si and Al", Proceedings de la Conférence Internationale intitulée "Nuclear Data for Science and Technology", 19-24 Mai 1997, Trieste, Italie, ed. Reffo G., Ventura A. et Grandi C., SIF, Bologne, Vol.59, p 1516-1518 (1997)

LANE M., "Isobaric Spin Dependence of the Optical Potential and Quasi-Elastic (p,n) Reactions", Nuclear Physics 35, p. 676-685 (1962)

LISTER D. AND SAYERS A., "Elastic Scattering of Neutrons from Carbon and Oxygen in the Energy Range 3.0 to 4.7 MeV", Phys. Rev. **143**, p. 745-758 (1966)

MALU Raïssa, "Facteurs Kerma Expérimentaux pour l'Hydrogène Obtenus à partir des Sections Efficaces Différentielles n-p", Mémoire de Licence en Sciences Physiques, Université Catholique de Louvain (1998)

MARTIN J., STEWART D. T., CURRIE W. M., " Scattering of 6 MeV Neutrons from Light Nuclei", Nucl.Phys. A 113, p. 564-580 (1968)

MATHEWS G. J., GLAGOLA B. G., MOYLE R. A., VIOLA Jr. V. E., "Inclusion of deuteron and alpha-particle collisions in intranuclear cascade calculations", Phys. Rev. C 25, p. 2181-2195 (1982)

MEIER D., BREULLMANN W., JUNG H., MARMIER P., "Elastic and Inelastic Scattering of 14.1 MeV Neutrons on ^{16}O and ^{18}O ", Helv. Phys. Acta 42, p. 813-841 (1969)

NEEDHAM G. A., BRADY F. P., FITZGERALD D. H., ROMERO J. L., ULLMANN J. L., WATSON J. W., ZANELLI C., KING N. S. P., SATCHLER G. R., "Excitation of Analog Isovector Giant Resonances via the (n,p) Reaction on ^{14}N and ^{16}O at 60 MeV", Nucl. Phys. A 385, p. 349-372 (1982)

OLSSON N., TROSTELL B., RAMSTRÖM E., HOLMQVIST B., "Microscopic and Conventional Optical Model Analysis of Neutron Elastic Scattering at 21.6 MeV over a Wide Mass Range", Nucl. Phys. A 472, p. 237-268 (1987)

PETLER J. S., ISLAM M. S., FINLAY R. W., DIETRICH F. S., "Microscopic Optical Model Analysis of Nucleon Scattering from Light Nuclei", Phys. Rev. C 32, p. 673-684 (1985)

ROMERO J. L., BRADY F. P., SUBRAMANIAN T. S., "Neutron Induced Charged Particle Spectra and Kerma from 25 to 60 MeV", Proceedings de la Conférence Internationale intitulée "Nuclear Data for Basic and Applied Science", 13-17 Mai 1985, Santa Fe, New Mexico, ed. Young P. G., Brown R. E., Auchampaugh G. F., Lisowski P. W. et Stewart L., LANL, Vol. 1, p. 687-699 (1985)

SCHREWE U. J., NEWHAUSER W. D., BREDE H. J., DANGENDORF V., DELUCA Jr. P. M., GERDUNG S., NOLTE R., SCHMELZBACH P., SCHUHMACHER H., LIM T., "Measurements of Neutron Kerma Factors in C and O: Neutron Energy Range of 20 MeV to 70 MeV", Rad. Prot. Dosim. 61, p. 275-280 (1995)

SCHREWE U. J., NEWHAUSER W. D., BREDE H. J., DELUCA Jr. P.M., "Neutron Kerma Factor Measurements in the Energy Range Between 5 MeV and 66 MeV", Proceedings de la Conférence Internationale intitulée "Nuclear Data for Science and Technology", 19-24 Mai 1997, Trieste, Italie, ed. Reffo G., Ventura A. et Grandi C., SIF, Bologne, Vol. 59, p. 1643-1645 (1997)

SCHREWE U. J., NEWHAUSER W. D., BREDE H. J., DELUCA Jr. P.M., "Experimental Kerma Coefficients and Dose Distributions of C, N, O, Mg, Al, Si, Fe, Zr, A-150 Plastic, Al_2O_3 , AlN , SiO_2 , ZrO_2 for Neutron Energies up to 66 MeV", Phys. Med. Biol., soumis pour publication (1999)

SLYPEN I., CORCALCIUC V., A. NINANE, MEULDERS J.-P., SCOTT M., "Nuclear Reaction Induced by Fast Neutrons on ^{12}C for $E_n = 45\text{-}80$ MeV", Romanian Journal of Physics 38, p. 419-435 (1993)

SLYPEN I., CORCALCIUC V., A. NINANE, J.-P. MEULDERS, "Charged Particles Produced in Fast Neutron Induced Reactions on ^{12}C in the 45-80 MeV Range", Nucl. Instr. And Meth. A 337, p. 431-440 (1994a)

SLYPEN I., CORCALCIUC V., MEULDERS J.-P., "Geometry and Energy Loss Features of Charged Particle Production in fast-Neutron Induced Reactions", Nucl. Instr. And Meth. B 88, p. 275-281 (1994b)

SLYPEN I., "Mesure de Sections Efficaces Doublement Différentielles de Particules Chargées Légères Induites par Neutrons Rapides sur ^{12}C aux Energies $E_n=42.5$, 62.7 et 72.8", Thèse de Doctorat en Sciences, Université Catholique de Louvain (1995)

SLYPEN I., CORCALCIUC V., MEULDERS J.-P., "Kerma Values Deduced from Neutron Induced Charged Particle Spectra on Carbon from 40 to 75 MeV", Phys. Med. Biol. 40, p. 73-82 (1995a)

SLYPEN I., CORCALCIUC V., MEULDERS J.-P., "Proton and Deuteron Production in Neutron-Induced Reactions on Carbon at $E_n = 42.5$, 62.7 and 72.8 MeV", Phys. Rev. C 51, p. 1303-1311 (1995b)

SLYPEN I., CORCALCIUC V., MEULDERS J.-P., CHADWICK M. B., "Triton and Alpha-Particle Production in Neutron-Induced Reactions on Carbon at $E_n=42.5$, 62.7, and 72.8 MeV", Phys. Rev. C 53, p. 1309-1318 (1996)

SLYPEN I., BENCK S., CORCALCIUC V., MEULDERS J.-P., "Double Differential Cross Section Measurements of the (n,px), (n,dx), (n,tx) and (n,αx) Reactions on ^{12}C : Kerma Determination at Energies between 30 and 75 MeV", Proceedings du Huitième Symposium intitulé "Neutron Dosimétrie", 13-17 Novembre 1995, Paris, France, Rad. Prot. Dosim. 70, p. 21-26 (1997a)

SLYPEN I., BENCK S., CORCALCIUC V., MEULDERS J.-P., "Experimental Methods in Studies of Fast Neutron Induced Reactions at LLN Fast Neutron Facility", Proceedings de la Conférence Internationale intitulée "Nuclear Data for Science and Technology", 19-24 Mai 1997, Trieste, Italie, ed. Reffo G., Ventura A. et Grandi C., SIF, Bologne, Vol. 59, p. 538-540 (1997b)

SLYPEN I., BENCK S., CORCALCIUC V., MEULDERS J.-P., "Partial and Total Kerma Values for ^{12}C , ^{16}O and ^{27}Al at Neutron Energies Between 20 and 75 MeV", Proceedings de la Conférence Internationale intitulée "Nuclear Data for Science and Technology", 19-24 Mai 1997, Trieste, Italie, ed. Reffo G., Ventura A. et Grandi C., SIF, Bologne, Vol.59, p. 1640-1642 (1997c)

SUBRAMANIAN T. S., ROMERO J. L., BRADY F. P., WATSON J. W., FITZGERALD D. H., GARRETT R., NEEDHAM G. A., ULLMANN J. L., ZANELLI C. I., BRENNER D. J., PRAEL R. E., "Double-Differential Inclusive Hydrogen and Helium Spectra from Neutron-Induced Reactions on Carbon at 27.4, 39.7, and 60.7 MeV", Phys. Rev. C 8, p. 521-528 (1983)

SUBRAMANIAN T. S., ROMERO J. L., BRADY F. P., FITZGERALD D. H., GARRETT R., NEEDHAM G. A., ULLMANN J. L., WATSON J. W., ZANELLI C. I., BRENNER D. J., PRAEL R. E., "Double-Differential Inclusive Hydrogen and Helium Spectra from Neutron-Induced Reactions at 27.4, 39.7, and 60.7 MeV: Oxygen and Nitrogen", Phys. Rev. C 34, p. 1580-1587 (1986)

TANG H. H. K., "Nuclear Physics of Cosmic Ray Interaction with Semiconductor Materials: Particle-Induced Soft Errors from a Physicist's Perspective", IBM Journal of Research and Development 40, n°1, p. 91-108 (1996)

VELKLEY D. E., GLASGOW D. W., BRANDENBERGER J. D., McELLISTREM M. T., MANTHURUTHIL J. C., POIRIER C. P., "Scattering of 9.0-MeV Neutrons by Al, Si, Fe, Ni, and Co", Phys. Rev. C 9, p. 2181-2192 (1974)

WALT M., BEYSTER J. R., "Interaction of 4.1 MeV Neutrons with Nuclei", Phys. Rev. 98, p. 677-684 (1955)

WHISNANT C. S., DAVE J. H., GOULD C. R., "Elastic and Inelastic Neutron Scattering from ^{27}Al at 11, 14, and 17 MeV", Phys. Rev. C 30, p. 1435-1441 (1984)

WHITE R. M., BROERSE J. J., DELUCA Jr. P. M., DIETZE G., HAIGHT R. C., KAWASHIMA K., MENZEL H. G., OLSSON N., WAMBERSIE A., "Status of Nuclear Data for Use in Neutron Therapy", Proceedings du Septième Symposium intitulé "Neutron Dosimetry", 14-18 Octobre 1991, Berlin, Allemagne, Rad. Prot. Dosim. 44, p. 11-20 (1992)

WILLIAMS Jr. F.C., "Particle-Hole State Density in the Uniform Spacing model", Nucl. Phys. A 166, p. 231-240 (1971)

WILSON J. W., TOWNSEND L. W., "Radiation Safety in Commercial Air Traffic", Health Physics 55, p. 1001-1003 (1988)

YOUNG P. G., ARTHUR E. D., CHADWICK M. B., "Comprehensive Nuclear Model Calculations: Introduction to the Theory and Use of the GNASH Code", Los Alamos National Laboratory Report, No. LA-12343-MS (1992)

Références	130
------------------	-----