

Rapport de stage :
Nucléosynthèse par processus p : préparation
d'une campagne expérimentale

Arthur HENRY

Stage de quatre mois effectué dans le groupe matière nucléaire de l'IPNL
avec Olivier Stézowski et Camille Ducoin comme maîtres de stage

Master 2 Physique subatomique

4 juillet 2018

Sommaire

1	La nucléosynthèse par processus p	3
1.1	Abondance de noyaux dans l'univers	3
1.2	Le processus p	7
1.2.1	Les scénarios astrophysiques	7
1.2.2	Le rôle de la physique nucléaire	8
2	Approche expérimentale envisagée	11
2.1	Sections efficaces de captures proton et α	11
2.2	Méthodes de mesure "in-beam"	12
2.2.1	Méthode in-beam par mesure de distribution angulaire	12
2.2.2	Méthode in-beam par mesure du pic somme	12
3	La mesure des rayonnements γ	15
3.1	Les sources d'émissions γ	15
3.2	L'interaction γ -matière	16
3.3	Le détecteur PARIS	18
3.3.1	Fonctionnement d'un scintillateur	18
3.3.2	Caractéristiques de PARIS	19
3.3.3	Utilisation envisagée de PARIS pour la campagne NFS	20
4	Travaux effectués	21
4.1	Efficacité	21
4.2	Efficacité différentielle, dépendance en θ	23
4.3	Multiplicité apparente moyenne	25
4.4	Énergie détectée en fonction de la multiplicité	27
5	Annexes	30
5.1	Géométries	30

Introduction

L'abondance isotopique des éléments chimiques dans l'univers peut s'expliquer par différents types de nucléosynthèses. En particulier, les noyaux plus lourds que le fer sont majoritairement produits par des processus de captures de neutrons appelés r et s , qui consistent en des captures lentes (processus s) ou rapides (processus r). Cependant, pour une partie d'entre eux, des noyaux plus lourds que le fer se situent du côté riche en protons de la vallée de stabilité, et ne peuvent avoir été produits de cette façon. La nucléosynthèse de ces noyaux, qui sont ainsi dénommés p , requiert un mécanisme particulier appelé processus p . Pour mieux comprendre ce processus, il est nécessaire d'augmenter la prédictivité des modèles théoriques qui permettent de calculer les abondances de noyaux produites par de très vastes réseaux de réactions. Ceci nécessite la mesure expérimentale très précise d'un certain nombre de sections efficaces cruciales. Ainsi, le groupe Matière Nucléaire de l'IPNL, en collaboration avec une équipe d'astrophysique nucléaire du GANIL, a pour projet de réaliser une campagne expérimentale s'appuyant sur de nouvelles capacités de faisceaux de protons, de neutrons et d' α disponibles horizon 2020 au GANIL dans le cadre du projet SPIRAL2. Ces faisceaux de très haute intensité permettront des mesures de sections efficaces de captures de protons et d' α à des énergies proches des conditions astrophysiques, c'est à dire très en dessous de la barrière coulombienne, ce qui implique des sections efficaces très faibles. Le dispositif expérimental qui sera employé durant cette campagne reste encore à définir et à caractériser. Concernant des mesures sous faisceau, où l'on détecte le rayonnement de désexcitation γ du noyau produit, deux techniques sont envisageables : la technique calorimétrique du pic somme (γ -summing), et la technique spectrométrique des distributions angulaires. Mon travail de stage a consisté à réaliser plusieurs séries de simulations afin d'étudier la technique du γ -summing appliquée avec le multidétecteur PARIS, dont la granularité permettrait d'obtenir des informations sur la multiplicité des cascades de rayonnement émis, ce qui est important pour l'analyse des données lors d'une mesure de section efficace. Je me suis particulièrement intéressé aux effets que pouvaient causer l'anisotropie des émissions γ , ainsi que la disposition des détecteurs.

La partie I de ce rapport présentera la nucléosynthèse par processus p , en précisant le rôle de la physique nucléaire dans la compréhension de ce phénomène. La partie II décrira l'approche expérimentale des mesures de sections efficaces. La partie III détaillera les processus d'émission et de détection γ , et présentera le détecteur PARIS. Les résultats obtenus au cours de ce stage seront exposés dans la partie IV.

Chapitre 1

La nucléosynthèse par processus p

1.1 Abondance de noyaux dans l'univers

L'abondance des éléments chimiques est la proportion de ces derniers dans l'univers les uns par rapport aux autres. L'abondance isotopique, pour un élément donné, est la proportion de ses différents isotopes naturellement présents dans l'univers. La figure 1.1 représente la carte des noyaux, sur laquelle chaque ligne fait apparaître les différents isotopes d'un élément défini par son nombre de protons Z . Les mesures d'abondances sont réalisées en analysant des échantillons provenant de météorites, de la terre ou de la lune (ces analyses permettent de distinguer les éléments et leurs isotopes qui ont un nombre de neutrons différent 1.1) et astronomiquement par spectroscopie d'objets lointains (en général, ces mesures différencient juste les éléments). Ces mesures permettent de déterminer les abondances auxquelles les calculs des modèles de nucléosynthèse doivent aboutir.

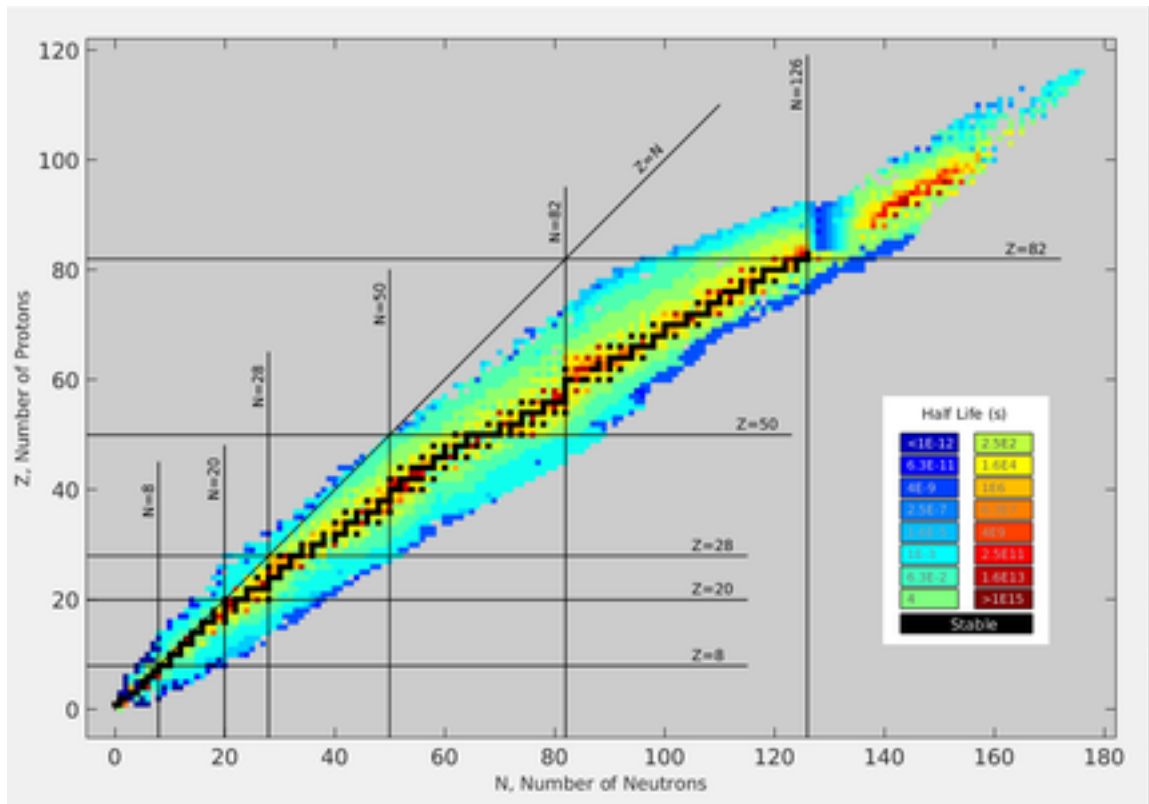


FIGURE 1.1 – Carte des noyaux représentant les temps de demi-vie en fonction du nombre de neutrons (abscisses) et protons (ordonnées). Les noyaux stables, présents de nos jours sur terre, en noir, forment une vallée dite de stabilité. De part et d’autre sont situés des noyaux instables riches en protons ou neutrons.

L’abondance isotopique des éléments chimiques dans l’univers peut s’expliquer par différents types de nucléosynthèses. La nucléosynthèse primordiale qui a lieu quelques minutes après le big bang et qui aboutit à la production d’éléments légers, principalement H et 4He et quelques autres en plus faible proportion (2H , 3He , 7Li et 6Li), la nucléosynthèse stellaire qui produit par fusions successives les éléments jusqu’au fer ($Z = 26$) qui a l’énergie de liaison par nucléon la plus grande et d’autres processus permettant de produire la majorité des éléments $Z > 26$. La figure 1.2 illustre les processus r et s (rapid et slow) qui, par captures neutroniques et désintégrations β^- successives produisent des noyaux riches en neutrons. On voit sur la figure 1.3 que ces deux processus produisent la grande majorité des noyaux plus lourds que le fer. Il existe toutefois 35 noyaux stables riches en protons sur

le versant gauche de la vallée de stabilité, les noyaux p , dont la production requiert un mécanisme particulier appelé processus p ^[4]. Ces noyaux, de ^{74}Se à ^{196}Hg , sont indiqués sur la carte partielle donnée par la figure 1.4

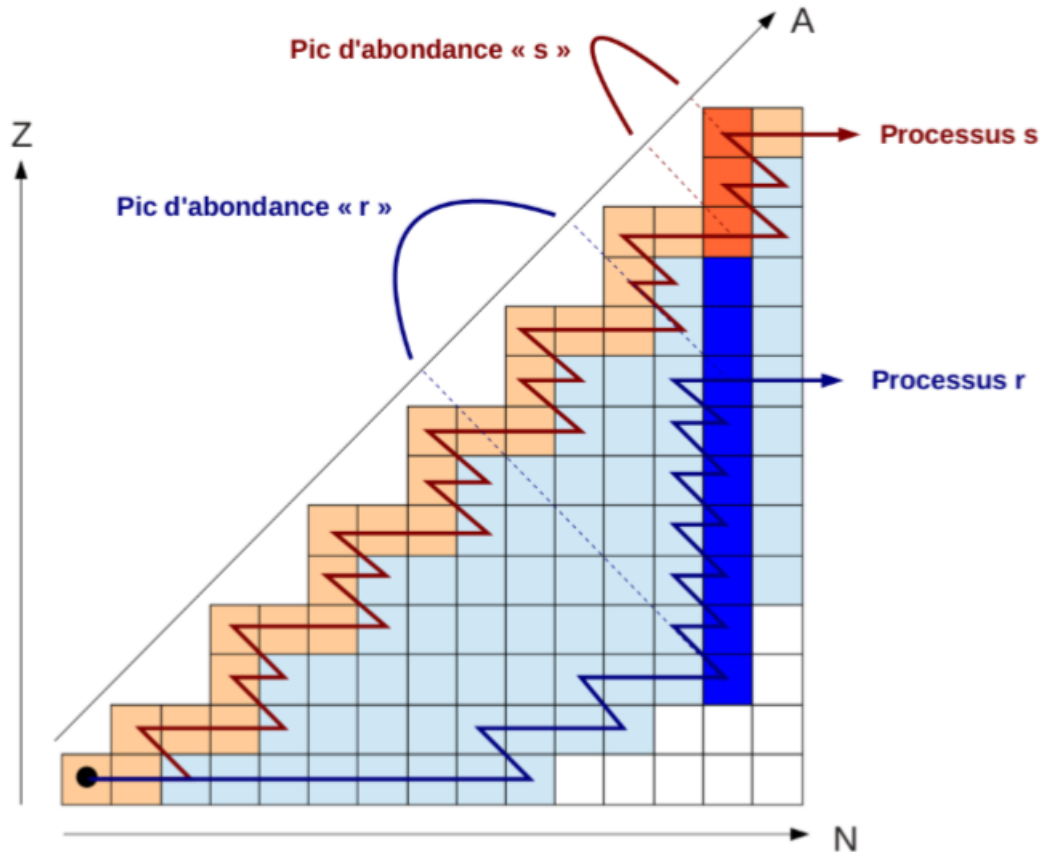


FIGURE 1.2 – Représentation schématique des processus s et r (cours Camille Ducoin)

Les modèles actuels de nucléosynthèse au-delà du fer ne parviennent que partiellement à expliquer les abondances qui en découlent. Ils dépendent en effet de nombreux paramètres astrophysiques et nucléaires. Pour mieux comprendre ces processus, il est nécessaire de se baser sur une connaissance précise des réactions impliquées.

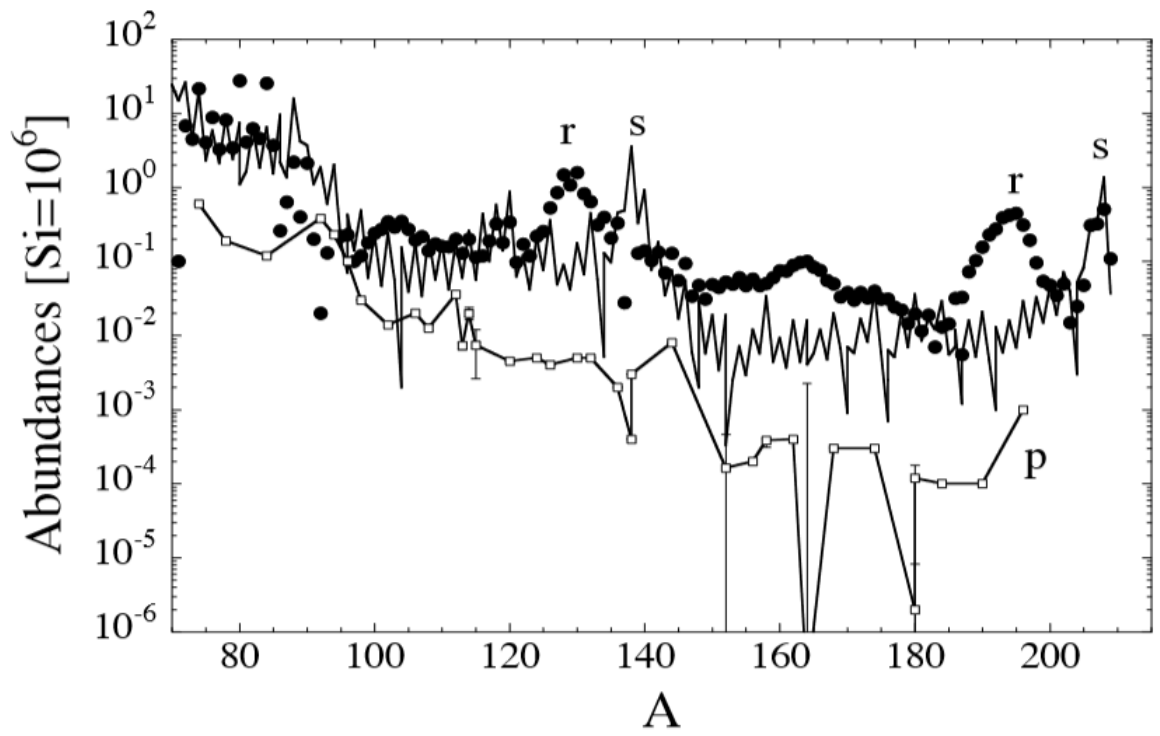


FIGURE 1.3 – Abondances relatives des noyaux produits par processus s , r et p [3]

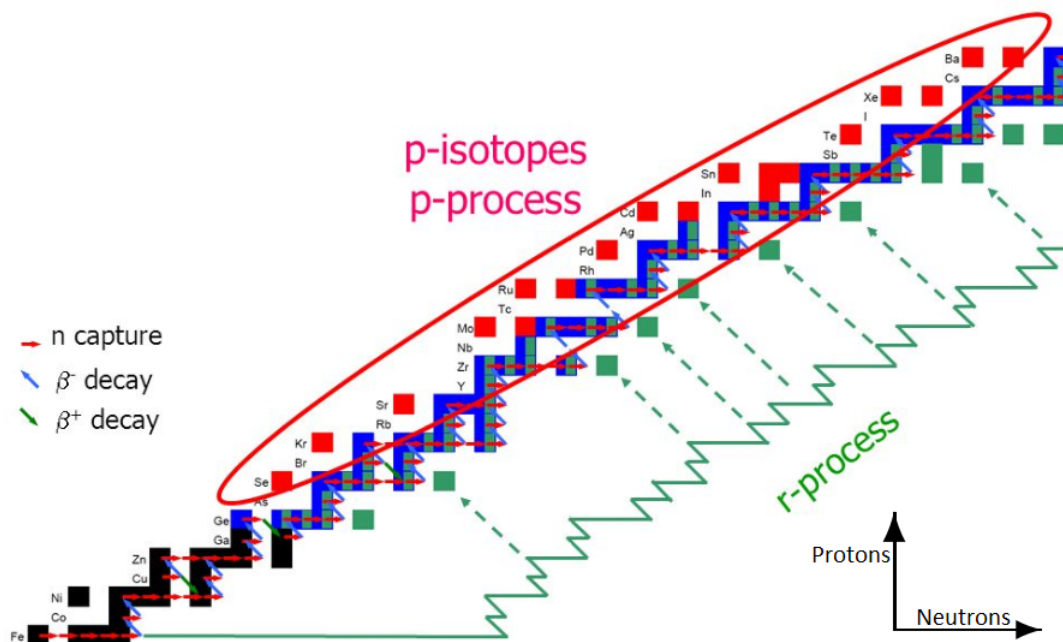


FIGURE 1.4 – Carte des noyaux partielle illustrant où sont situés les noyaux p : chaque case représente un noyau stable, les cases rouges représentent les noyaux p .

1.2 Le processus p

1.2.1 Les scénarios astrophysiques

Les noyaux p peuvent être synthétisés à partir de noyaux riches en neutrons générés par les processus s et r qu'on appelle les noyaux souches. Principalement deux types de réactions sont envisagées : les captures de protons et les photodésintégrations. Dans les deux cas, des températures élevées sont nécessaires ($> 2.10^9$ K) pour que ces types de réactions puissent avoir lieu, ce qui implique des événements explosifs.

Il existe différents sites astraux où ces mécanismes peuvent avoir lieu, influencés par différents paramètres astrophysiques : l'abondance des noyaux souches issus du processus s , la densité, la température (typiquement entre $1,5.10^9$ et $3,5.10^9$ K) atteinte lors de l'évènement astrophysique, le temps pendant lequel cette température est atteinte (typiquement entre 1,5 et 3,5 s) sont les paramètres qui favorisent ou non la formation des différents noyaux p .

Le type d'évènement actuellement le plus favorisé, dont la contribution serait la plus importante pour produire ces noyaux p , est leur formation lors de supernovæ de type II : les noyaux souches produits par processus s pendant la phase AGB (= *Asymptotic Giant Branch*, étoile géante rouge en phase de combustion de l'hélium) de l'étoile subissent lors de son effondrement le front de l'onde choc qui cause un rapide accroissement de la température et de la densité dans les différentes couches de l'étoile pré-supernova. Les conditions favorables pour le processus p sont remplies dans les couches O/Ne . L'intense flux de photons associé induit une gamme de photo-désintégrations permettant le décalage de la distribution isotopique des noyaux présents vers le coté riche en protons de la vallée de stabilité par des réactions (γ, n) , suivies d'autres réactions de photodésintégrations et de captures $((\gamma, p), (\gamma, \alpha), \beta^-$ et $(n, \gamma))$, comme l'illustre la figure 1.5.

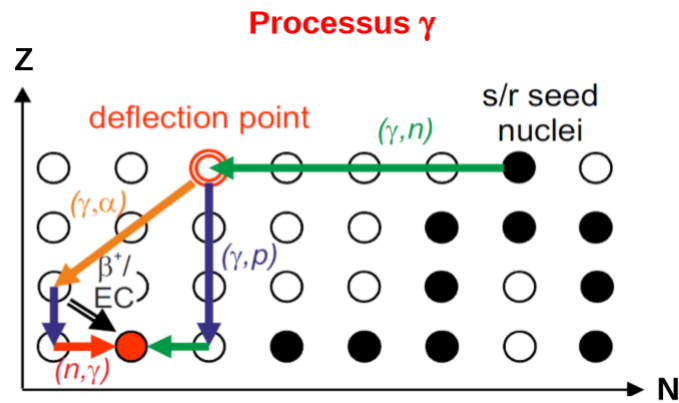


FIGURE 1.5 – Processus γ ^[6]

Ce seul scénario ne suffit pas à reproduire les abondances observées, les autres scénarios pour la formation de ces noyaux sont les supernovæ de type Ia, les sursauts-X (processus rp) et les vents de neutrinos (processus νp)^[6].

Il est probable que plusieurs scénarios soient impliqués dans l'abondance observée des noyaux p .

1.2.2 Le rôle de la physique nucléaire

Le processus p qui aboutit à la formation de ces noyaux implique plus de 1800 noyaux dans une région de masse $12 \leq A \leq 210$ et un réseau d'environ 20000 réactions^[4]. Pour parvenir à cette création de noyaux p ,

plusieurs séquences de réactions sont impliquées, essentiellement de photo-désintégrations (γ, n) , (γ, p) et (γ, α) mais aussi de captures (p, γ) (n, γ) et (α, γ) .

Une des difficultés pour modéliser le processus p est le très grand nombre de réactions et le peu de données expérimentales les accompagnant. En effet, certaines réactions entrant en compte dans la formation des noyaux p sont inaccessibles expérimentalement car elles mettent en jeu des noyaux trop exotiques ou ont de trop faibles sections efficaces de production liées aux faibles énergies de collisions (le plus proche possible des conditions astrophysiques), très inférieures à la barrière coulombienne.

Des calculs sont donc nécessaires pour parvenir aux abondances. Le modèle utilisé est une approche statistique de Hauser-Feshbach qui décrit la probabilité de décroissance d'un noyau composé en fonction de coefficients de transmission. Dans le cadre de ce modèle, une section efficace est donnée par la formule de Hauser-Feshbach :

$$\sigma_{\alpha\beta} = \pi\lambda_{\alpha}^2 \frac{1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{J^{\pi}} (2J+1) \frac{T_{\alpha}^{J^{\pi}} T_{\beta}^{J^{\pi}}}{\sum_{\alpha'} T_{\alpha'}^{J^{\pi}}}$$

où α et β sont respectivement les canaux d'entrée et de sortie, I , i et J sont respectivement les spins du noyau cible, du projectile et des noyaux composés, π la parité et T les coefficients de transmission. Ces calculs dépendent de plusieurs propriétés nucléaires : plus on les connaît précisément, plus les prédictions seront justes.

Les coefficients de transmission dépendent de trois types de paramètres nucléaires : NLD(=*Nuclear Level Densities*), OMP(=*Optical Model Potentials*), GS(=*Gamma Strength*), qui doivent être modélisés à partir de données expérimentales.

Les densités de niveaux d'énergie (NLD), propres à chaque noyau, sont les nombres de niveaux par unité d'énergie à une certaine énergie d'excitation. Elles correspondent, pour une énergie comprise entre E et $E + dE$, au nombre de façons dont les nucléons d'un noyau peuvent s'agencer. Les NLD augmentent rapidement avec l'énergie.

Le modèle optique est un modèle de réaction nucléaire assimilant les noyaux à des sphères semi-transparentes dont les potentiels optiques (OMP), proportionnels au potentiel de Woods-Saxon, ont des parties imaginaires qui modélisent l'absorption. Les modèles optiques d'absorption noyau- α et noyau-nucléon sont entre autres des paramètres clés dans les calculs d'abon-

dance, ils sont parfois mal connus aux énergies très inférieures à barrière coulombienne où l'on dispose de peu de données expérimentales.

A des énergies où les niveaux sont indiscernables (continuum ou quasi-continuum), les *γ -ray strength functions* (GS) décrivent le comportement moyen des noyaux en termes de décroissance γ . Elles sont définies comme les largeurs partielles de résonances moyennes par intervalle d'énergie moyen entre résonances. Ce sont les composantes E1, E2 et M1 du développement multipolaire que l'on définit dans la partie 3.1 qui y contribuent la plus.

D'autres propriétés nucléaires sont importantes pour la modélisation du processus, telles que les masses nucléaires, les rayons de charges, les spins, les modes de désintégrations et les structures (halos et clustering) qui sont d'autant plus mal connues que l'on s'éloigne de la région de stabilité des noyaux.

Afin de contraindre les modèles théoriques, il est indispensable de réaliser des mesures expérimentales à des énergies suffisamment basses pour reproduire les conditions astrophysiques. De telles mesures de sections efficaces très faibles constituent un important défi expérimental.

Chapitre 2

Approche expérimentale envisagée

2.1 Sections efficaces de captures proton et α

La modélisation du processus γ (scénario dominant) nécessite de connaître des sections efficaces de photo-désintégrations. Cependant, bien que des mesures de réactions de photo-désintégrations soient possibles, il est parfois plus avantageux expérimentalement de mesurer les réactions inverses, c'est à dire des réactions de captures de neutrons, protons et α .

Le projet du groupe est de mesurer des sections efficaces de capture p ou α , à des énergies très inférieures à la barrière coulombienne, typiques des conditions astrophysiques. Pour cela, des faisceaux très intenses de p et α doivent être employés, de façon à atteindre des sections efficaces très faibles. Le projet consiste à utiliser le faisceau du dispositif NFS (*Neutrons For Science*) qui comportera des faisceaux de protons et α de haute intensité (jusqu'à $50\mu\text{A}$) et ayant une énergie entre 1 et 40 MeV.

La mesure de ces sections efficaces de réactions permettra d'améliorer les modèles théoriques de nucléosynthèse par processus p afin de rapprocher ces derniers des mesures d'abondances isotopiques décrites plus haut. Plusieurs réactions pourraient être étudiées, dont certaines auraient un impact plus important sur les calculs d'abondance. Ces réactions cruciales restent à sélectionner mais de nombreuses études préparatoires peuvent être réalisées pour établir un dispositif expérimental.

2.2 Méthodes de mesure "in-beam"

Il existe deux types de méthodes pour mesurer les sections efficaces de captures : par activation et sous faisceau (in-beam).

La méthode par activation mesure l'activité des décroissances γ de la cible après son bombardement ce qui permet de comptabiliser le nombre de noyaux produits et d'en déduire la section efficace. Cette méthode est limitée à des réactions dont le produit est radioactif avec une demi-vie relativement courte. Pour les cas de produits stables ou à vie longue, on doit utiliser une méthode "in-beam" pour pouvoir réaliser les mesures dans un temps raisonnable.

La méthode in-beam mesure le rayonnement γ produit lors des réactions, au moment même où la cible est exposée au faisceau de bombardement (qui peut lui-même être radioactif). Pour mesurer les sections efficaces de réactions, on compte les noyaux produits en identifiant les rayonnements γ issus de leur désexcitation. Dans ces conditions, deux techniques peuvent être employées : la distribution angulaire et le γ -summing.

2.2.1 Méthode in-beam par mesure de distribution angulaire

La méthode de la distribution angulaire repose sur l'observation, sous plusieurs angles d'émission, des transitions alimentant l'état fondamental. En ajustant les mesures avec des polynômes de Legendre, on remonte à la quantité totale de rayonnement émis. Cette méthode bénéficie d'une bonne résolution mais a un coût important en termes de temps de mesure. Elle est présentée dans la référence [2], où elle est employée pour l'étude de la réaction $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$.

2.2.2 Méthode in-beam par mesure du pic somme

La technique du γ -summing consiste, à l'aide d'un détecteur couvrant un angle solide le plus grand possible, en l'absorption totale des γ issus des réactions de façon à obtenir un pic somme dont l'intensité donne le nombre de réactions qui ont lieu. L'énergie de ce pic somme correspond à l'énergie d'excitation du noyau composé, qui peut se désexciter par différentes cascades d'émission γ comme l'illustre la figure 2.1. La figure 2.2(b) montre un spectre typique de γ -summing.

Afin de mesurer une section efficace à l'aide du γ -summing, il est nécessaire de connaître l'efficacité de détection dans le pic somme. Celle-ci dépend des différentes possibilités d'échappement du rayonnement, donc de la multiplicité associée aux cascades de désexcitation.

Le nombre de photons constituant une cascade de désexcitation, qui permet à un noyau de rejoindre son état fondamental, est la multiplicité du rayonnement : elle varie selon les différentes voies de désexcitations ouvertes pour chaque noyau formé. La distribution des multiplicités peut aussi s'avérer large si le noyau passe par un continuum d'états.

La méthode de γ -summing est notamment exposée dans [1], où elle est employée pour mesurer par exemple la section efficace de la réaction $^{103}\text{Rh}(p, \gamma)^{104}\text{Pd}$.

Habituellement c'est un bloc scintillateur de NaI qui est utilisé comme détecteur. Si plusieurs photons sont émis et interagissent avec le détecteur, ils le font sur des temps caractéristiques trop faibles par rapport aux constantes caractéristiques du matériau scintillant pour pouvoir être distingués : on perd alors toute mesure de la multiplicité. Cependant ici, comme nous allons le voir, on envisage l'utilisation du détecteur PARIS dont la segmentation permettrait aussi la reconstruction de la multiplicité des rayonnements émis.

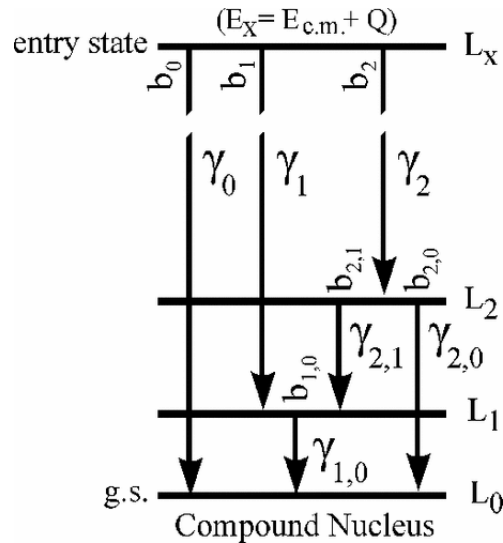


FIGURE 2.1 – Schéma de niveaux illustrant la variété des chemins de désexcitation γ possibles d'un état excité vers le niveau fondamental du noyau [1].

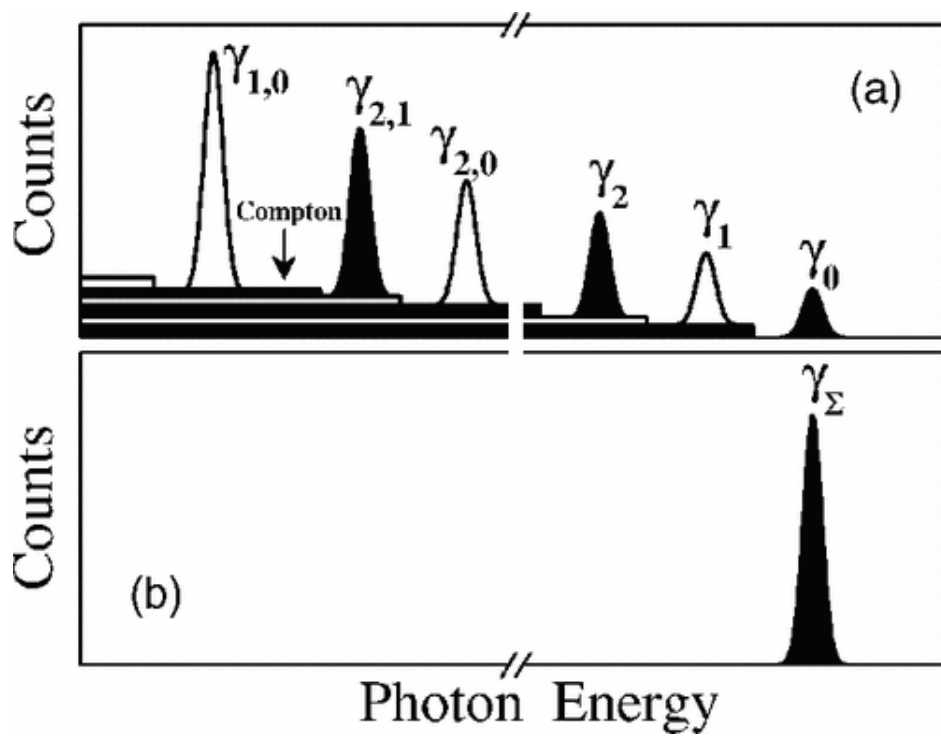


FIGURE 2.2 – A partir du schéma de niveau 2.1, figure montrant : (a) le spectre obtenu pour la détection de chaque rayonnement individuel. (b) le spectre obtenu en sommant les rayonnements de la cascade complète de désexcitation ^[1].

Chapitre 3

La mesure des rayonnements γ

3.1 Les sources d'émissions γ

Une distribution de charge associée aux nucléons d'un noyau peut être décrite par un développement multipolaire qui est un développement en série d'un potentiel électrique. Les mouvements des nucléons dans un noyau engendrent une distribution magnétique orbitale (à ajouter à un magnétisme intrinsèque de spin) qui peut également être décrite par un développement en multipôles.

Ces développements convergent rapidement lorsque le potentiel est observé loin de l'origine. On peut donc en bonne approximation considérer seulement les termes d'ordres les plus bas dont les coefficients, les moments multipolaires électriques et magnétiques, dépendent des densités de charges et de courants du noyau. On peut noter que la mesure de tels moments permet bien souvent d'obtenir des renseignements sur la forme d'un noyau.

La transition entre deux états d'un noyau s'accompagne de l'émission d'un photon dont l'onde associée reflète le réarrangement électromagnétique du noyau. Ces transitions respectent notamment des règles de sélection imposées par la conservation de la parité et du moment angulaire. Lorsqu'un noyau se désexcite, la puissance rayonnée dépend de l'angle entre la direction d'émission et l'axe de symétrie de l'émetteur. Dans une réaction faisceau-cible, les noyaux produits ont en moyenne un moment angulaire orienté perpendiculairement au faisceau, il en résulte que la distribution angulaire des émissions γ dépend de la multipolarité de chaque transition. Parmi les émissions γ les plus fréquemment observées se trouvent les transitions E1 (électrique dipolaire, multipolarité $\lambda=1$) et E2 (électrique quadrupolaire, $\lambda=2$). Leurs distributions angulaires sont données typiquement par la formule :

$$W(\theta) = A_0[1 + Q_2(A_2/A_0)P_2(\cos\theta) + Q_4(A_4/A_0)P_4(\cos\theta)] \quad (3.1)$$

où P_0 , P_2 et P_4 sont les polynômes de Legendre :

$$P_0(x) = 1 \quad ; \quad P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1) \quad \text{et} \quad P_4(x) = \frac{1}{8}(35x^4 - 30x^2 + 3)$$

Les coefficients du développement de 3.1 dépendent de la multipolarité du rayonnement émis. Typiquement, $A_4/A_0 \approx 0$, $A_2/A_0 \approx -0,3$ si $\lambda = 1$ (émission dipolaire) ou $A_2/A_0 \approx 0,3$ si $\lambda = 2$ (émission quadrupolaire). Les coefficients Q_k quant à eux sont des coefficients d'atténuation prenant en compte la taille finie du détecteur^[7].

Un cas réel est illustré par la figure 3.2.

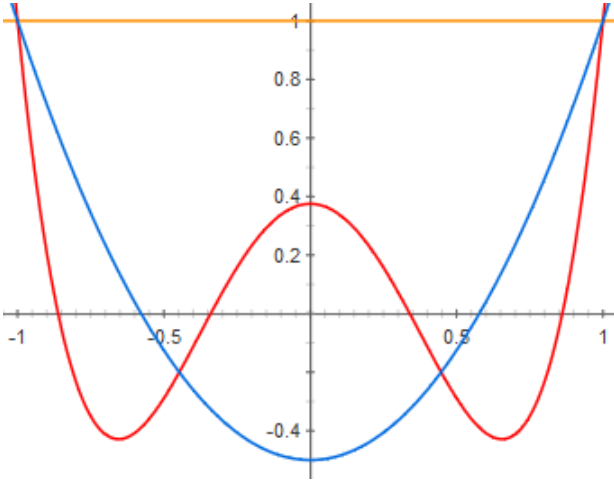


FIGURE 3.1 – Polynômes de Legendre P_0 , P_2 et P_4

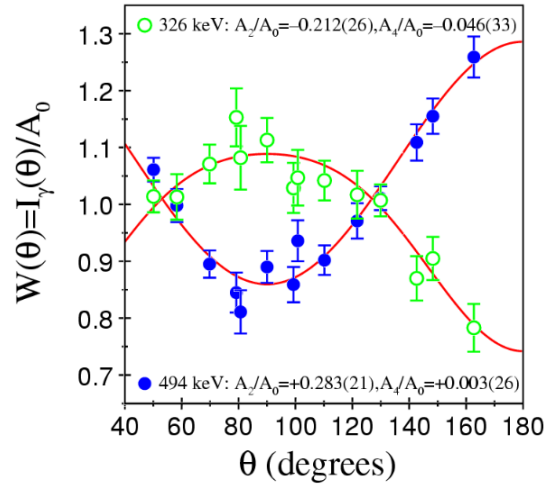


FIGURE 3.2 – Les données expérimentales sont comparées à un ajustement de la formule 3.1. Les valeurs obtenues pour A_2/A_0 et A_4/A_0 sont données pour la transition dipolaire (326 keV) et quadrupolaire (494 keV).^[7]

3.2 L'interaction γ -matière

Lorsqu'un photon interagit dans un détecteur, trois phénomènes dont la probabilité dépend de l'énergie du photon et du matériau traversé peuvent se produire. Chacun de ces trois phénomènes entraîne un signal spécifique.

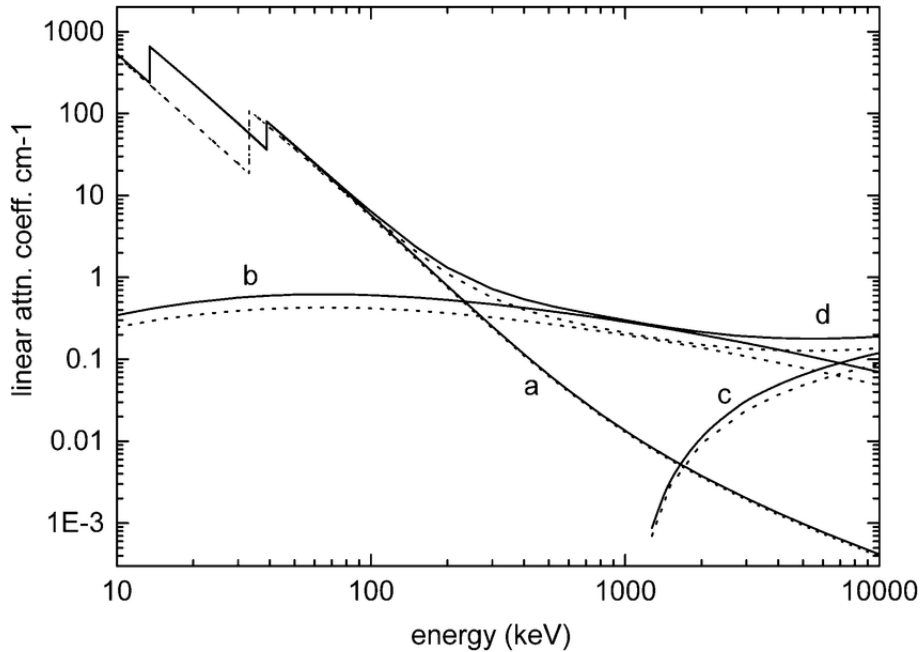


FIGURE 3.3 – Coefficients d’atténuation linéaire pour le $LaBr_3$ (ligne continue) et le NaI (pointillée) (a : effet photo-électrique, b : diffusion Compton, c : création de paire, d : total) [5]

Les valeurs des coupures que nous citons par la suite font référence à la figure 3.2 pour le $LaBr_3$ et le NaI , l’ordre des trois phénomènes est le même pour tous les matériaux.

Pour des photons ayant un énergie $\leq 0,2$ MeV, c’est l’effet photo-électrique qui est dominant. Le photon est complètement absorbé par le cortège électronique d’un atome, réarrangeant celui-ci et entraînant l’éjection d’un électron si l’énergie du photon incident est supérieure à l’énergie de première ionisation de l’atome.

Lorsque l’énergie du photon incident est comprise entre 0,2 MeV et 10 MeV, l’effet le plus probable est la diffusion Compton. Le photon subit une suite de collisions inélastiques avec des électrons lors desquelles il dépose à chaque diffusion une partie de son énergie jusqu’à ce qu’il s’échappe du matériau ou soit finalement absorbé par effet photo-électrique.

Dans le dernier régime, pour une énergie supérieure à 10 MeV, et ce dès l’énergie seuil $2 \times 0,511$ MeV, un photon se désintègre en une paire électron-

positron. Le positron thermalisé s'annihile avec un électron du milieu en deux photons susceptibles d'interagir à leur tour des deux façons décrites ci-dessus (effet photo-électrique et diffusion Compton).

A part pour l'effet photo-électrique, l'absorption totale de photon incident requiert un volume de détecteur fini. On comprend facilement qu'en fonction du détecteur, une partie de l'énergie peut s'échapper ce qui aura des conséquences sur l'efficacité de détection et sur la multiplicité apparente comme nous le verrons par la suite.

3.3 Le détecteur PARIS

Le détecteur PARIS (*Photon Array for studies with Radioactive Ion and Stable beam*) est un calorimètre γ qui a été développé spécialement pour répondre aux contraintes liées à la mise en œuvre d'un nouveau dispositif de production de faisceaux d'ions exotiques, le projet SPIRAL 2 au GANIL à Caen.

La particularité innovante de PARIS est d'être en partie composé de $LaBr_3$, qui présente une excellente résolution en énergie. Les cristaux de $LaBr_3$ ne peuvent pour l'instant être fabriqués que sous forme cubique et ils sont de plus extrêmement chers. Pour tirer un meilleur avantage des performances de $LaBr_3$ et garder un prix raisonnable, un compromis a été fait en associant au $LaBr_3$ des cristaux de NaI bien moins chers et pouvant donc occuper plus d'espace.

Dans le contexte astronucléaire qui nous intéresse, il peut être utilisé comme calorimètre afin de mettre en œuvre la méthode de γ -summing pour la mesure de sections efficaces de captures.

3.3.1 Fonctionnement d'un scintillateur

Lorsqu'un γ pénètre dans un cristal tel que le $LaBr_3$ ou le NaI , les molécules de ces matériaux sont excitées selon les interactions décrites plus haut. Leurs électrons passent de la bande de valence à la bande de conduction laissant derrière eux des trous et libérant éventuellement d'autres électrons par collision. Les électrons excités rejoignent ensuite la bande de valence en émettant des photons optiques dits de scintillation grâce à l'ajout d'impuretés au matériau scintillant. Ces photons sont ensuite conduits par le matériau réflecteur jusqu'aux photo-multiplicateurs où ils sont convertis en signal électrique. La quantité de lumière de scintillation produite est proportionnelle à

l'énergie déposée par la particule ayant interagi, la lecture du signal permet donc de mesurer l'énergie de la particule incidente.

3.3.2 Caractéristiques de PARIS

L'élément de base du détecteur PARIS est un phoswich qui est composé d'un bloc cubique de $LaBr_3$ ($2 \times 2 \times 2$) suivi d'un bloc de NaI ($2 \times 2 \times 6$) (les dimensions sont données en pouces), le tout tapissé d'un matériau réflecteur. Un photo-multiplicateur se trouve à l'extrémité de chaque phoswich pour convertir les photons de scintillations en signal électrique. La résolution des cristaux de $LaBr_3$ est d'environ 3% pour une énergie de 662 keV, celle des cristaux de NaI est d'au mieux 8% pour la même énergie.

Comme tous les détecteurs, PARIS a une efficacité intrinsèque définie comme le nombre de particule détectées divisé par le nombre de particules entrantes. Mais on utilisera dans le reste du rapport l'efficacité absolue (ou photopeak) définie comme le rapport entre le nombre de particules détectées et le nombre de particules émises. Cette efficacité absolue dépend du nombre de phoswiches utilisés et de leur disposition.

Les phoswiches de PARIS peuvent être assemblés en clusters (3×3) ou en quads (2×2) comportant chacun respectivement 9 ou 4 phoswiches, Les phoswiches de chaque cluster sont imbriqués dans une armature en aluminium qui est la plus transparente possible aux rayons γ que l'on cherche à détecter.

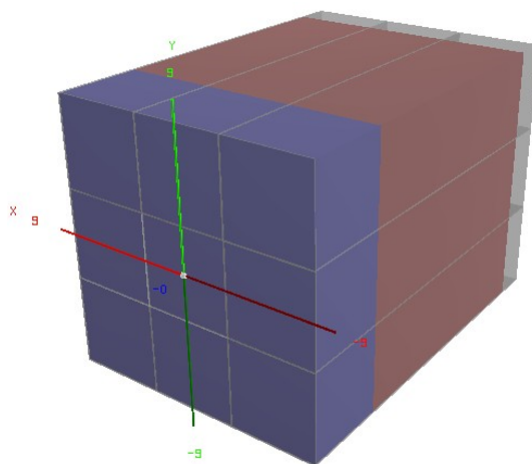


FIGURE 3.4 – Cluster *PARIS*

La segmentation du détecteur permet une meilleure mesure approchée de la multiplicité des cascades de décroissance γ même si en contrepartie elle présente davantage d'angles morts et diminue sensiblement l'efficacité de détection.

Le détecteur PARIS est modulable. Les clusters peuvent être agencés de différentes façons, le but étant souvent de chercher à couvrir un angle solide de 4π st. Dans le cadre de ce stage, différentes géométries ont été étudiées. Certaines précédemment construites [8] :

- $4\pi 6C$
- $4\pi Faisceau$
- $4C$
- $2C$

et d'autres que nous avons élaborées au cours de ce stage (notamment pour la partie 4.2 dans le but de recouvrir les angles morts des précédentes géométries) :

- $4\pi FaisceauR$
- $4\pi Faisceau36PW$
- $4\pi 6Q$
- $4\pi 6Q24pw$
- $4Q12pw$
- $4Q12pwR$

Ces géométries sont illustrées en annexes 5.1. Le nombre de phoswiches disponibles à court terme est limité par rapport au projet PARIS final. Certaines de ces géométries sont dès lors irréalisables pour la campagne expérimentale envisagée vers 2020. Elles servent cependant à définir des valeurs limites auxquelles on peut comparer les configurations plus accessibles.

3.3.3 Utilisation envisagée de PARIS pour la campagne NFS

L'utilisation de PARIS comme calorimètre pour le γ -summing peut présenter des avantages, la segmentation donnant une information sur la multiplicité des photons émis et donc sur l'efficacité de détection du pic somme. Lors de ce stage nous avons exploré cette possibilité grâce à des simulations étudiant le lien entre multiplicité émise et multiplicité apparente. Nous avons testé différents agencements des clusters en nous intéressant particulièrement aux effets d'angles morts et à l'impact d'une distribution angulaire non isotrope.

Chapitre 4

Travaux effectués

Au cours du stage nous avons effectué des simulations à l'aide de l'environnement SToGS (*Simulation Toolkit for Gamma-ray Spectroscopy*), développé dans le groupe dans lequel j'ai effectué mon stage, lui-même basé sur l'environnement GEANT4 développé par le CERN. Les résultats ont été analysés avec le logiciel d'analyse ROOT. Pour chaque jeu de simulation, il faut définir les caractéristiques de la source de rayonnement γ c'est à dire les énergies des rayonnements, la multiplicité et les angles d'émissions. Concernant ce dernier point, la distribution peut être isotrope ou anisotrope comme expliqué dans la partie 3.1.

4.1 Efficacité

C'est à partir du schéma de niveaux illustré sur la figure 4.1 que SToGS tire aléatoirement les valeurs de l'énergie pour les rayonnements γ simulés. La multiplicité des rayonnements est de 1 et le type d'émission (E1, E2) est également indiqué sur la figure 4.1. Dix mille rayonnements γ ont été simulés pour chaque géométrie utilisée pour produire la figure 4.2. Les différentes géométries sont illustrées en annexe 5.1.

Les figures 4.2 donnent pour les transitions du schéma de niveaux 4.1 les efficacités absolues de détection en fonction de l'énergie. La légende E1 et E2 isotrope signifie que l'on a forcé l'émission de ces transitions à être isotropes. On remarque que pour les géométries les moins couvrantes ((a) et (b)) les différences sont importantes pour les transitions E2 par rapport aux cas isotropes, ceci peut représenter une perte d'efficacité de l'ordre de 50%. Pour les transitions E1 la perte est moindre mais cependant non négligeable. Pour des configurations plus couvrantes, les différences pour les transitions E1 sont très faibles. Pour les transitions E2, la perte d'efficacité est limitée

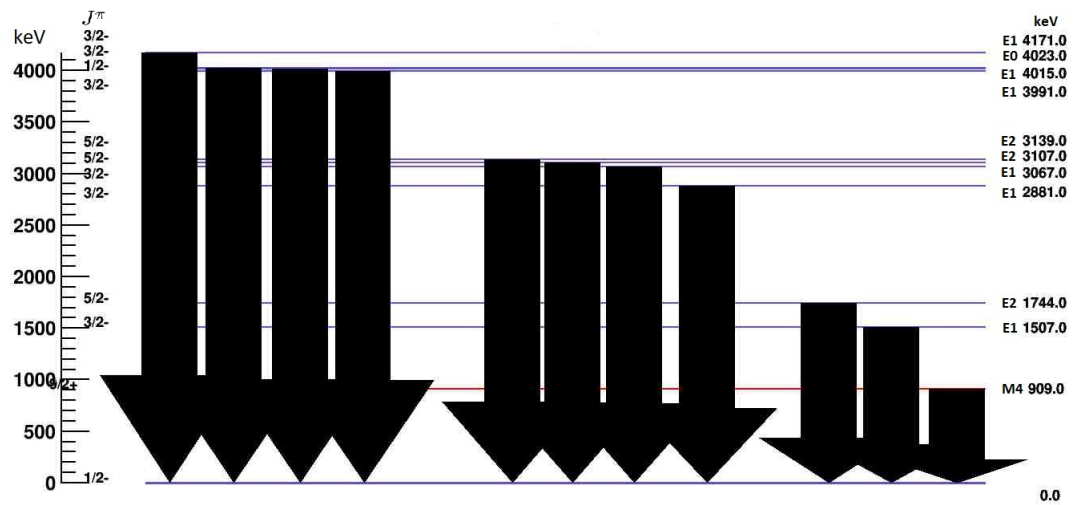


FIGURE 4.1 – Schéma de niveaux, le type et l'énergie de chaque transition sont indiqués à droite, le spin-parité du noyau est à gauche

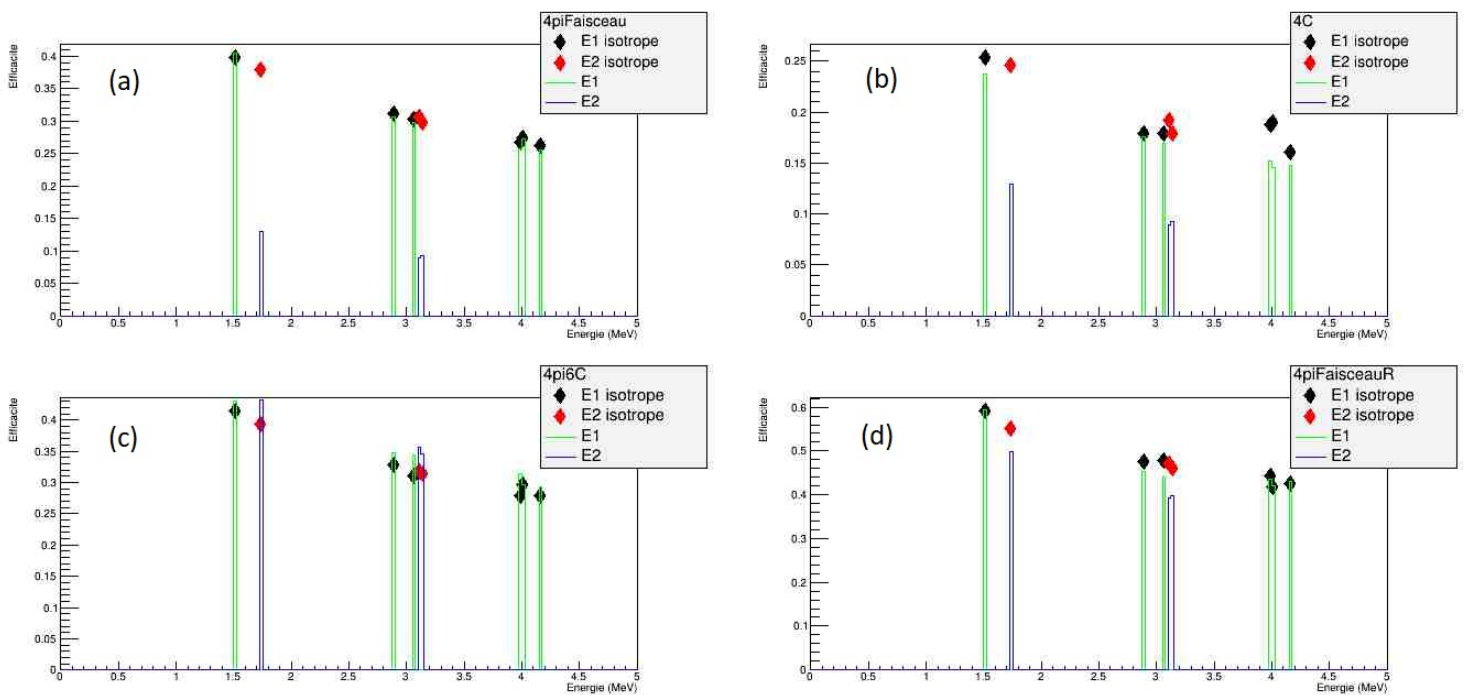


FIGURE 4.2 – Efficacités en fonction de l'énergie pour différentes géométries

de l'ordre de 10%. Ceci est probablement dû aux arêtes et au trou qui permet le passage du faisceau. On constate également que pour la géométrie $4\pi 6C$ l'efficacité dans les cas non isotropes est meilleure car les arêtes sont moins exposées. On rappelle que les émissions E1 sont piquées perpendiculairement à l'axe du faisceau alors que les émissions E2 sont piquées dans l'axe du faisceau.

4.2 Efficacité différentielle, dépendance en θ

Un million de rayonnements γ , isotropes, et ayant une distribution d'énergie uniforme de 0 à 15 MeV, ont été simulés pour tester chaque géométrie dans cette partie. Les figures 4.3 et 4.4 représentent les efficacités de détection photopeak (absorption complète du rayonnement γ incident) en fonction de θ , l'angle entre l'horizontale (axe du faisceau) et la direction d'émission du rayonnement γ .

Les figures 4.3 font apparaître plusieurs zones d'absorption nulle ou quasi-nulle. Les premières autour de 0 et π sont dues aux éléments de détection manquants permettant le passage du faisceau. Les autres autour de $\pi/4$ et $3\pi/4$ sont dues aux arêtes séparant les clusters : on peut voir que la perte d'efficacité n'est pas négligeable et qu'elle augmente en fonction de l'énergie du rayonnement incident.

Pour atténuer ces zones mortes, l'idée a été de placer aux arêtes quelques phoswiches afin de permettre une efficacité plus homogène. Les efficacités angulaires ainsi obtenues sont données figure 4.4. Qualitativement on note une bien meilleure homogénéité due à l'atténuation des effets d'arêtes grâce à des agencements plus compacts des parties constituées de LaBr3. Quantitativement, on peut donner pour trois énergies typiques, 100 keV, 2 MeV et 5 MeV les valeurs moyennes d'efficacité et la dispersion par rapport à cette moyenne.

Énergies	Valeur moyenne		Écart-type	
	4 π Faisceau	4 π FaisceauR	4 π Faisceau	4 π FaisceauR
100 keV	0.873751	0.9287	0.143187	0.0718805
2 MeV	0.400267	0.530115	0.193676	0.140752
5 MeV	0.306996	0.405597	0.177161	0.130109

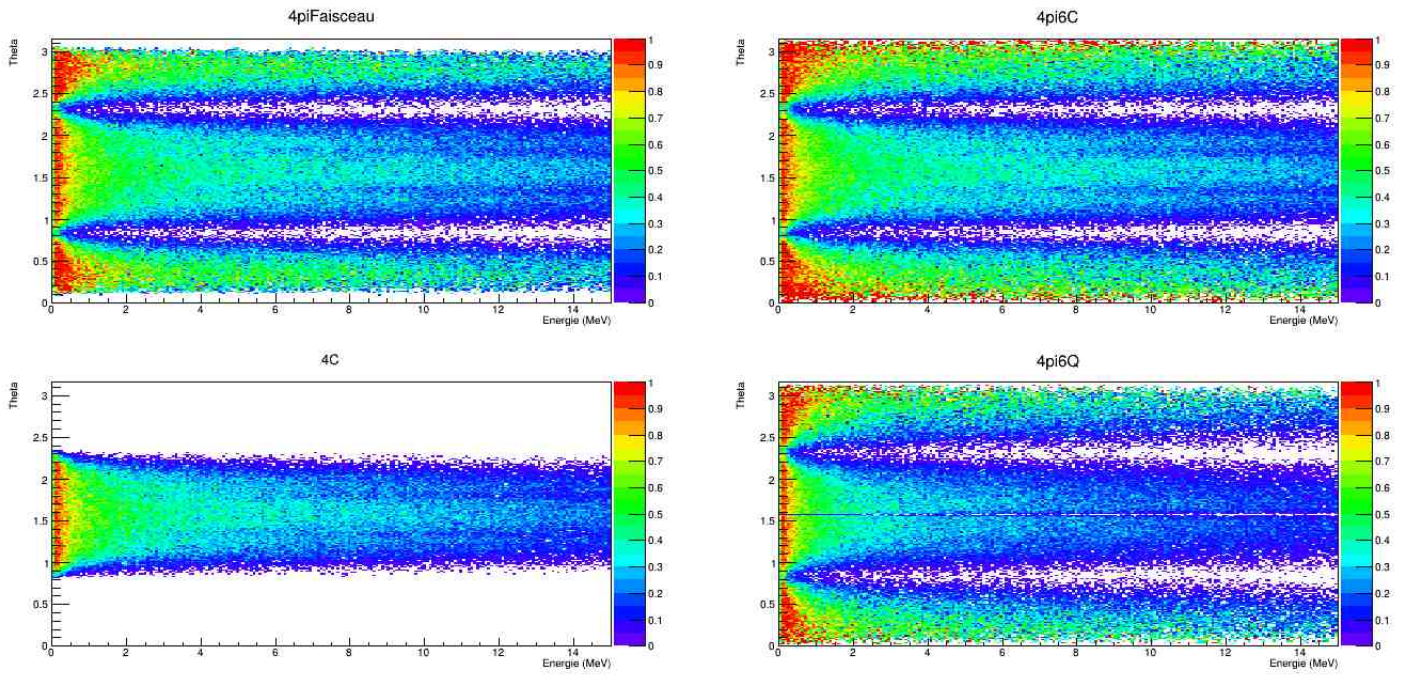


FIGURE 4.3 – Efficacité en fonction de l'énergie et de l'angle θ pour des géométries référencées en annexe 5.1 présentant des zones de non détection

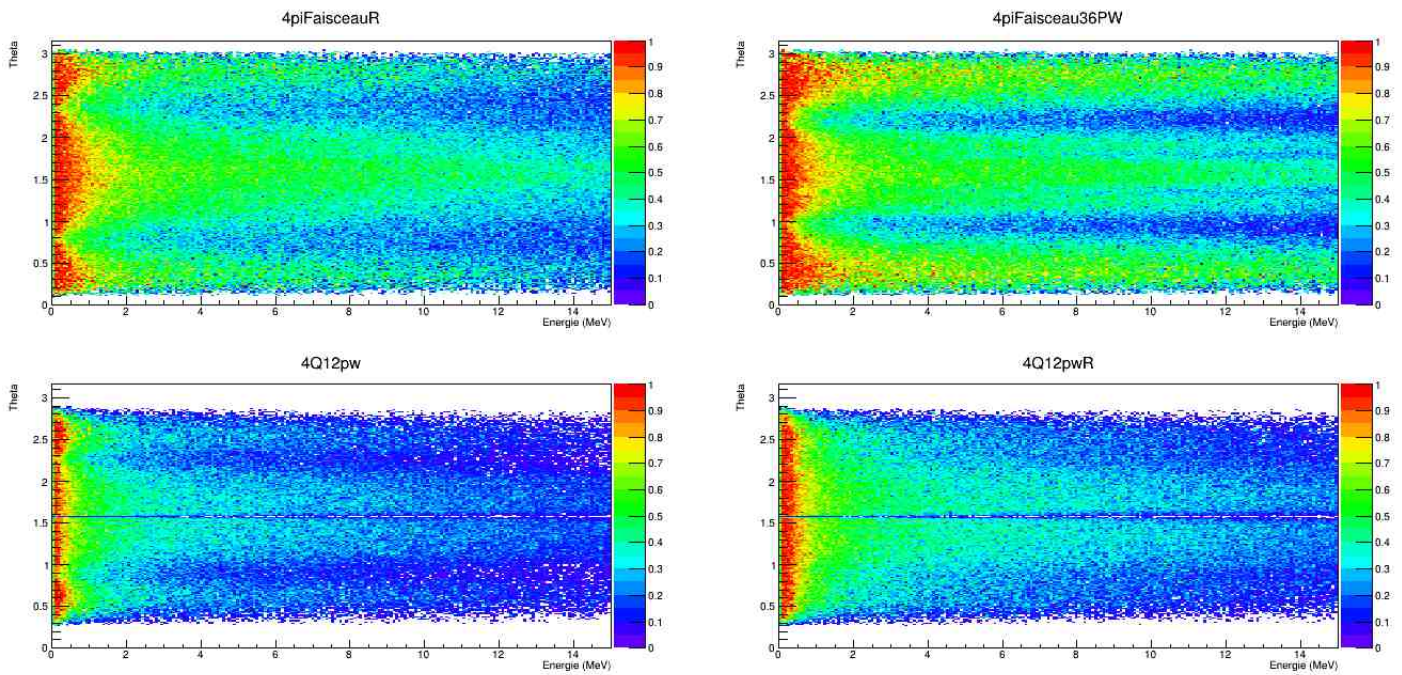


FIGURE 4.4 – Efficacité en fonction de l'énergie et de l'angle θ avec des géométries modifiées spécialement pour obtenir une efficacité plus homogène

4.3 Multiplicité apparente moyenne

Pour simuler différentes multiplicités, nous avons utilisé des schémas de niveaux que nous avons construits et dont les niveaux sont espacés de façon croissante. Deux exemples de schémas de niveaux pour des multiplicités de 5 et 10 sont donnés sur la figure 4.6. Ici aussi dix mille rayonnements γ simulés ont suffi pour obtenir les résultats suivants.

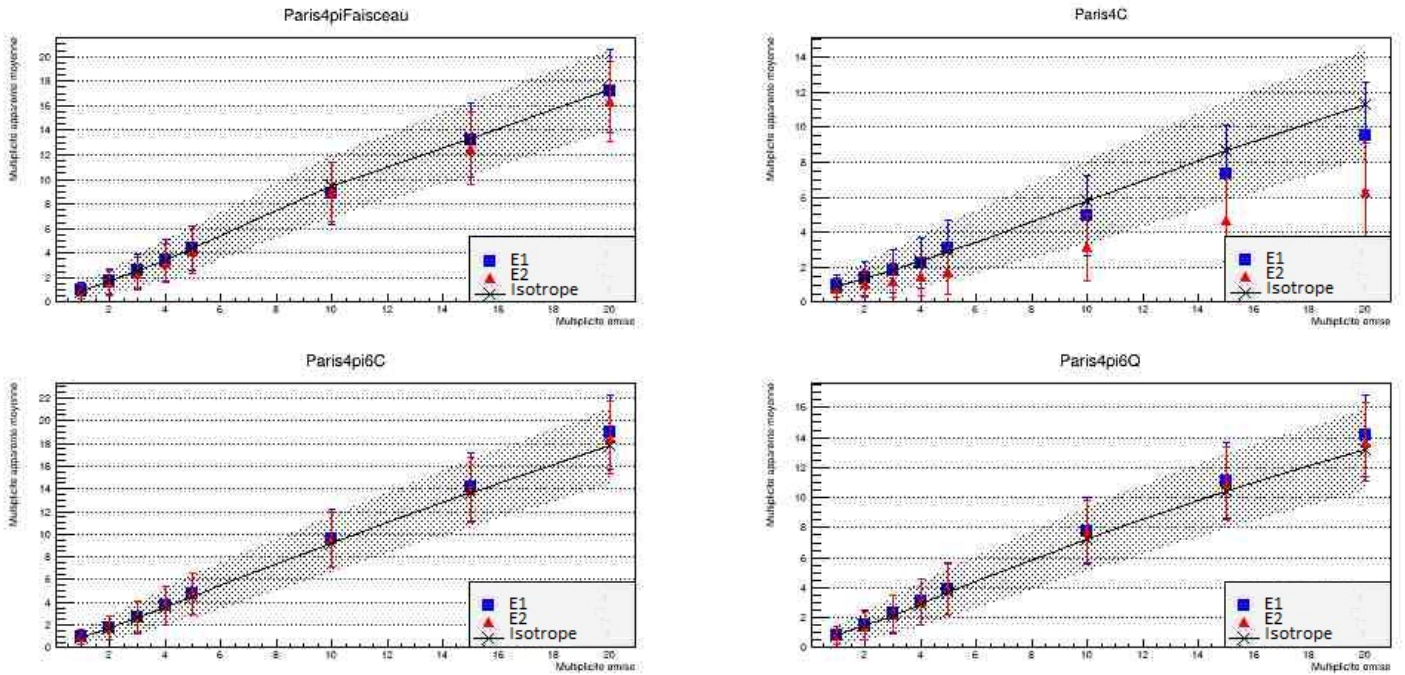


FIGURE 4.5 – Multiplicité apparente moyenne en fonction de la multiplicité émise pour différentes géométries

L’objectif de cette partie est d’estimer l’influence de l’anisotropie sur les multiplicités mesurées. Pour étudier cet aspect, nous avons représenté la multiplicité mesurée (c’est à dire le nombre de détecteurs touchés) en fonction de la multiplicité émise (figure 4.5). Le cas extrême est donné sur la figure 4.5(géométrie 4C).

Sur ces figures on voit qu’il y a peu de différences entre une distribution isotrope et une transition γ de multipolarité E1. Par contre pour des multipolarités E2 la différence s’intensifie ce qui est logique puisque les transitions E2 sont émises plus préférentiellement dans l’axe du faisceau qu’à 90° .

Pour des configurations plus couvrantes, l’effet devient faible, en deçà des barres d’erreurs. Ce résultat est particulièrement intéressant pour l’utilisation

de PARIS pour les mesures de sections efficaces proposées. En effet, il ne sera pas nécessaire de définir une fonction de réponse par type de transition γ et on pourra considérer que toutes les émissions sont isotropes.

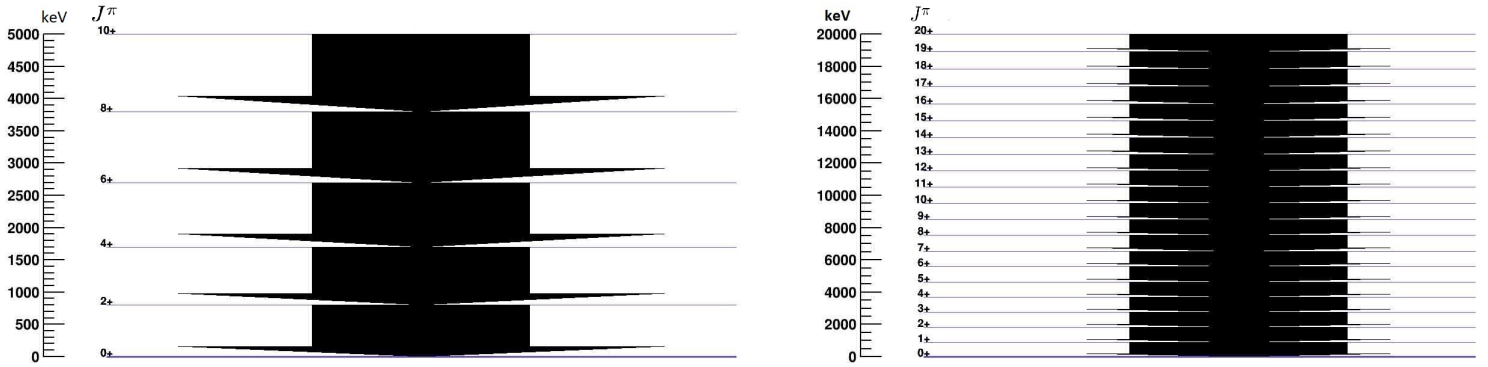


FIGURE 4.6 – Exemples de schémas de niveaux fabriqués et utilisés pour les parties 4.3 et 4.4, de multiplicité 5 à gauche et 10 à droite.

4.4 Énergie détectée en fonction de la multiplicité

En utilisant les mêmes schémas de niveaux que pour la partie précédente et toujours en simulant dix mille rayonnements γ par géométrie, nous avons cherché à représenter l'énergie absorbée par le détecteur en fonction de la multiplicité apparente moyenne : ceci représente la fonction de réponse que l'on attend expérimentalement du calorimètre. Pour chaque géométrie testée, on peut faire la différence sur la figure 4.7 entre la multiplicité émise et l'énergie détectée et la multiplicité apparente moyenne. Ici encore, pour les géométries couvrant un angle solide proche des 4π st, les différences entre types de transitions sont faibles, sauf pour la géométrie 4C pour les mêmes raisons que celles évoquées précédemment. Ces résultats sont à rapprocher de ceux des parties 4.1 et 4.3, ils confortent le fait que la réponse du détecteur sera similaire quelque soit l'anisotropie des rayonnements γ .

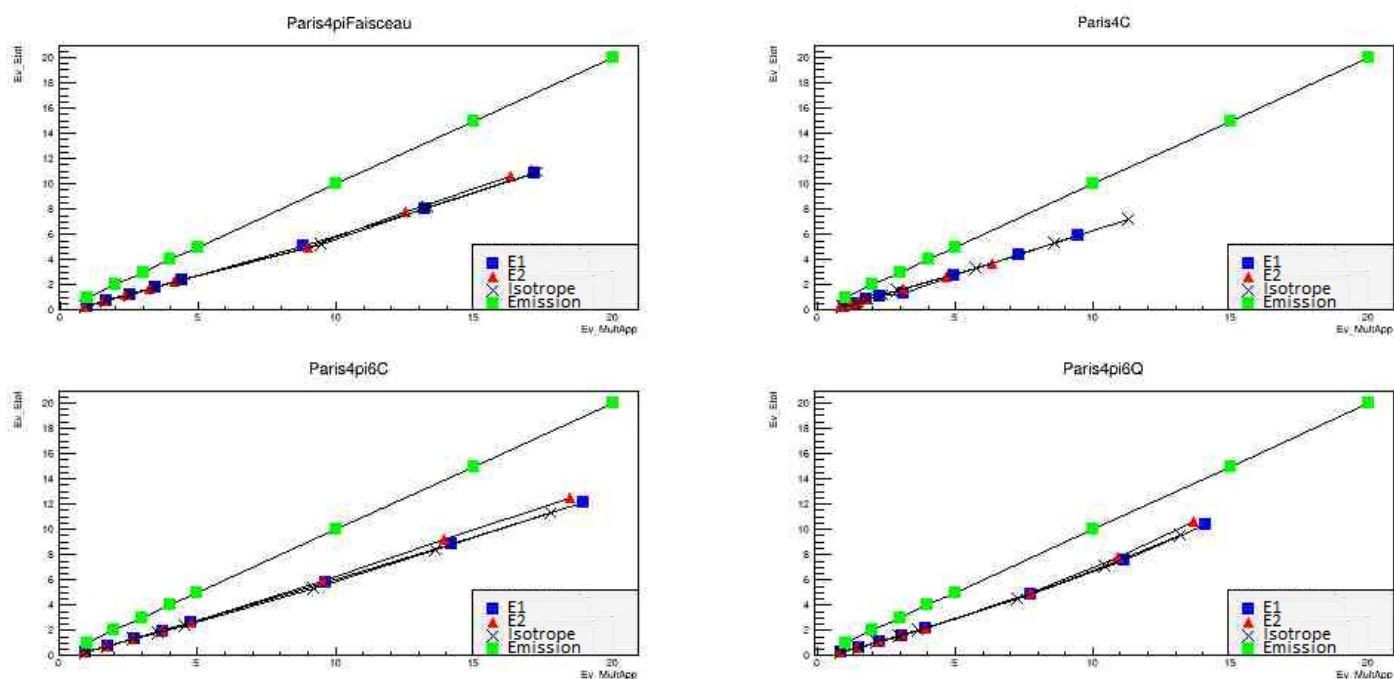


FIGURE 4.7 – Énergie détectée en fonction de la multiplicité apparente moyenne pour différentes géométries

Conclusions et perspectives

Ce stage est la poursuite des travaux menés par Vincent Lelasseux^[8] en 2017 avec comme objectif principal d'étudier l'impact de distributions angulaires anisotropes, ce qui n'avait pas été fait avant. Nous avons dans un premier temps cherché à nous appuyer sur les résultats précédents pour s'assurer de contrôler la chaîne de simulation. Nous avons ainsi utilisé comme source de rayonnement le schéma de niveaux utilisé dans l'étude précédente. La perte d'efficacité s'avère importante lorsque l'on considère des géométries peu couvrantes. Ceci nous a amené à étudier l'efficacité de détection angulaire et à proposer de nouvelles géométries plus performantes.

L'impact sur la fonction de réponse globale du calorimètre a été estimé. Pour une géométrie très couvrante angulairement, nous avons vu que l'impact de l'anisotropie est relativement faible. L'utilisation de PARIS ne semble donc pas demander d'établir des fonctions de réponse individualisées en fonction de la multipolarité. Bien sûr, ces études préliminaires demanderont à être poursuivies : il faudra notamment comparer ces simulations à des données réelles. C'est le sens de la campagne de mesures qui est envisagée avant le programme expérimental au GANIL à l'horizon 2020.

Il devrait être alors possible d'utiliser ces faisceaux de très hautes intensités afin de mesurer précisément les sections efficaces les plus pertinentes pour maîtriser le processus p .

Ce stage m'a permis de me familiariser avec des outils généralement utilisés en physique nucléaire, notamment grâce à une introduction à la programmation en C++, aux simulations effectuées dans l'environnement SToGS et à leurs analyses avec le logiciel ROOT. Ce stage, dans son aspect bibliographique, m'a aussi permis de mieux comprendre tous les processus de nucléosynthèses qui aboutissent à la formation des éléments présents aujourd'hui dans notre système solaire et d'avoir une vision introductive sur la modélisation de ces processus.

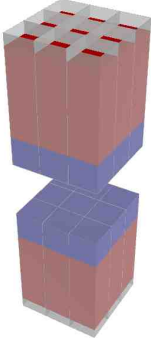
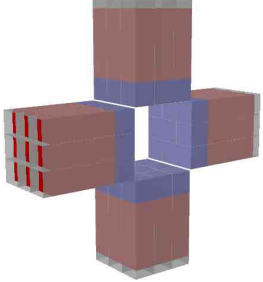
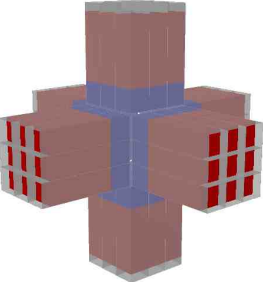
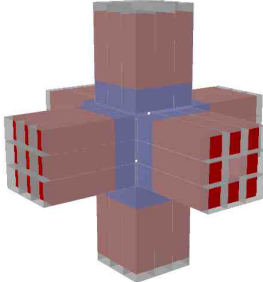
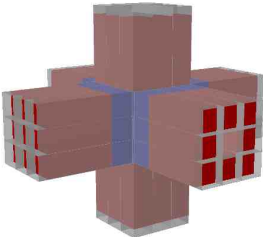
Remerciements

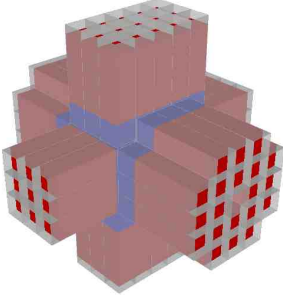
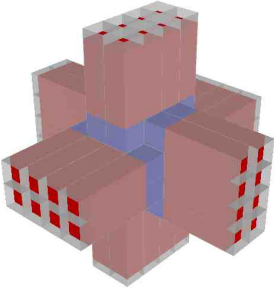
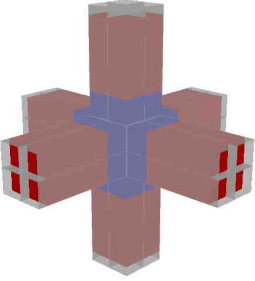
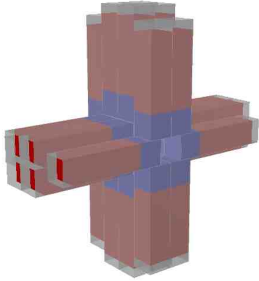
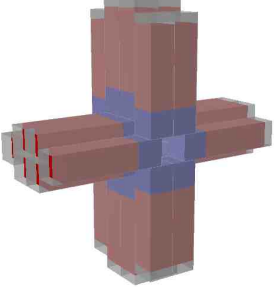
J'adresse de chaleureux remerciements à Olivier Stézowski et Camille Ducoin pour m'avoir pris en stage et pour leur soutien et leur aide très précieuse durant le stage. Je remercie aussi l'équipe Matière Nucléaire de l'IPNL pour son accueil, mes camarades du Master 2 de Physique Subatomique de Lyon 1 et Imad Laktineh.

Chapitre 5

Annexes

5.1 Géométries

Géométries détecteur PARIS	Paris 2C 	Paris 4C 
Paris 4π6C 	Paris 4πFaisceau 	Paris 4πFaisceauR 

<p>Géométries PARIS</p> <p>décteur</p>	<p>Paris4piFaisceau36PW</p> 	<p>Paris4pi6Q24pw</p> 
<p>Paris</p> <p>4π6Q</p> 	<p>Paris4Q12pw</p> 	<p>Paris4Q12pwR</p> 

Bibliographie

- [1] A. Spyrou, H.-W. Becker, A. Lagoyannis, S. Harissopulos, and C. Rolfs, Phys. Rev. C **76**, 015802 (2007)
- [2] S. Galanopoulos, P. Demetriou, M. Kokkoris, S. Harissopulos, R. Kunz, M. Fey, J. W. Hammer, G. Gyürky, Zs. Fülöp, E. Somorjai, and S. Goriely, Phys. Rev. C **67**, 015801 (2003)
- [3] M. Arnould, S. Goriely and K. Takashi, Phys. Rep. **450**, 97 (2007)
- [4] W. Rapp, J. Görres, M. Wiescher, H. Schatz and F. Käppeler, ApJ, 653 :474-489 (2006)
- [5] P. Dorenbos, J. T. M. de Haas, and C. W. E. van Eijk, IEEE Trans. Nuc. Sci., vol. 51, no. 3 (2004)
- [6] T. Rausher *Constraining the astrophysical origin of the p-nuclei through nuclear physics and meteoritic data* (2013)
- [7] E.S. Paul *Nuclear Structure from Gamma-Ray Spectroscopy*
- [8] Rapport de stage de Vincent LELASSEUX *Préparation d'expériences pour l'étude de la nucléosynthèse par processus p*
- [9] Luc Valentin *Noyaux et Particules Modèles et Symétries*
- [10] Morinaga Yamazaki *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*