



HAL
open science

Etude de la fragmentation du ^{12}C sur cible mince à 95 MeV/A pour la hadronthérapie

J. Dudouet

► **To cite this version:**

J. Dudouet. Etude de la fragmentation du ^{12}C sur cible mince à 95 MeV/A pour la hadronthérapie. Physique Médicale [physics.med-ph]. Université de Caen, 2014. Français. NNT: . tel-01069644

HAL Id: tel-01069644

<https://theses.hal.science/tel-01069644>

Submitted on 29 Sep 2014

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

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

Université de Caen Basse-Normandie

U.F.R. Sciences

École doctorale : SIMEM

Thèse de doctorat

Présentée et soutenue le 18 Septembre 2014

par

Monsieur Jérémie Dudouet

pour obtenir le

Doctorat de l'Université de Caen Basse-Normandie

Spécialité : Constituants Élémentaires et Physique Théorique

Étude de la fragmentation du ^{12}C sur cible mince à 95 MeV/A pour la hadronthérapie.

Directeur de thèse : Monsieur Daniel Cussol

Jury :

M. Ferid HADDAD, Professeur, Université de Nantes, France (Rapporteur).

M. Gérard MONTAROU, Directeur de recherches CNRS, LPC Clermont-Ferrand, France (Rapporteur).

Mme Diane DORÉ, Ingénieure-Chercheuse CEA, Saclay, France.

M. Marc LABALME, Maître de conférence, ENSI Caen, France.

Mme Christelle ROY, Directrice de Recherches CNRS, IPHC, Strasbourg, France.

M. Daniel CUSSOL, Directeur de recherches CNRS, LPC Caen, France (Directeur de thèse).

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu Dominique Durand, le directeur du LPC Caen pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je souhaite également remercier Ferid Haddad et Gérard Montarou pour avoir accepté d'être mes rapporteurs ainsi que les membres du jury, Diane Doré et Christelle Roy pour avoir pris le temps d'étudier et d'évaluer mon travail. Je tiens particulièrement à remercier Giuseppe Battistoni qui n'a malheureusement pas pu être présent parmi les membres du jury lors de la soutenance mais qui a tout de même pris la peine d'étudier mon travail et de me fournir un rapport de ses appréciations.

Un grand merci à Daniel Cussol et Marc Labalme pour m'avoir accueilli et encadré au cours de ces trois années au sein du groupe Applications Médicales. C'est en grande partie grâce à vous que ces trois années furent si agréables. Ce fut un plaisir de reprendre l'escalade avec toi Marc, dommage que cette saison d'escalade ai dû être écourtée. Je suis sûr, vue la progression entamée, on aurait pu s'échauffer sur du 7A en fin d'année. Daniel, notre père Noël attitré, sacré ROOTard, merci pour m'avoir fait découvrir un certain nombre des secrets cachés de ROOT. Sache que je tiens de tout mon cœur à présenter mes excuses à la communauté des drosophiles pour les dommages subits.

J'ai déjà remercié Dominique Durand en tant que directeur, mais je voudrai également le remercier en tant que physicien pour avoir longuement travaillé avec moi au cours de cette thèse, et surtout au cours de cette dernière année. Sans toi, SLIPIE n'aurait jamais vu le jour. Merci également pour les soirées passées chez toi, que de bons souvenirs. Tu m'as fait découvrir une nouvelle sorte de démocratie, celle, où sans être candidat, on se retrouve élu à l'unanimité par toi même, ce qui m'a valu le droit d'être représentant des thésards au conseil du laboratoire et responsable du vidage du stock de bouteilles vides (bien que j'aurai préféré être responsable du vidage des bouteilles pleines).

J'en viens maintenant aux membres du groupe Appli : Daniel, Guillaume, Jean, Jean-Marc, Marc et Sam (par ordre alphabétique pour ne pas faire de jaloux). Merci à vous pour toutes ces discussions utiles (ou pas) et intéressantes (ou pas) mais toujours très divertissantes au cours des réunions de groupes organisées de manière si régulière (ou pas).

Je tiens à m'excuser auprès des personnes qui ont partagé mon bureau : Mathieu, Élodie, Yves et Thibaut, pour leur avoir fait subir mes délires de constructions improbables. Cela dit, qui ne rêverait pas d'avoir dans son bureau un panier de basket en canettes de soda et un pistolet en pince à linge géante tirant des flèches en pic à brochettes?! Merci au passage à tous les consommateurs de soda du laboratoire pour m'avoir permis de rassembler ces 180 canettes.

Merci à tout le personnel du LPC Caen pour leur bonne humeur et leur disponibilité avec une mention particulière à l'équipe des cuistots qui organise tous les ans le repas de Noël et le barbecue de juillet que je ne suis pas prêt d'oublier.

Je voudrai également remercier John Frankland. J'ai beau avoir passé mon temps à venir te parler de ce qui ne marche pas dans KaliVeda (c'est forcément moins intéressant de te parler de ce qui marche), je n'ai pas cessé de l'utiliser et je ne peux maintenant plus m'en passer. C'est également grâce à toi (mais surtout grâce à Victor Méric) que nous savons aujourd'hui que "L'apéritif est une des grosses préoccupations du faisan". Tu m'as également appris à exprimer avec élégance mon incompréhension en italien, je suis sûr que cela me servira au quotidien.

J'en viens maintenant aux 3 mousquetaires, Diégo, Guillaumos et Victor. On n'en serait certainement pas arrivé là si on ne s'était pas connu en licence. Nos routes se séparent après tant d'années mais un tas de souvenirs qui resteront gravés, comme les semaines d'apprentissage à

faire le bruit de la goutte d'eau en se tapant sur la joue (d'ailleurs Dieg tu n'y arrives toujours pas?), Diégo et son fût de chêne, les parties de p'tite grand mère, la fête de la fin de la grippe, l'histoire du caca de chat chez les voisins, le bateau qui brûle entre Jersey et Chausey, les parties de formule 1 vectorielle, de GNU, de Achtung-die-kurve et surtout de margoulon-croisé ou encore la soirée hallebardes... et j'en oublie des centaines. D'ailleurs en parlant de ça, on se jetterait bien une petite Kwak derrière la cravate pour la route?! C'était "Rock and Roll" comme on dit au CRNG.

Pour finir, je voudrai remercier ma chérie, Camille, qui m'accompagne depuis maintenant trois ans et subit au quotidien nos discussions de physiciens sans (trop) broncher, heureusement qu'Élise et Anne-Laure étaient là pour parler d'autre chose. Merci également à tes parents qui ont toujours été présents. Un énorme merci à mes amis : Aurel, Adrien, Baptiste, BK, Bolchou, Charles, Coco, Delphine, Fanny B., Fanny R., François, Isa, Janko, Julie, Loïs, Lulu, Ludmi, Manu, Méli, Mélo, Meska, Nim's, Niners, Renaud et Soizig!!! (encore par ordre alphabétique pour ne pas faire de jaloux), j'espère n'avoir oublié personne. C'est un bonheur de passer mes week-ends et mes vacances avec vous. Enfin, un grand merci à ma famille. Même si on ne se voit pas souvent, c'est toujours un plaisir de se retrouver tous les ans.

Table des matières

Introduction	1
1 La thérapie par ions carbone	3
Introduction	4
1.1 De la radiothérapie conventionnelle à l'utilisation de faisceau d'ions	4
1.2 Notions de dépôt d'énergie et de dose	6
1.3 Aspects physiques de la thérapie par faisceaux d'ions	8
1.3.1 Pouvoir d'arrêt des particules chargées	8
1.3.2 Dispersion en énergie	9
1.3.3 Dispersion latérale du faisceau	11
1.3.4 Interactions inélastiques	11
1.4 Aspects biologiques de l'irradiation par faisceaux d'ions	13
1.4.1 Réponse cellulaire lors d'une irradiation	15
1.4.2 Courbes de survie et efficacité biologique relative	17
1.4.3 Effet oxygène	18
1.5 Conclusion	19
2 Analyse des données expérimentales	21
Introduction	22
2.1 Dispositif expérimental de l'expérience E600	23
2.1.1 Les cibles utilisées	24
2.1.2 Détection des particules chargées	26
2.1.3 Monitoring faisceau	28
2.1.4 Une chaîne électronique numérique : FASTER	30
2.2 Dispositif expérimental de l'expérience 0°	30
2.3 Étalonnage du dispositif de monitoring faisceau	31
2.3.1 Taux de comptages dans le plastique	32
2.3.2 Taux de comptages dans le Si(Li)	32
2.3.3 Étalonnage du moniteur faisceau	34
2.4 Traitement des données "particules chargées"	34
2.4.1 Les outils de KaliVeda	35
2.4.2 Identification des particules chargées	36
2.4.3 Étalonnage en énergie des télescopes	38
2.4.4 Vérification et estimation de l'erreur sur l'étalonnage en énergie	43
2.5 Analyse du télescope 0°	46

2.5.1	Mesure du nombre d'ions incidents	46
2.5.2	Analyse des données particules chargées	47
2.6	Difficultés rencontrées lors de l'analyse	52
2.6.1	Perte de linéarité des photomultiplicateurs	52
2.6.2	Problème sur la fréquence de coupure (Expérience E600)	53
2.6.3	“Effets de bords” sur les détecteurs Silicium	53
2.6.4	Pollutions dues au faisceau	55
2.7	Conclusion	56
3	Étude des erreurs systématiques	59
	Introduction	60
3.1	L'outil de simulation Monte-Carlo GEANT4	60
3.2	Simulation de l'expérience E600	61
3.2.1	Caractéristiques du faisceau	61
3.2.2	Description du dispositif expérimental	62
3.2.3	Observables pertinentes	62
3.3	Détermination des angles réels des détecteurs	64
3.3.1	Cas de l'expérience E600	64
3.3.2	Cas de l'expérience 0°	65
3.4	Étude des erreurs systématiques sur les taux d'identification	66
3.4.1	Analyse des données obtenues par simulation	66
3.4.2	Correction des données expérimentales	68
3.4.3	Estimation des erreurs systématiques par isotope	73
3.4.4	Estimation des erreurs systématiques de l'expérience 0°	74
3.5	Étude des effets systématiques sur la reconstruction de l'énergie	74
3.6	Conclusions	75
4	Résultats Expérimentaux	77
	Introduction	78
4.1	Quelques notions de mécanismes de réaction	78
4.2	Utilisation des cibles composites	80
4.3	Résultats de l'expérience E600	81
4.3.1	Sections efficaces différentielles en angle	81
4.3.2	Sections efficaces doublement différentielles en énergie et en angle	87
4.3.3	Reconstruction de la cible de PMMA	89
4.4	Résultats de l'expérience 0°	92
4.4.1	Vérification croisée à 9° avec l'expérience E600	92
4.4.2	Sections efficaces différentielles à 0°	92

4.4.3	Sections efficaces doublement différentielles à 0°	93
4.4.4	Correction des sections efficaces de production	94
4.5	Conclusions	98
5	Comparaisons aux prédictions des modèles nucléaires disponibles	101
	Introduction	102
5.1	Simulations GEANT4	103
5.1.1	Description de la physique utilisée	103
5.1.2	Comparaisons aux données expérimentales	105
5.2	HIPSE	114
5.2.1	Description du modèle	114
5.2.2	Comparaisons aux données expérimentales	115
5.3	Conclusion	117
6	Développement d'un nouveau modèle nucléaire : SLIPIE	121
	Introduction	122
6.1	Description du modèle	122
6.1.1	Modélisation de la "voie d'entrée"	123
6.1.2	Modélisation de la "voie de sortie"	134
6.2	Comparaisons aux données expérimentales	136
6.2.1	Sections efficaces de production	137
6.2.2	Sections efficaces différentielles en angle	138
6.2.3	Sections efficaces doublement différentielles en énergie et en angle	140
6.2.4	Origine des fragments	141
6.3	Conclusion	143
	Conclusions et Perspectives	145
	Annexes	149
A	Distributions angulaires	151
A.1	Cible d'hydrogène	151
A.2	Cible de carbone	152
A.3	Cible d'oxygène	153
A.4	Cible d'aluminium	154
A.5	Cible de titane	155
	Bibliographie	157
	Liste des Abréviations	165

Introduction générale

Note au lecteur :

A leur première apparition dans le texte, les acronymes suivis du symbole ✕ sont définis plus précisément à la fin du documents dans la partie : Liste des abréviations.

Au cours du dernier siècle, le nombre de cas de cancer détectés a constamment augmenté, en faisant aujourd'hui une des principales causes de mortalité dans le monde et la première en France. Les progrès scientifiques et technologiques réalisés dans ce domaine ont permis d'atteindre aujourd'hui un taux de guérison d'environ 50%, cependant, dans la totalité des traitements effectués, 18% se terminent par un échec du traitement alors que la tumeur est locale et sans formation de métastases. C'est principalement dans ces cas précis que des méthodes de traitements novatrices telle que la hadronthérapie sont attendues pour augmenter les probabilités de guérison.

La radiothérapie consiste à traiter une tumeur à partir de rayonnements ionisants. En déposant de l'énergie dans les tissus traversés, ces rayonnements altèrent le matériel génétique cellulaire, empêchant ainsi leur multiplication. Le pouvoir destructeur de ce type de rayonnement ne fait cependant pas de différence entre une cellule cancéreuse et une cellule saine, or, le volume tumoral est généralement situé en profondeur. Il n'est donc pas possible lors d'un traitement en radiothérapie de supprimer une tumeur sans endommager les tissus sains environnants. En d'autres termes, un compromis entre la dose locale déposée à la tumeur et l'émergence possible de complications doit être trouvé pour augmenter les probabilités de succès du traitement.

La hadronthérapie est une technique particulière de radiothérapie relativement récente (1954) comparativement à la radiothérapie conventionnelle (1900) qui utilise des faisceaux de hadrons (particule composée de quarks). De par cette définition, la hadronthérapie regroupe différentes formes de radiations, comme l'utilisation de neutrons, protons, pions, ou encore d'ions abusivement appelés ici ions lourds et regroupant l'ensemble des ions plus lourds que les protons. Les propriétés de leur dépôt d'énergie (pic de Bragg) confèrent aux particules chargées des propriétés balistiques très avantageuses qui permettent de déposer leur énergie majoritairement en fin de parcours (donc à la tumeur). Parmi ces types de radiations, les protons sont aujourd'hui les plus communément utilisés. L'utilisation d'ions lourds se développe cependant de plus en plus. Ils offrent d'une part une précision balistique accrue du fait de leur masse élevée et ont l'avantage principal d'avoir une efficacité biologique plus importante que les protons, c'est à dire que pour une même dose physique déposée, une irradiation par ions lourds endommagera d'avantage les cellules cancéreuses qu'une thérapie utilisant des protons. La thérapie par ions lourds apparaît alors comme un moyen de traitement alternatif pour traiter des tumeurs radio-résistantes qui ne peuvent être détruites par des méthodes plus conventionnelles. Cependant, leur utilisation engendre des processus nucléaires complexes de type collision noyau-noyau avec fragmentation qui sont à l'heure actuelle mal reproduits par les modèles. Du fait de la fragmentation du projectile dans le corps humain, le nombre d'ions incidents qui atteignent la tumeur diminue et un champ de particules légères, aux parcours plus longs, apparaît. La dose délivrée à la tumeur devient donc plus faible alors que celle déposée sur les tissus sains environnants augmente. La probabilité que ces processus de fragmentation apparaissent est d'autant plus importante que le projectile utilisé est lourd. Après plusieurs années d'études et d'expérimentations, la communauté scientifique a admis dans les années 90 que les ions ^{12}C semblaient apporter le meilleur compromis, permettant une efficacité biologique élevée et une contribution à la dose déposée par

les fragments secondaires raisonnable.

Cependant, bien que raisonnable, cette contribution des fragments secondaires se doit d'être maîtrisée. Lors d'un traitement en radiothérapie, un système de planification de traitement (TPS[®]) est utilisé. Il s'agit d'un outil informatique complexe qui, à partir des informations données par les médecins sur la localisation de la tumeur, doit être capable de calculer la dose biologique effective à délivrer au patient. Avec l'utilisation d'ions lourds, les TPS doivent intégrer les interactions nucléaires dans leurs calculs pour obtenir des cartographies de dose réalistes. Prédire les processus de fragmentation signifie être en mesure de calculer les sections efficaces doublement différentielles de fragmentation afin de déterminer les distributions angulaires et en énergie de l'ensemble des fragments secondaires. L'utilisation de logiciels de simulation incluant des modèles nucléaires devrait permettre de calculer ces sections efficaces. Cependant, des comparaisons entre les modèles nucléaires disponibles dans la littérature et des données de fragmentation sur cible épaisse d'eau ont révélé des écarts importants (jusqu'à un ordre de grandeur). Devant la complexité des processus nucléaires à prendre en compte, il s'est avéré nécessaire d'obtenir des données de fragmentation sur cible fine afin de contraindre ces modèles sur la gamme d'énergie utile en thérapie carbone (0 à 400 MeV/A). Un effort européen a récemment été engagé afin de mesurer ces sections efficaces, à plusieurs énergies et pour différentes cibles d'intérêt médical.

C'est dans ce cadre que se place le sujet de cette thèse. Suite à deux expériences réalisées au GANIL en mai 2011 et septembre 2013, les sections efficaces de fragmentation doublement différentielles de fragmentation du carbone ont été mesurées pour une énergie faisceau de 95 MeV/A sur un ensemble de cibles d'intérêt médical (C, CH₂, Al, Al₂O₃, Ti et PMMA). Les particules issues de la fragmentation du faisceau dans ces cibles fines ont été mesurées et identifiées en charge et en masse, pour des angles d'émission allant de 0 à 43°. Après un premier chapitre introductif, les deux expériences seront présentées et les méthodes d'analyse mises en place détaillées dans le second chapitre. Une étude précise des erreurs systématiques dues au dispositif expérimental ainsi qu'à la méthode d'analyse utilisée sera effectuée dans le troisième chapitre à partir du logiciel de simulation GEANT4. Les résultats seront ensuite présentés dans le quatrième chapitre. Une fois les sections efficaces déterminées, différents modèles nucléaires seront étudiés et comparés aux données expérimentales dans le cinquième chapitre. Aux vues des difficultés rencontrées par les différents modèles utilisés, un nouveau modèle a été développé. Il sera présenté dans le sixième chapitre et ses résultats seront à leur tour comparés aux données expérimentales.

La thérapie par ions carbone

Sommaire

Introduction	4
1.1 De la radiothérapie conventionnelle à l'utilisation de faisceau d'ions	4
1.2 Notions de dépôt d'énergie et de dose	6
1.3 Aspects physiques de la thérapie par faisceaux d'ions	8
1.3.1 Pouvoir d'arrêt des particules chargées	8
1.3.2 Dispersion en énergie	9
1.3.3 Dispersion latérale du faisceau	11
1.3.4 Interactions inélastiques	11
1.4 Aspects biologiques de l'irradiation par faisceaux d'ions	13
1.4.1 Réponse cellulaire lors d'une irradiation	15
1.4.2 Courbes de survie et efficacité biologique relative	17
1.4.3 Effet oxygène	18
1.5 Conclusion	19

Introduction

Un cancer est une pathologie caractérisée par la présence d'une ou de plusieurs tumeurs malignes formées suite à la mutation de cellules initialement normales. La transformation cellulaire tumorale se traduit par une perte de contrôle du cycle cellulaire, engendrant une prolifération anormale de groupements cellulaires. Au cours du siècle dernier, le nombre de cancers diagnostiqués a continûment augmenté. C'est aujourd'hui devenu une des principales causes de mortalité dans le monde, à l'origine de 8,2 millions de décès en 2012.

Depuis 1980, le nombre de cas de cancers détectés en France a augmenté de 109,5%. Cette augmentation s'explique en grande partie par l'accroissement de la population qui mécaniquement augmente le nombre de cas, et par son vieillissement, la majorité des cas survenant chez les personnes âgées. Ainsi, l'augmentation s'explique à hauteur de 32,3% par l'accroissement de la population et à hauteur de 28,1% par son vieillissement. Le reste de la hausse du nombre de cas, soit 39,6%, s'explique par l'évolution de l'exposition aux facteurs de risques (pollution, alimentation, tabac...) mais également par des avancées technologiques dans les méthodes de diagnostic. En parallèle, le risque de mortalité a fortement diminué dans les pays développés, grâce à des méthodes thérapeutiques de plus en plus nombreuses et sophistiquées. Depuis 1980, le risque de mortalité en France a diminué de 25%. On considère qu'aujourd'hui, en France, qu'une personne sur deux survit 5 ans après le diagnostic de sa maladie.

La croissance du nombre de cancers, mais également des différents types de pathologies décelées, a nécessité de développer des techniques de traitement de plus en plus efficaces et variées afin de s'adapter aux types de tumeurs, à leur localisation et à la morphologie du patient. Les principales armes thérapeutiques actuelles sont la chirurgie, la radiothérapie et la chimiothérapie. La chirurgie et la radiothérapie permettent, lorsqu'elles sont utilisées seules, d'aboutir à une rémission dans respectivement 22% et 12% des cas. La combinaison de ces deux méthodes permet d'atteindre 6% de guérisons supplémentaires. En ce qui concerne la chimiothérapie, bien que de plus en plus maîtrisée, elle ne permet de soigner que 5% des cas. Malgré les évolutions technologiques dans le domaine, 37% des patients atteints de cancers décèdent suite à un échec du contrôle de la tumeur avec métastases et 18% dans le cas de tumeurs locales. Les tumeurs avec métastases sont dans la majorité des cas incurables car trop généralisées. Des progrès sont cependant possibles pour ce qui est du traitement des tumeurs locales. Comme nous allons le voir dans la suite, l'utilisation de faisceaux d'ions lourds apparaît alors comme une méthode de traitement alternative à la radiothérapie conventionnelle pour traiter les tumeurs radio-résistantes.

1.1 De la radiothérapie conventionnelle à l'utilisation de faisceau d'ions

La découverte des rayons X en 1885 par le physicien allemand Wilhelm Conrad Röntgen [1], qui lui a valu de recevoir le premier prix Nobel de physique en 1901, fait probablement partie de celles qui ont eu le plus de répercussion sur l'évolution de la médecine. L'idée de tirer bénéfice de leur utilisation en médecine oncologique a été apportée quelques années plus tard. En 1896, le professeur autrichien Leopold Freund a apporté la preuve de l'efficacité thérapeutique des rayons X en réalisant avec succès le premier traitement de radiothérapie en irradiant une lésion cutanée sur un enfant de cinq ans [2]. Bien que s'étant rapidement rendu compte des possibles bienfaits thérapeutiques des rayons X, il fallut attendre la mort de l'assistante du professeur Thomas Edison, Clarence Dally en 1904 [3], pour que l'ensemble de la communauté scientifique s'accorde également sur leur dangerosité lors d'irradiations trop fréquentes. Pendant de nombreuses années, la radiothérapie resta une science plus ou moins empirique, dont les progrès majeurs ont été

permis suite à des tests cliniques.

Les recherches dans le domaine de la thérapie par rayonnements ionisants ont été guidées suivant deux tendances principales. Les résultats cliniques ont été améliorés d'une part en améliorant la balistique, c'est à dire la capacité à cibler le volume tumoral le plus précisément possible et d'autre part en visant à augmenter l'efficacité biologique propre au type de radiation utilisé. On entend ici par efficacité biologique, la capacité pour un rayonnement donné à détruire une cellule cancéreuse. Ce terme sera plus précisément détaillé dans la suite.

Les avancées majeures ont été gouvernées par les progrès technologiques. Le développement des tubes à rayons X, l'utilisation de source de ^{60}Co très intenses et finalement l'invention d'accélérateurs haute tension par Robert Van de Graaff (1932) ont permis d'accroître la précision dans les traitements en radiothérapie. Puis, afin de s'affranchir le plus possible du profil de dépôt de dose exponentiel décroissant des rayons X ou γ dans la matière, d'autres innovations ont vu le jour. Les technologies utilisées aujourd'hui permettent des irradiations suivant de multiples incidences (CyberKnife) ou avec des intensités variables (IMRT), toujours dans le but de maximiser le rapport entre la dose déposée à la tumeur et celle déposée sur les tissus sains.

En parallèle, les avancées technologiques en matière d'accélérateurs de particules ont amené à étudier différents types de radiations et plus précisément les hadrons, particules composées de quarks (neutrons, protons, pions, ou encore d'ions abusivement appelés ici ions lourds et regroupant l'ensemble des ions plus lourds que les protons). La particularité des interactions entre les particules chargées et la matière leur confèrent un profil de dépôt de dose très localisé en fin de parcours et par conséquent une précision balistique supérieure à celle des photons. De plus, aussi précises que puissent l'être les méthodes de radiothérapie conventionnelles, l'effet biologique causé par les photons n'en est pour autant pas amélioré. L'utilisation d'ions lourds offre elle des efficacités biologiques plus importantes et permettrait donc de traiter certaines tumeurs dites radio-résistantes, incurables par radiothérapie conventionnelle.

La première particule hadronique à avoir été utilisée à des fins thérapeutiques fut le neutron, 6 ans seulement après sa découverte par James Chadwick en 1932 [4]. Cependant, les essais effectués au cours des années qui suivirent sur 226 patients ont conduit à l'abandon du projet du fait de la trop grande dose déposée sur les tissus sains [5]. La thérapie par neutron a été aujourd'hui globalement abandonnée, bien que quelques centres l'étudient toujours avec des neutrons de haute énergie (Boroneutrothérapie).

L'essor réel de la hadronthérapie a commencé avec l'utilisation de particules chargées. Ceci a été rendu possible grâce à Robert Wilson qui créa le premier cyclotron en 1945, capable d'accélérer des protons à une énergie de 160 MeV. Il évoqua un an plus tard l'idée d'utiliser des faisceaux de protons en oncologie [6]. Les premières mesures de profil de dépôt de dose en profondeur ont permis de mettre en évidence une nette augmentation de la dose déposée en fin de parcours des protons, phénomène connu sous le nom de pic de Bragg. En effet, William Lawrence Bragg avait déjà observé cet effet en 1904 en étudiant l'absorption des particules α dans l'air [7]. Les propriétés du pic de Bragg permettrait alors de concentrer la majeure partie de la dose déposée sur le volume tumoral et ainsi réduire la dose déposée sur les tissus sains, chose impossible avec un faisceau de particules neutres. Les premiers traitements protons ont vu le jour au Lawrence Berkley Laboratory (LBL) en 1954. Les résultats très prometteurs obtenus ont conduit à l'ouverture du premier centre hospitalier de protonthérapie en Californie en 1990. Depuis, environ 100 000 patients ont été traités à travers le monde et 43 centres de protonthérapie sont aujourd'hui en activité [8].

L'utilisation d'ions plus lourds que les protons à usages thérapeutiques ne se fit pas attendre. Trois ans après l'utilisation des protons, des faisceaux d'hélium (1957), puis de néons (1975) furent utilisés au LBL. Jusqu'à la fermeture du centre en 1993, 2054 patients ont été traités avec des faisceaux d'hélium et 433 avec des ions lourds (néon principalement) [8]. Ces tests ont

démontrés que la forte densité d'ionisation atteinte lors du passage des ions rendait la probabilité de destruction cellulaire beaucoup plus importante. Le fort pouvoir destructeur des ions lourds en ont rapidement fait un sujet d'étude particulier dans le traitement des tumeurs radio-résistantes. Cependant, des effets non désirables sur les tissus sains ont été observés lors de l'utilisation d'ions trop lourds (silicium et néon).

Après des études comparatives sur les différents effets observés avec divers types d'ions, l'utilisation du carbone a été admise comme la solution optimale dans les années 1990. Ce choix a été fait dans un premier temps par le physicien Yamaguchi Hirao qui a développé les centre HIMAC (Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba) dans la ville de Chiba, au Japon [9]. Ce fut le premier centre de recherche en hadronthérapie par ions carbone, permettant de les accélérer jusqu'à 800 MeV/A. Il fut suivi peu de temps après, en 1997 par le centre GSI (Gesellschaft für SchwerIonenforschung) à Darmstadt en Allemagne. Depuis, d'autres centres ont vu le jour. Ceux toujours en activité sont récapitulés dans le tableau 1.1. Deux projets sont également en projet en France, le centre ETOILE, prévu à Lyon pour du traitement par ions carbone et le centre ARCHADE prévu à Caen pour du traitement par protons et de la recherche en ions carbone.

Le travail effectué dans cette thèse se concentre sur la thérapie par ions carbone. La suite de ce chapitre va donc être consacrée à la description de la physique, et plus particulièrement de la physique nucléaire, mise en jeu lors de ce type de traitement. Les avantages et inconvénients des ions seront discutés. Nous tenterons alors de justifier ce qui fait de l'ion carbone un des meilleurs candidats pour le traitement des tumeurs radio-résistantes.

Centres en activité				
Nom	Ville	Pays	Premier traitement	Nombre de patients traités
HIMAC	Chiba	Japon	1994	8073
HIBMC	Hyogo	Japon	2002	1935
IMP-CAS	Lanzhou	Chine	2006	213
HIT	Heidelberg	Allemagne	2009	1368
GHMC	Gunma	Japon	2010	985
CNAO	Pavia	Italie	2012	105
SAGA-HIMAT	Tosu	Japon	2013	62
Centres en construction				
Nom	Ville	Pays	Premier traitement	Nombre de patients traités
HITFil	Lanzhou	Chine	2014	-
Fudan University CC	Shanghai	Chine	2014	-
Med-AUSTRON	Wiener-Neustadt	Autriche	2015	-
i-Rock, Kanagawa Cancer Center	Yokohama	Japon	2015	-

TABLE 1.1 – Centres de thérapie par ions carbone en activité ou en construction. [8]

1.2 Notions de dépôt d'énergie et de dose

La motivation première dans l'utilisation de particules chargées en radiothérapie vient de la particularité de leur interaction avec la matière. La figure 1.1 représente une comparaison

des profils de dose en profondeur obtenus pour des radiations électromagnétiques (faisceaux de photons de haute énergie), et pour des faisceaux de particules chargées (protons et ions carbone).

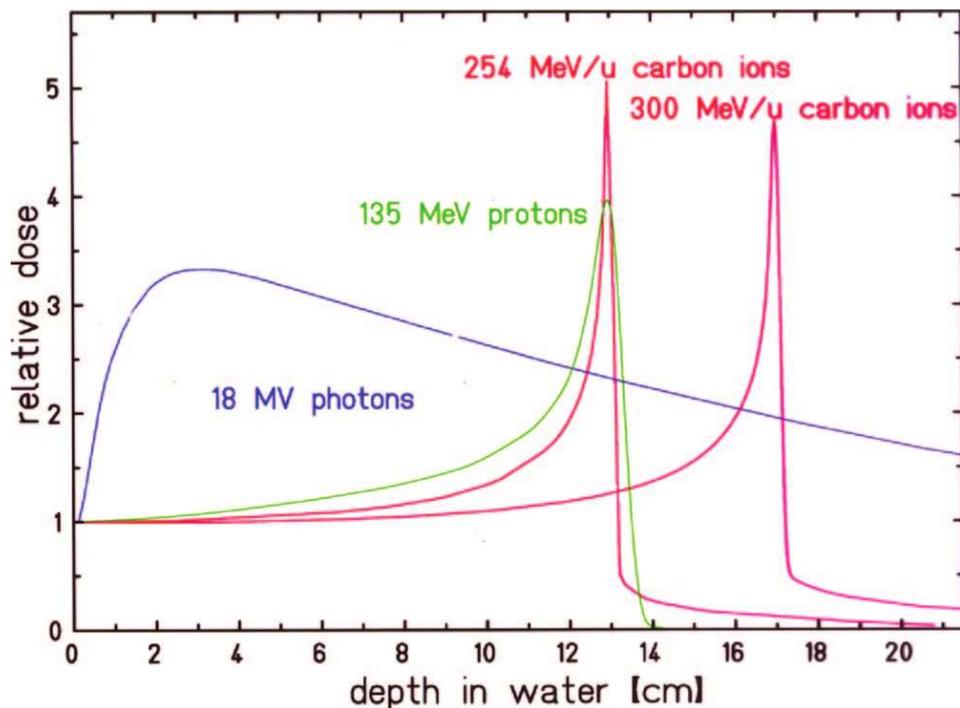


FIGURE 1.1 – Profils de dépôt de dose relative en profondeur pour des faisceaux de photons, de protons et d'ions carbone dans de l'eau [10].

Le profil obtenu pour les photons de haute énergie, majoritairement utilisés aujourd'hui en radiothérapie conventionnelle, présente deux phases. Le dépôt de dose augmente progressivement dans un premier temps pour atteindre un maximum au bout de quelques centimètres (effet "Build-Up" : la dose est déposée par les électrons secondaires qui ont un parcours de quelques centimètres). Il décroît ensuite suivant une loi exponentielle décroissante (loi d'absorption des photons dans la matière). Le faible dépôt de dose dans les premiers centimètres permet d'épargner les tissus de la peau, particulièrement sensibles aux radiations, cependant, le maximum est atteint pour une profondeur de quelques centimètres quelle que soit la localisation du volume tumoral.

Contrairement aux photons, le profil de dépôt de dose des particules chargées est caractérisé par un pic (le pic de Bragg) situé en fin de parcours. La position de ce pic peut être ajustée avec précision à la profondeur voulue en modifiant l'énergie des ions incidents. Lors d'un traitement, l'utilisation de faisceaux d'ions semble donc permettre de cibler beaucoup plus précisément le volume cible tout en épargnant un maximum les tissus sains. En regardant plus précisément les profils caractéristiques des protons ou des ions carbone, deux différences principales peuvent être déduites. A profondeur du pic de Bragg équivalente, le pic des protons est plus large que celui des ions carbone. La balistique semble donc moins précise lors de l'utilisation de protons. D'autre part, alors que le profil obtenu avec des protons s'arrête juste après le pic de Bragg, une "queue" de dépôt de dose apparaît pour les ions carbone, laquelle est d'autant plus importante que l'énergie incidente des ions est élevée. Cette queue, appelée "queue de fragmentation" est causée par les fragments secondaires produits lors de réactions nucléaires le long de la trajectoire du faisceau et sera détaillé plus précisément dans la section 1.3.4. Elle contribuera alors à déposer de la dose après la tumeur, sur des tissus sains, et doit par conséquent être parfaitement maîtrisée. Rien que de par ces observations, on comprend que l'outil de traitement idéal, permettant de délivrer toute la dose à la tumeur en épargnant les tissus sains n'existe pas et que le choix de la méthode

la plus adaptée devra se faire sur un compromis.

La dose déposée dans les tissus est donc la quantité physique la plus importante à considérer en radio-thérapie. Elle se définit par le terme *dose absorbée* et s'exprime en Gray [Gy]. Elle est homogène à une énergie déposée par un rayonnement ionisant $d\epsilon$ dans une masse élémentaire dm :

$$D = \frac{d\epsilon}{dm} \quad [1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}]. \quad (1.1)$$

Nous verrons toutefois dans la suite que l'utilisation d'ions lourds en radiothérapie rend cette notion de dose absorbée incomplète. En effet, les ions lourds ont des efficacités biologiques plus élevées que les photons ou les protons, ce qui n'est pas pris en compte dans la dose absorbée. Il sera alors plus pertinent de parler de dose équivalent-photon, définie comme le produit de la dose absorbée par l'efficacité biologique, exprimée en Gray équivalent (GyE) (cf. Sec 1.4.2, p.17).

1.3 Aspects physiques de la thérapie par faisceaux d'ions

1.3.1 Pouvoir d'arrêt des particules chargées

Rappelons dans un premier temps les formules de base décrivant le pouvoir d'arrêt des ions dans la matière. Le traitement de tumeurs en hadronthérapie requiert des faisceaux d'ions dont le parcours peut atteindre 30 cm, soit une énergie de 220 MeV pour des protons et 430 MeV/A pour des ions carbone. A ces énergies, les processus menant à la perte d'énergie des particules chargées sont dominés par les collisions inélastiques avec les électrons du milieu. On parle de pouvoir d'arrêt électronique. Cette perte d'énergie est alors bien décrite par la formule de Bethe-Bloch [11, 12, 13], rappelée ici dans sa version relativiste décrite par Fano [14] en y incluant le terme de correction d'écrantage électronique de la cible à basse énergie C/Z_t et celui tenant compte de l'influence de la densité du milieu à haute énergie $\delta/2$:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{\mathcal{N}_A \rho Z_t Z_p^2}{\beta A_t} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_t} - \frac{\delta}{2} \right]. \quad (1.2)$$

Z_t et Z_p représentent respectivement les charges de la cible et du projectile, ρ et A_t la densité et le numéro atomique de la cible, \mathcal{N}_A est le nombre d'Avogadro, m_e et e la masse et la charge de l'électron, $\beta = v/c$ où v est la vitesse du projectile et c celle de la lumière et $\langle I \rangle$ l'énergie moyenne d'ionisation caractéristique du milieu.

En thérapie, une quantité est préférée au pouvoir d'arrêt : le LET[✱] (Linear Energy Transfer). Le LET, généralement exprimé en keV/ μm , est défini comme étant l'énergie perdue dans les processus de collisions électroniques par unité de longueur à laquelle est retranchée la somme des énergies cinétiques des électrons libérés lors de ces processus dont l'énergie est supérieure à un seuil δE . Dans le cadre des ions lourds, le LET peut être assimilé au pouvoir d'arrêt en première approximation (équivalent à prendre un seuil infini). Cette grandeur est directement reliée à la quantité d'électrons d'ionisation secondaires arrachés au milieu traversé lors du passage d'une particule, lesquels seront à l'origine de la destruction cellulaire. La figure 1.2 représente les courbes de pouvoir d'arrêt des protons et des ions ^{12}C en fonction de leur énergie. Le parcours correspondant des ions ^{12}C est indiqué sur l'axe supérieur.

Comme nous le disions, la figure 1.2 montre que le pouvoir d'arrêt est totalement dominé par les interactions avec les électrons du milieu. Du fait de la dépendance en $1/\beta^2$, la perte d'énergie augmente lorsque la particule ralentit. A haute énergie, les ions incidents sont dépourvus d'électrons, la charge du projectile est donc égale à son numéro atomique Z_p . Cependant, lorsque le projectile ralentit, son état de charge diminue du fait des processus de recombinaison dans le

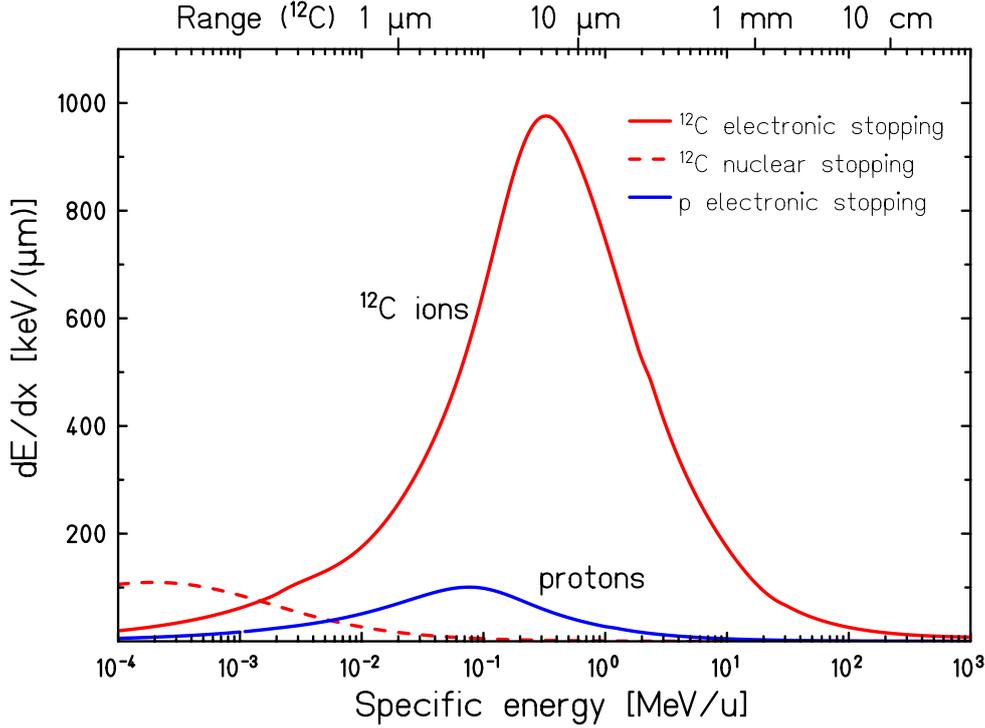


FIGURE 1.2 – Perte d'énergie dE/dx des protons et des ions ^{12}C dans l'eau. Le parcours correspondant ions ^{12}C est indiqué sur l'axe supérieur [15].

milieu. La valeur de Z_p dans l'équation 1.2 doit alors être remplacée par une charge effective Z_{eff} , décrite par la formule empirique de Barkas [16] :

$$Z_{eff} = Z_p[1 - \exp(-125\beta Z_p^{-2/3})]. \quad (1.3)$$

La compétition entre ces deux termes mène à un maximum de perte d'énergie pour une vitesse du projectile égale à $v_p \approx Z_p^{2/3} v_0$, où $v_0 = q_e^2/\hbar$ est la vitesse de Bohr. Ce maximum de LET apparaît pour les ions carbone à une énergie d'environ 350 keV/A et pour un parcours d'environ $8\mu\text{m}$.

Le parcours des particules chargées dans un milieu donné est donné par l'équation :

$$R(E) = \int_0^E \left(\frac{dE'}{dx} \right)^{-1} dE' \quad (1.4)$$

La figure 1.3 représente les parcours dans de l'eau de différents ions. A énergie fixée, le parcours des ions est proportionnel au rapport A/Z^2 . C'est pour cette raison que les parcours des protons et des particules α sont identiques. Par conséquent, plus la charge des ions utilisés est élevée, plus les énergies faisceau délivrées doivent être importante. Par exemple, pour traiter une tumeur située à une profondeur de 20 cm, l'énergie requise passe de 173 MeV pour un faisceau de protons à 455 MeV/A pour un faisceau de ^{20}Ne .

1.3.2 Dispersion en énergie

Nous avons vu que le profil de dépôt d'énergie en profondeur des particules chargées dans la matière est représenté par un pic étroit en fin de parcours appelé pic de Bragg. Cependant, lors des collisions avec les électrons du milieu, les fluctuations statistiques sur la perte d'énergie engendrent un élargissement du pic de Bragg cumulé, obtenu pour un faisceau constitué d'un

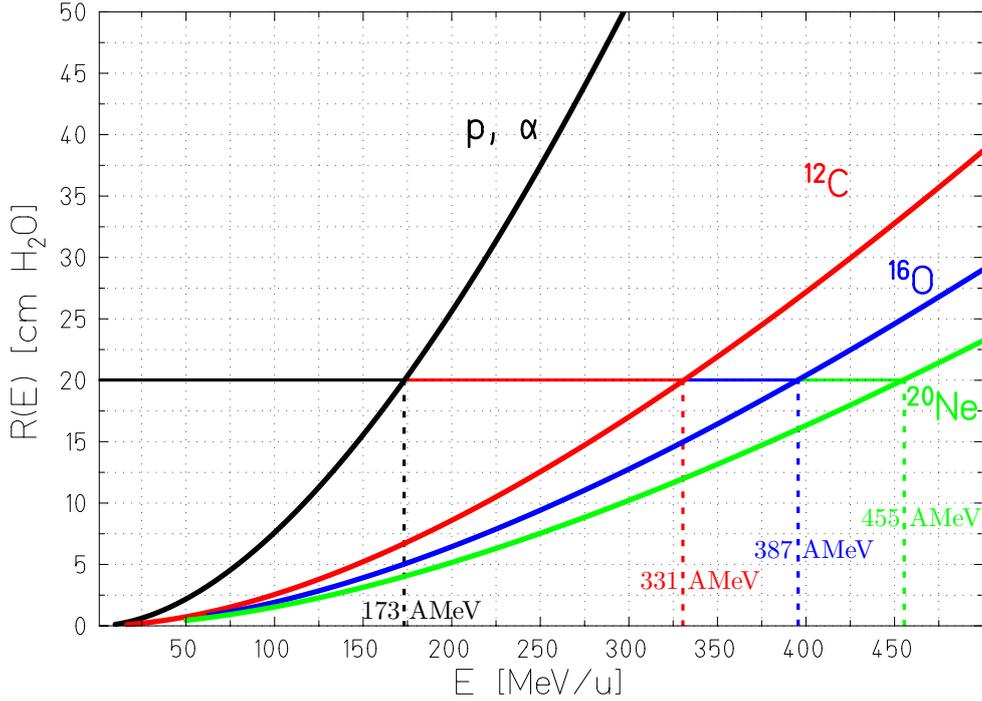


FIGURE 1.3 – Parcours moyen dans l'eau de différents ions [15].

grand nombre d'ions. Ces fluctuations sont décrites par la distribution de Vavilov [17] pour des particules chargées traversant une fine couche de matière. Pour un très grand nombre de collisions, cette distribution devient une gaussienne [18] d'équation :

$$f(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp \frac{(\Delta E - \overline{\Delta E})^2}{2\sigma_E^2} \quad \text{avec} \quad \sigma_E = 4\pi Z_{eff} Z_t e^4 N \Delta x \left[\frac{1 - \beta^2/2}{1 - \beta^2} \right] \quad (1.5)$$

L'écart type sur le parcours σ_R peut finalement être obtenu à partir de l'écart type sur la perte d'énergie σ_E à partir de la relation suivante :

$$\sigma_R^2 = \int_0^{E_i} \left(\frac{d\sigma_E}{dx} \right) \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-3} dE \quad (1.6)$$

L'écart type relatif sur le parcours de la particule caractérisant l'élargissement du pic de Bragg est alors décrit par :

$$\frac{\sigma_R}{R} = \frac{1}{\sqrt{M}} f \left(\frac{E}{Mc^2} \right), \quad (1.7)$$

où f est une fonction quasi-constante variant légèrement en fonction des propriétés de l'absorbeur, de l'énergie E et de la masse M du projectile. Les détails de ces calculs sont présentés dans un livre de Bruno Rossi [19]. La figure 1.4 représente des mesures expérimentales de pics de Bragg pour des faisceaux de protons et de ^{12}C de même parcours dans de l'eau [20]. Du fait de la dépendance en $1/\sqrt{M}$, le pic de Bragg est plus fin dans le cas des ions carbone que pour les protons. Par conséquent, la précision balistique en profondeur sera d'autant plus importante que les ions utilisés seront lourds.

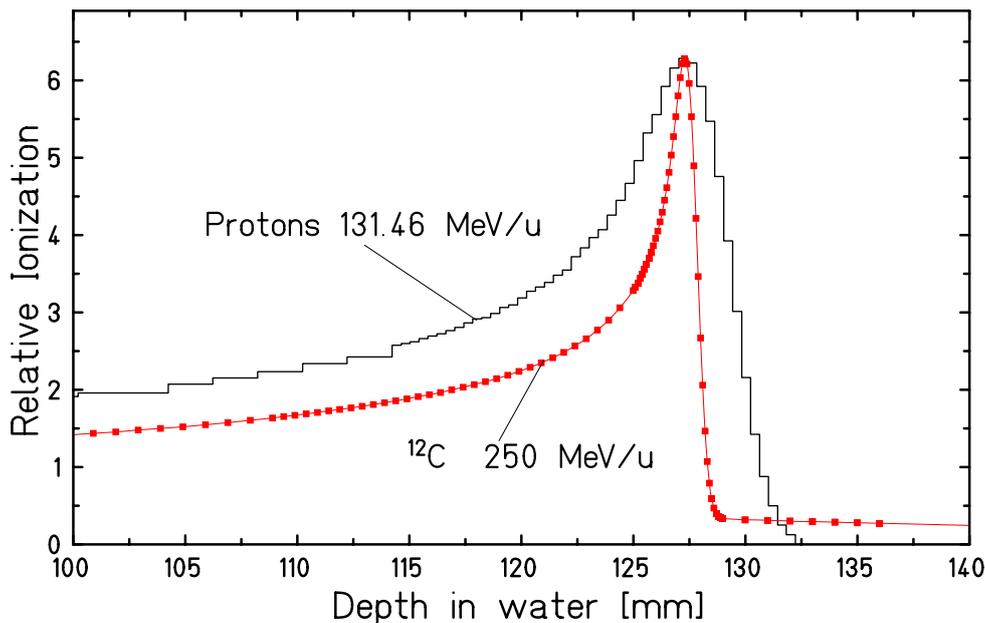


FIGURE 1.4 – Pics de Bragg mesurés pour des faisceaux de protons et de ^{12}C de parcours identiques dans l'eau [20].

1.3.3 Dispersion latérale du faisceau

L'utilisation d'ions lourds permet une meilleure précision balistique sur le dépôt de dose en profondeur, mais également une plus faible dispersion latérale. En effet, du fait des interactions coulombiennes avec les noyaux atomiques des tissus traversés, le faisceau va s'étaler latéralement. La fonction de distribution statistique $F(\theta, d)$ qui décrit une diffusion d'un angle θ à une profondeur d est obtenue à partir de l'équation de Molière [21]. Pour des faibles angles, les termes d'ordre élevé de la solution de Molière peuvent être négligés. La distribution angulaire alors obtenue peut être assimilée en première approximation à une gaussienne dont l'écart type est donné par Gerald R. Lynch *et al.* comme [22] :

$$\sigma_{\theta}[\text{rad}] = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta \text{ pc}} Z_p \sqrt{\frac{d}{L_{\text{rad}}}} \left[1 + 0.088 \times \log_{10} \left(\frac{d}{L_{\text{rad}}} \right) \right], \quad (1.8)$$

où p représente l'impulsion de la particule incidente. L'absorbeur est caractérisé par son épaisseur d et sa longueur de radiation L_{rad} . Les valeurs de L_{rad} pour les matériaux les plus souvent utilisés sont disponibles dans [23]. Pour exemple, $L_{\text{rad}}(\text{H}_2\text{O}) = 36.08$, $L_{\text{rad}}(\text{Al}) = 24.01$ et $L_{\text{rad}}(\text{Pb}) = 6.37 \text{ g/cm}^2$. L'étalement du faisceau est donc d'autant plus grand que les noyaux cibles sont lourds pour une même épaisseur traversée (exprimée en g/cm^2). D'autre part, du fait du terme en $\beta \text{ pc}$ au dénominateur, la dispersion latérale sera moins importante pour des faisceaux d'ions lourds que pour des ions légers. La figure 1.5 représente la déviation latérale en fonction de la profondeur d'eau traversée pour différents ions. Cette figure montre que pour un même parcours, pris ici par exemple de 20 cm, les protons sont presque quatre fois plus déviés que les ions carbone.

1.3.4 Interactions inélastiques

Les propriétés physiques des ions précédemment évoquées montrent que plus l'ion utilisé est lourd, plus la balistique est précise. Pourquoi alors utiliser des ions carbone quand il est possible

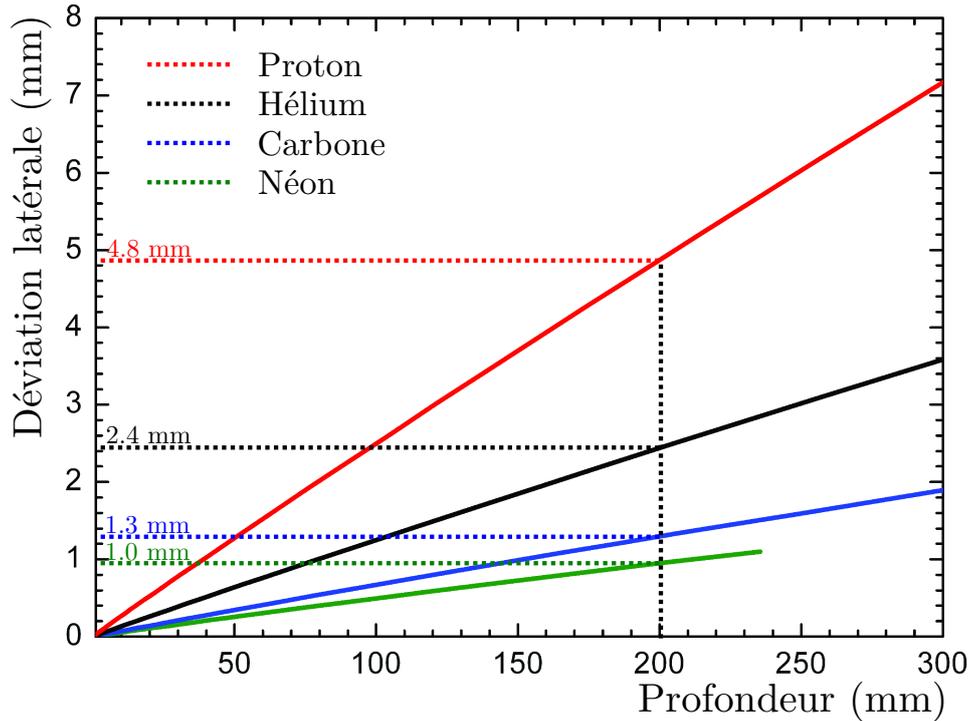


FIGURE 1.5 – Déviation latérale en fonction de la profondeur d'eau traversée pour différents ions [24].

d'accélérer des ions plus lourds, qui permettront une meilleure précision sur le dépôt de dose à la tumeur ? Il se trouve que l'utilisation d'ions lourds n'a pas que des avantages. Leur utilisation va engendrer des processus nucléaires complexes de type collision noyau-noyau avec fragmentation du projectile et de la cible.

La première conséquence de la fragmentation des ions incidents en hadronthérapie est donc la disparition du projectile au cours de sa progression dans le corps du patient. Cet effet est directement relié à la section efficace totale de réaction. Les sections efficaces totales de réaction σ_R sont maintenant relativement bien décrites par des modèles géométriques semi-empiriques [25, 26, 27]. Elles sont approximativement constantes pour des énergies incidentes au delà de 100 MeV/A et augmentent pour des énergies inférieures du fait de l'apparition de nouveaux mécanismes de réaction (collisions profondément inélastiques ou réactions de fusion). Des exemples de valeurs de sections efficaces totales de réaction et leur parcours libre moyen équivalent dans l'eau pour différents ions de 25 cm de parcours sont représentés dans le tableau 1.2. Plus les ions utilisés sont lourds, plus leur probabilité d'arriver intact en fin de parcours est faible.

Ion	E (MeV/A)	σ_R (mb)	λ (cm)
^1H	200	352	85.2
^4He	200	767	38.6
^{12}C	380	1424	20.8
^{20}Ne	530	1929	15.5

TABLE 1.2 – Valeurs de sections efficaces totales de réaction σ_R et leur parcours libre moyen équivalent dans l'eau pour différents ions de 25 cm de parcours [25].

Ce taux de disparition du projectile en fonction de l'énergie a été étudié expérimentalement. La figure 1.6 représente des mesures expérimentales faites pour des faisceaux de carbone à 200 et 400 MeV/A dans de l'eau. Il s'agit de travaux réalisés au GSI par Haettner *et al.* [28]. Le graphique supérieur représente le nombre d'ions incidents toujours présents en fonction de la profondeur d'eau traversée, normalisé au nombre d'ions initialement envoyés. Cette figure montre que 30 et 70% des ions carbone incidents ont fragmenté avant d'atteindre la tumeur pour des énergies respectives de 200 et 400 MeV/A. L'atténuation du nombre d'ions incidents en fonction de la profondeur semble bien décrite par une fonction exponentielle décroissante. Les profils de dose en profondeur correspondant sont représentés sur la partie inférieure de cette figure. La fragmentation d'une partie des projectiles a pour conséquence directe la diminution de la dose déposée au pic de Bragg (donc à la tumeur). De plus, contrairement à ce qui est observé avec des protons, une contribution de dose est observée après le pic de Bragg. Cette contribution, appelée queue de fragmentation, est due à la création de particules légères lors de la fragmentation du projectile. Ces particules légères (principalement protons et particules α) sont majoritairement émises à la vitesse du faisceau et ont des parcours plus longs du fait de leur charge plus faible. Elles s'arrêtent donc derrière le pic de Bragg et déposent une dose non négligeable sur les tissus sains situés après la tumeur. La figure 1.7 représente la multiplicité par carbone incident de ces fragments secondaires en fonction de l'épaisseur d'eau traversée pour des ions carbone incidents d'énergie 400 MeV/A. Alors que les fragments de béryllium ou de bore, plus lourds, s'arrêtent juste derrière le pic de Bragg, les fragments d'hydrogène et d'hélium, qui sont les plus produits, ont des parcours plus longs et constituent la plus longue partie de la queue de fragmentation. Leur contribution n'est pas négligeable, en effet, pour une énergie de 400 MeV/A, on compte environ 0.8 et 0.5 fragments d'hydrogène et d'hélium au pic de Bragg par carbone incident.

Bien que les sections efficaces totales de réaction soient maintenant relativement bien connues, les processus physiques mis en jeu lors de la fragmentation du projectile le sont beaucoup moins. La communauté scientifique n'est pour le moment pas capable de prédire les taux de production des différents fragments, ainsi que leurs distributions angulaires et en énergie. Cependant, un contrôle précis de ces quantités est nécessaire pour conserver les bénéfices qu'apportent les ions lourds en radiothérapie. Il s'agit ici du sujet principal de cette thèse qui sera détaillé dans les chapitres suivants.

Aux vues de ce qui a été expliqué jusqu'ici, il apparaît que bien que l'utilisation d'ions plus lourds que les protons permette un gain balistique non négligeable, cela engendre un champ de radiation mixte composé de particules légères créées lors de la fragmentation du projectile. Ces particules secondaires vont alors contribuer à déposer de la dose en dehors de la tumeur risquant de créer des complications sur les tissus sains. Le bénéfice réel apporté par les ions lourds est donc discutable. Un autre aspect doit toutefois être pris en considération. Il s'agit de l'avantage biologique apporté par les ions lourds en hadronthérapie.

1.4 Aspects biologiques de l'irradiation par faisceaux d'ions

Comme cela a été abordé précédemment, l'utilisation d'ions lourds en radiothérapie apporte des caractéristiques physiques intéressantes par rapport à la radiothérapie conventionnelle ou même à la protonthérapie. Cependant, c'est leur efficacité biologique importante due au haut LET de ces particules qui en font des candidats très prometteurs. En d'autres termes, ils permettent d'obtenir des dégâts cellulaires plus importants pour une même dose physique déposée.

Il est important de prendre en considération ici que ce qui caractérise l'efficacité biologique est un mélange très complexe de paramètres physiques, comme la densité d'ionisation et le LET, et de paramètres biologiques. Ces paramètres biologiques (réponse cellulaire en fonction du tissu,

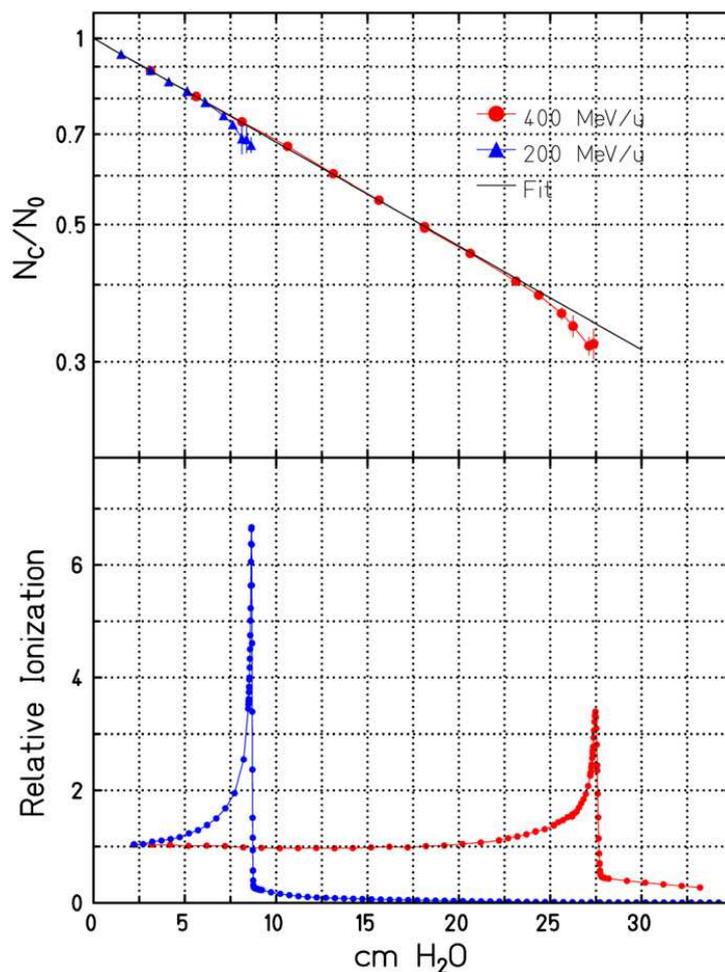


FIGURE 1.6 – Nombre d’ions carbone après une certaine épaisseur d’eau, normalisé au nombre d’ions initial pour des faisceaux de 200 et 400 MeV/A [28].

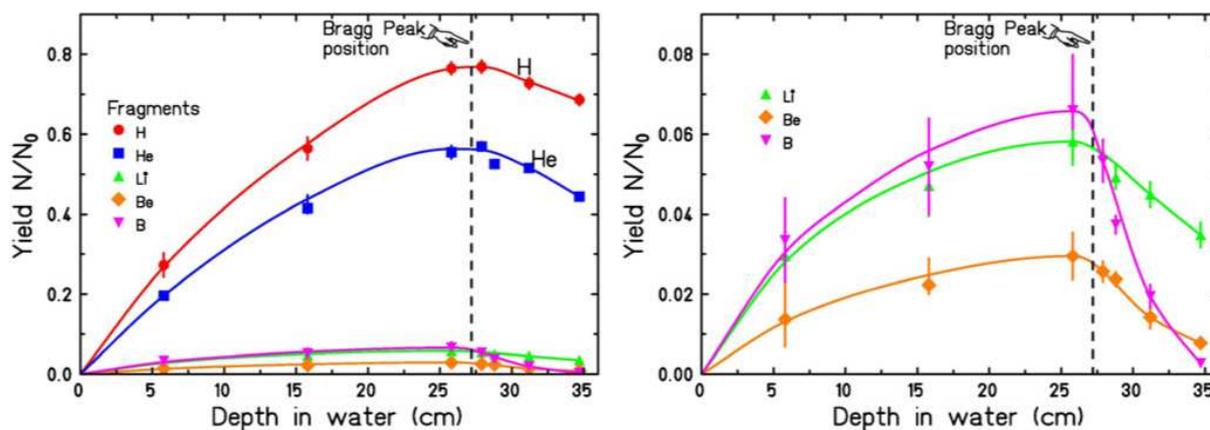


FIGURE 1.7 – Nombre de fragments secondaires créés lors de la fragmentation d’ions carbone incidents d’énergie 400 MeV/A en fonction de l’épaisseur d’eau traversée, normalisé au nombre d’ions carbone initial [28].

du type de radiation, de l’oxygénation de la cellule...) sont nombreux, complexes et encore mal connus. C’est pourquoi nous ne discuterons ici de ces effets que d’un point de vue qualitatif, afin

d'essayer de comprendre ces processus dans leur globalité.

1.4.1 Réponse cellulaire lors d'une irradiation

La différence la plus probante lors de l'utilisation d'ion lourds par rapport aux rayonnement électromagnétiques et protons vient des processus d'ionisation induits par les particules chargées. Les électrons secondaires émis par ionisation vont modifier la matière environnante en détruisant les liaisons entre les atomes et les molécules. L'effet de ces ionisations peut être directe, cependant, la majeure partie des dégâts cellulaires causés se fait de manière indirecte ($\sim 70\%$ pour des particules de faible LET), c'est à dire que du fait de l'irradiation, les molécules d'eau vont se décomposer en radicaux libres OH^- et H^+ par radiolyse, lesquels vont à leur tour pouvoir casser les molécules constituant la cellule. Pour des valeurs de LET élevées, la contribution de dégâts directs augmente légèrement [29].

Pour détruire une cellule, le plus efficace est d'endommager l'acide désoxyribonucléique (ADN). L'ADN est un système très complexe et son intégrité est essentielle à la survie de la cellule. En détruisant l'ADN, on détruit ainsi la cellule elle-même. C'est pourquoi l'ADN se protège avec un système de réparation très élaboré. Lorsque l'ADN est endommagé, ce mécanisme de réparation va s'activer et différentes issues sont possibles. Si la réparation est correctement effectuée, la cellule survie. Il peut toutefois arriver que la réparation ne soit pas correctement effectuée, il est alors possible que l'ADN subisse une mutation pouvant être à l'origine de cancers radio-induits.

Lorsque l'ADN est soumis à une irradiation, les dégâts causés peuvent être de différents types répertoriés sur la figure 1.8. Si l'ionisation générée lors de l'irradiation est trop faible, aucun dégât n'est causé (A). Pour des ionisations plus élevées, les brins d'ADN peuvent être brisés. Lors de la rupture d'un seul brin d'ADN (B), la probabilité de réparation est assez importante, mais dans le cas d'une rupture double brin (rupture simultanée des deux brins d'ADN, à des niveaux distants de moins de 3 nucléotides environ) (C) les probabilités de réparation deviennent beaucoup plus faible. Le dernier cas (D) appelé lésion complexe ou de "cluster", est le cas pour lequel les cassures sont assez nombreuses localement pour sectionner une partie entière du brin d'ADN. Les probabilités de réparation sont alors nulles.

On comprend bien alors que pour augmenter la probabilité de mort cellulaire, une densité d'ionisation importante est nécessaire afin de favoriser les ruptures double brin ou les lésions complexes. La figure 1.9 représente la trace laissée dans de l'eau par un proton (à gauche) et un ion ^{12}C (à droite) à une énergie de 1 MeV/A à une échelle nanométrique. Une molécule d'ADN est représentée schématiquement sur la figure à une échelle réaliste. La densité d'électrons secondaires est beaucoup plus importante lors du passage d'un carbone que d'un proton. L'utilisation du carbone va donc nettement favoriser les ruptures double brins ou ruptures complexes alors qu'avec des protons, la majorité des dégâts seront causés par des ruptures simple brin.

D'un point de vue quantitatif, l'énergie déposée le long de la trace de la particule est caractérisée par son transfert d'énergie linéique (LET), mesuré en $\text{keV}/\mu\text{m}$. Les particules de haut LET ont une densité d'ionisation plus importante, elles causeront donc des dommages cellulaires plus importants. On dit alors qu'elles ont une efficacité biologique plus importante. Bien qu'il n'y ait pas de limite réelle entre un "bas LET" et un "haut LET", des études ont montrées que pour beaucoup de systèmes cellulaires, les effets biologiques deviennent plus important pour des LET supérieurs à $20 \text{ keV}/\mu\text{m}$ [31]. Des exemples de valeurs de LET de différentes particules dont le parcours équivaut à celui d'un proton de 200 MeV (262 mm) dans de l'eau sont représentés dans le tableau 1.3. Ce tableau montre que le LET des ions carbone est supérieur à $20 \text{ keV}/\mu\text{m}$ dans les 40 derniers millimètres alors que les protons ne les atteignent que dans les derniers micromètres de leur parcours et les ions hélium uniquement dans le dernier millimètre. D'autre part, les ions

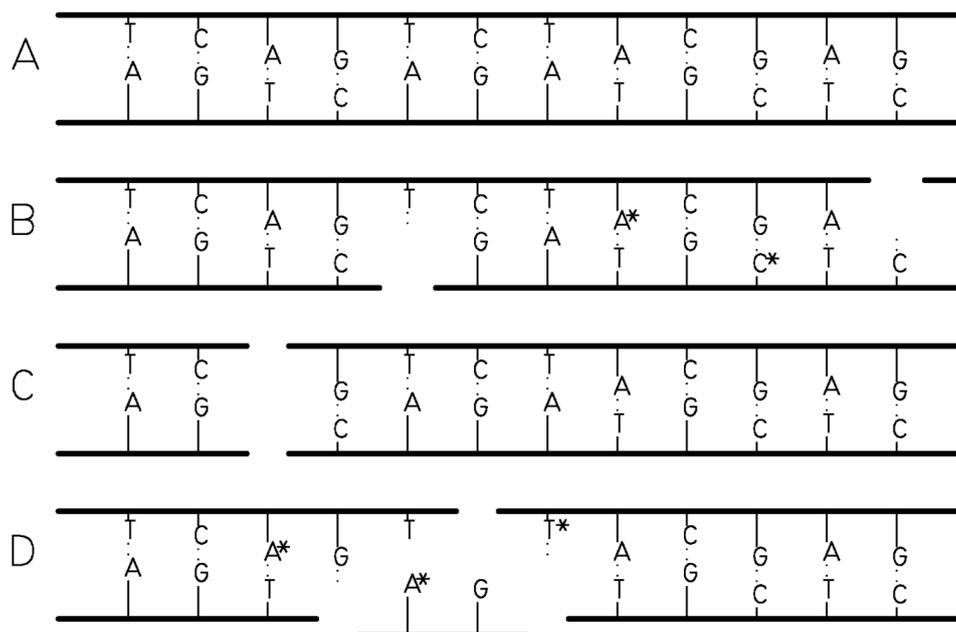


FIGURE 1.8 – Représentation schématique d’une partie d’ADN non endommagée (A), de deux ruptures simple brin (B), d’une rupture double brin (C) et d’une lésion complexe (D). Les symboles (*) indiquent une altération des bases. Figure tirée de [30].

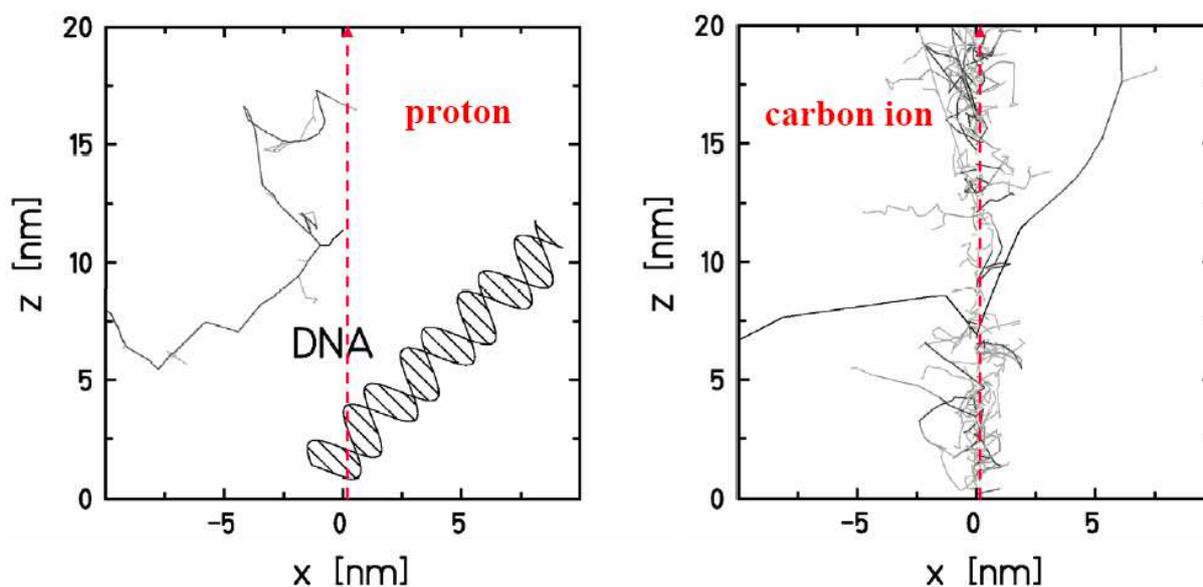


FIGURE 1.9 – Trace laissée dans de l’eau par un proton (à gauche) et un ions ^{12}C (à droite) à une énergie de 1 MeV/A à une échelle nanométrique. Une molécule d’ADN est représentée schématiquement sur la figure. Figure tirée de [31].

plus lourds que le carbone atteignent eux des LET supérieurs à $20 \text{ keV}/\mu\text{m}$ trop tôt ce qui risque d’endommager les tissus sains situés avant la tumeur.

Nous avons ici démontré qualitativement que l’efficacité biologique et le LET des particules sont liés de part la densité d’ionisation engendrée. Le LET n’est pas le seul paramètre à prendre en compte pour évaluer les dégâts biologiques, d’autres paramètres purement biologiques comme

Particule chargée ${}^A\text{X}$	E (MeV/A) Parcours = 262mm	LET (keV/ μm) à différents parcours				
		résiduels dans de l'eau (mm)				
		262	150	70	30	1
${}^1\text{H}$	200.0	0.5	0.6	0.8	1.1	4.8
${}^4\text{He}$	202.0	1.8	2.2	3.1	4.4	20.0
${}^7\text{Li}$	234.3	3.7	4.6	6.2	8.9	40.0
${}^{11}\text{B}$	329.5	8.5	10.0	13.5	19.0	87.5
${}^{12}\text{C}$	390.7	11.0	13.5	17.5	24.5	112.0
${}^{14}\text{N}$	430.5	14.5	17.5	22.5	31.5	142.0
${}^{16}\text{O}$	468.0	18.0	21.5	28.0	39.0	175.0

TABLE 1.3 – Valeurs de LET de différentes particules dont le parcours est équivalent à celui d'un proton de 200 MeV (262 mm). [31]

la capacité réparatrice de la cellule ou le type de tissu concerné doivent être pris en compte.

1.4.2 Courbes de survie et efficacité biologique relative

Bien que l'ADN soit la principale cible lorsqu'on cherche à détruire une cellule cancéreuse, des dégâts sur d'autres composants comme le cytoplasme ou la membrane peuvent engendrer la mort de la cellule. Les radio-biologistes se retrouvent avec une quantité d'informations à traiter simultanément si importante qu'ils passent par une étude au niveau macroscopique afin de prendre tous les effets possibles en compte. Pour cela, ils étudient la prolifération cellulaire dans des échantillons passés sous rayonnements et mesurent le taux de survie cellulaire. Ces mesures sont ensuite représentées sous forme de courbes de survie cellulaire S qui peuvent être modélisées par le modèle linéaire-quadratique (LQ) suivant :

$$S = \exp \{ -\alpha D - \beta D^2 \}, \quad (1.9)$$

où D est la dose absorbée et α et β sont des paramètres déterminés expérimentalement.

La figure 1.10 représente un exemple de courbes cellulaires obtenues pour un traitement de radiothérapie conventionnelle (trait plein) et pour un traitement carbone (pointillés). La dose nécessaire pour atteindre un taux de survie cellulaire fixé est toujours plus importante en photons qu'en carbone. Les paramètres α et β de ces courbes de survies doivent être mesurés pour chaque configuration d'irradiation (tissu, oxygénation, projectile, énergie du projectile...).

Pour faciliter la prise en compte des effets biologiques dans les calculs de dose, un facteur de pondération a été déterminé, le facteur d'efficacité biologique relative (RBE[✶]). Ce facteur est généralement déterminé à partir des courbes de survie cellulaire, pour un taux de survie fixé, comme le rapport entre la dose déposée nécessaire en traitement photon conventionnel et celle pour le traitement étudié :

$$\text{RBE} = \frac{D_\gamma}{D_{ion}} \quad (1.10)$$

La figure 1.10 montre comment calculer ce facteur de RBE. Par exemple, pour un taux de survie cellulaire de 10%, $\text{RBE}_{10} = 6/2.8 = 2.1$. Ce chiffre peut s'interpréter comme un pouvoir 2.1 fois plus destructeur pour les ions carbone que pour les X lorsqu'un taux de survie cellulaire de 10% veut être obtenu. La dose biologique est ensuite calculée comme le produit du RBE par la

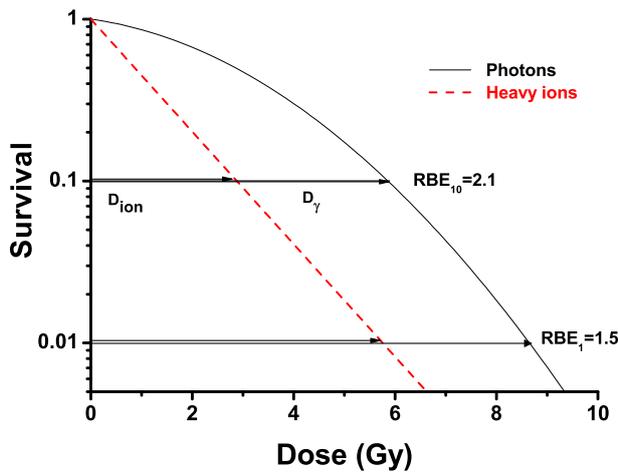


FIGURE 1.10 – Courbes de survie cellulaires obtenues pour un traitement de radiothérapie conventionnelle (trait plein) et pour un traitement carbone (pointillés) [15].

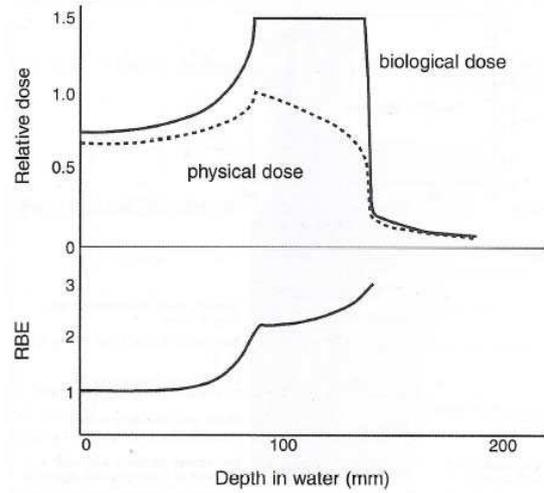


FIGURE 1.11 – Bas : calcul du RBE en fonction de l'épaisseur d'eau traversée. Haut : représentation de la dose physique nécessaire (pointillés) pour obtenir un pic de Bragg étalé plat en terme de dose biologique (trait plein). Tiré de [32].

dose physique. La figure 1.11 représente la dose physique nécessaire (pointillés) pour obtenir un pic de Bragg étalé plat en terme de dose biologique (traits pleins). Les facteurs de RBE appliqués sont calculés pour chaque énergie (partie inférieure de la figure).

Enfin, comme cela a été évoqué précédemment, le RBE dépend du type de la particule et de son LET. La figure 1.12 représente la valeur RBE_α en fonction du LET pour différents types de particules. La valeur RBE_α correspond au rapport des termes α de l'équation 1.9 qui définissent les pentes initiales des courbes de survie cellulaire ($RBE_\alpha = \alpha_X / \alpha_{rayonnement}$). Les parties en traits pleins correspondent aux deux derniers centimètres avant la tumeur. Cette figure montre que le RBE augmente avec le LET jusqu'à une certaine valeur d'environ 100-200 keV/ μ m puis diminue pour des LET supérieurs. Ce phénomène est connu sous le nom "d'effet d'over-kill". A partir d'une certaine densité d'ionisation, la cellule est certaine d'être tuée. Augmenter le LET ne changera donc plus rien au niveau biologique puisque la cellule est déjà morte. L'ion carbone semble donc encore une fois le candidat idéal puisque son maximum d'efficacité biologique se trouve à la fin de son parcours, au niveau de la tumeur.

1.4.3 Effet oxygène

Le dernier aspect à aborder concerne l'oxygénation des cellules. Comme nous le disions plus tôt, 70% des dégâts causés aux cellules se font de manière indirecte, grâce aux radicaux libres créés par radiolyse des molécules d'eau présentes dans la cellule. Certaines tumeurs peuvent avoir une mauvaise irrigation sanguine. Cette hypoxie (manque d'oxygène) réduit les possibilités de dégâts indirects, rendant ces tumeurs radio-résistantes. Afin de quantifier cet effet, un facteur d'oxygénation ou *Oxygen Enhancement Ratio* (OER) est calculé comme suit :

$$OER = \frac{D_{hypoxie}}{D_{aérobie}} \quad (1.11)$$

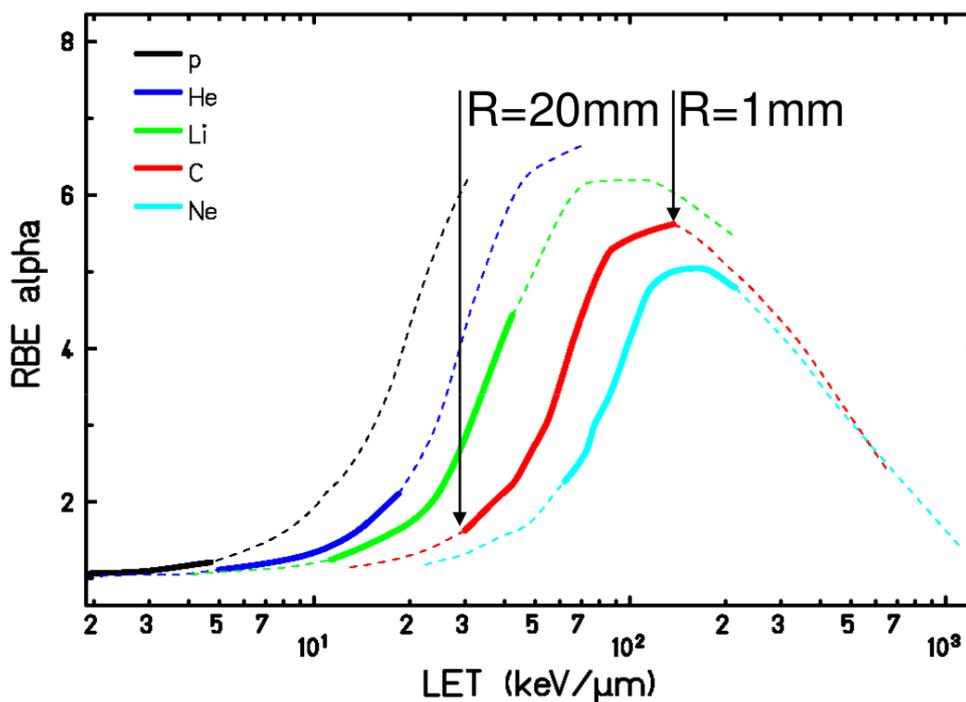


FIGURE 1.12 – Valeur RBE_{α} en fonction du LET pour différents types de particules [33].

où $D_{hypoxie}$ et $D_{aérobie}$ sont les doses à délivrer en absence (hypoxie) et en présence (aérobie) d'oxygène. Plus le facteur d'OER est élevé, moins l'irradiation est efficace. La figure 1.13 représente les courbes de survie cellulaire pour des rayons X et pour des ions carbone à deux valeurs de LET différentes dans le cas d'une cellule normale et d'une cellule en hypoxie. L'écart entre les courbes de survie en hypoxie et en aérobie diminue lorsque le LET augmente. Il semble donc que le facteur d'OER diminue pour les particules de haut LET. En effet, des études ont montré que le facteur d'OER est plus faible, donc meilleur, pour les ions les plus lourds [15]. Ce résultat s'explique par leur potentiel de création de dommages directs plus important, l'impact du manque d'oxygène est alors limité.

1.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, les propriétés physiques et biologiques des ions lourds ont été discutées. L'avantage apporté par les particules chargées par rapport à la radiothérapie conventionnelle est net. Les propriétés du pic de Bragg caractéristiques des particules chargées confèrent un avantage balistique important auquel s'ajoutent les bénéfices biologiques. D'un point de vue balistique et biologique, il semblerait que plus les ions utilisés sont lourds, plus ils sont efficaces dans leur utilisation en hadronthérapie. Cependant, nous avons vu que certains aspects incitent à ne pas utiliser des ions trop lourds. Les ions plus lourds que le carbone n'ont pas leur maximum d'efficacité biologique au niveau de la tumeur à cause de l'effet dit "d'over-kill". De plus, pour ces noyaux, des LET supérieurs à 20 keV/ μ m sont observés bien avant que le faisceau n'arrive à la tumeur. Le risque d'endommager les tissus sains et de créer de nouveaux cancers radio-induits devient alors plus important. Mais l'inconvénient majeur des ions lourds dans leur utilisation en hadronthérapie vient des interactions nucléaires subies par le faisceau au cours de sa progression dans le corps du patient. Ces interactions nucléaires conduisent à une perte non négligeable du nombre de projectile, et par conséquent à une diminution de la dose à la tumeur. Cette dose perdue à la tumeur se retrouve éparpillée sur les tissus sains environnants, déposée par des parti-

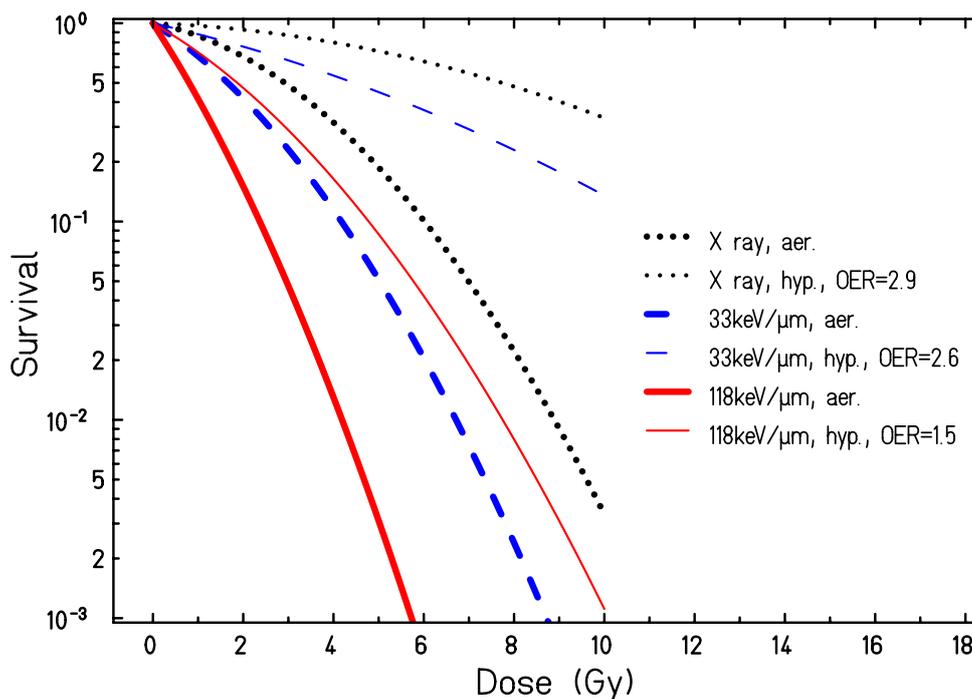


FIGURE 1.13 – Courbes de survie cellulaire pour des rayons X et pour des ions carbone à deux LET différents dans le cas d’une cellule normale et d’une cellule en hypoxie [15].

cules plus légères issues de la fragmentation du projectile. Ces particules légères (principalement protons et particules α) ont des parcours plus longs que celui du faisceau, créant une queue de fragmentation derrière la tumeur. Ces processus nucléaires, dépendant des sections efficaces totales de réaction, sont d’autant plus importants que le projectile utilisé est lourd.

Aux vues de ces remarques, l’ion carbone apparaît alors comme le meilleur compromis, offrant une balistique précise, une efficacité biologique suffisamment importante et maximale à la tumeur, un OER faible et une proportion de projectile ayant fragmenté acceptable. Il ne s’agit cependant pas d’un choix définitif. Des études sont toujours menées en parallèle avec d’autres ions plus légers comme l’hélium et plus lourds comme l’oxygène. Une meilleure connaissance des effets biologiques dans leur globalité est encore nécessaire avant de pouvoir affirmer quel est le meilleur compromis à adopter. Le cadre de cette étude porte lui sur la physique des processus nucléaires menant à la fragmentation du projectile. Les chapitres suivants seront dédiés à la mesure des sections efficaces doublement différentielles de fragmentation du carbone.

Analyse des données expérimentales

Sommaire

Introduction	22
2.1 Dispositif expérimental de l'expérience E600	23
2.1.1 Les cibles utilisées	24
2.1.2 Détection des particules chargées	26
2.1.2.1 Matériel utilisé	26
2.1.2.2 Géométrie	26
2.1.2.3 Identification des particules	27
2.1.3 Monitoring faisceau	28
2.1.4 Une chaîne électronique numérique : FASTER	30
2.2 Dispositif expérimental de l'expérience 0°	30
2.3 Étalonnage du dispositif de monitoring faisceau	31
2.3.1 Taux de comptages dans le plastique	32
2.3.2 Taux de comptages dans le Si(Li)	32
2.3.3 Étalonnage du moniteur faisceau	34
2.4 Traitement des données "particules chargées"	34
2.4.1 Les outils de KaliVeda	35
2.4.1.1 La fonctionnelle de Tassan-Got	35
2.4.1.2 La grille d'identification	35
2.4.2 Identification des particules chargées	36
2.4.3 Étalonnage en énergie des télescopes	38
2.4.3.1 Étalonnage des détecteurs Silicium	39
2.4.3.2 Étalonnage du CsI	41
2.4.4 Vérification et estimation de l'erreur sur l'étalonnage en énergie	43
2.5 Analyse du télescope 0°	46
2.5.1 Mesure du nombre d'ions incidents	46
2.5.2 Analyse des données particules chargées	47
2.5.2.1 L'identification par la méthode "rapide-lent"	47
2.5.2.2 "Nettoyage" des cartes brutes	47
2.5.2.3 Étalonnage en énergie	51
2.6 Difficultés rencontrées lors de l'analyse	52
2.6.1 Perte de linéarité des photomultiplicateurs	52
2.6.2 Problème sur la fréquence de coupure (Expérience E600)	53
2.6.3 "Effets de bords" sur les détecteurs Silicium	53
2.6.4 Pollutions dues au faisceau	55
2.7 Conclusion	56

Introduction

Depuis les années 1990, un grand nombre d'expériences ont été réalisées afin d'étudier les mécanismes d'interaction entre les ions ^{12}C et la matière. Elles se sont concentrées dans un premier temps sur des mesures de dépôt d'énergie dans des fantômes d'eau ou de PMMA[✕] qui sont une bonne première approximation de la composition du corps humain [34, 20, 35]. D'autres expériences ont été réalisées en parallèle pour étudier plus précisément la fragmentation du ^{12}C sur cible épaisse d'eau ou de PMMA en mesurant les taux de production après différentes épaisseurs de matière traversée.

Ces expériences ont eu pour but d'alimenter directement en données les systèmes de planification de traitement TPS utilisés pour estimer les conditions expérimentales de traitement par hadronthérapie (énergies de faisceau, incidences, durée d'irradiation nécessaire...). Ce type de technique reste néanmoins approximatif car les calculs sont faits par interpolations et utilisent un procédé "d'équivalence eau". Ce procédé consiste à définir pour un matériau d'épaisseur donnée, par exemple de l'os, l'épaisseur d'eau qu'il faut prendre en compte pour avoir un dépôt de dose équivalent. Cette approximation est raisonnable avec des photons ou des protons, mais peut engendrer des erreurs non négligeables pour les ions plus lourds tels que le carbone [36].

Pour améliorer la précision sur les calculs de dose que fournissent de tels TPS, il est donc nécessaire de ne pas se limiter à des mesures sur cibles d'eau ou de PMMA mais d'aller étudier plus précisément les interactions entre un noyau de ^{12}C et les différents éléments constituant le corps humain. Ces études sont d'autant plus pertinentes que la production de fragments issus des interactions inélastiques entre le faisceau et les tissus du patient peut être fortement liée à la composition chimique de ces derniers. L'amélioration optimale des TPS en ce qui concerne la physique nucléaire serait d'y intégrer un code simulant l'évolution d'un faisceau de carbone dans un corps humain en prenant en compte tous les processus physiques mis en jeu. De telles simulations resteraient toutefois trop longues pour pouvoir être utilisées directement en clinique, mais les utiliser pour générer des bases de données précises ou pour contraindre des calculs analytiques permettrait une réelle amélioration de la précision des traitements en hadronthérapie.

Les codes de simulations Monte-Carlo actuellement disponibles (GEANT4[✕] [37], FLUKA[✕] [38]...) permettent de telles simulations. Cependant, bien qu'ils reproduisent avec précision les interactions électromagnétiques et les collisions élastiques entre les noyaux, les interactions nucléaires de type collision noyau-noyau avec fragmentation restent mal reproduites aux énergies d'intérêt en hadronthérapie (jusqu'à 400 MeV/A). C'est pourquoi, afin de mieux comprendre les processus physiques mis en jeu et ainsi améliorer les bases de données des TPS, d'autres expériences ont été réalisées sur cibles épaisses de différents matériaux présents dans la composition des tissus humains. Le tableau 2.1 récapitule la plupart des expériences réalisées sur cible épaisse pour la hadronthérapie.

Des simulations Monte-Carlo ont été réalisées dans le but de reproduire les données expérimentales. Différentes modélisations des processus nucléaires ont été utilisées [59, 54, 60], principalement les modèles de cascades intranucléaires (BIC[✕]) et de dynamique moléculaire quantique (QMD[✕]). Cependant, les écarts observés entre les données expérimentales et les résultats simulés pouvaient atteindre plus d'un ordre de grandeur. Il s'est donc avéré que la complexité des processus nucléaires mis en jeu dans la fragmentation du carbone aux énergies d'intérêt en hadronthérapie ne permet pas aux modèles actuels de reproduire les données expérimentales.

Afin de contraindre suffisamment les modèles nucléaires, une série d'expériences de fragmentation sur cibles minces a été planifiée par plusieurs collaborations européennes. Ces expériences ont pour but de déterminer les sections efficaces doublement différentielles de fragmentation du ^{12}C sur des cibles d'intérêt en hadronthérapie.

- Une première série d'expériences (FRAG) a été réalisée au LNS[✕] (Catania, Italie) par un

Centre	E(MeV/A)	Cibles	Références
HIMAC	100, 180, 400	C, Al, Cu	[39]
	110-250	eau, CH ₂ , C	[40]
	290	PMMA, eau	[41, 42]
	100, 230, 400	C, Al	[43]
	290-400	C, CH ₂ , Al, Cu, Sn	[44]
	200-400	Lexam [✕] , eau	[45, 46]
	313	Lexam	[47]
GSI	192, 267, 305, 498	PMMA, Al, eau, CH ₂ , C	[48]
	200-340	eau, PMMA	[49]
	270	eau	[50]
	200	eau	[51, 52]
	200-400	eau	[28]
	200	eau	[53]
GANIL	95	PMMA	[54, 55]
CERN	86	C	[56, 57, 58]

TABLE 2.1 – Liste des expériences de mesures de fragmentation du ¹²C sur cibles épaisses pour la hadronthérapie.

groupe italien. Elle s'est déroulée entre 2009 et 2010 et a pour but d'étudier la fragmentation du carbone sur cible mince de carbone à 62 et 80 MeV/A [61].

- Une autre expérience s'est déroulée en août 2011 (FIRST) à GSI[✕] (Darmstadt, Allemagne). Bien que dirigée par un groupe de recherche italien, il s'agit ici d'une collaboration avec des équipes allemandes et françaises. Ce projet a pour but d'étudier la fragmentation du carbone sur cible mince de carbone à 400 MeV/A [62].
- Deux expériences ont finalement été réalisées au GANIL[✕] (Caen, France) en mai 2011 et septembre 2013 par une collaboration française regroupant le groupe Application Médicale du LPC Caen et des équipes de Strasbourg, de Saclay, du GANIL et de Lyon. La première expérience a eu pour but d'étudier la fragmentation du ¹²C sur différentes cibles minces d'intérêt en hadronthérapie (H, C, O, Al, et ^{nat}Ti) à 95 MeV/A pour des angles allant de 4 à 43°. Les données de cette expérience ont ensuite été complétées par une seconde, réalisée en septembre 2013 et qui a permis de mesurer les sections efficaces de fragmentation à 0°.

Ces deux dernières expériences réalisées au GANIL font l'objet de cette thèse. L'ensemble des dispositifs expérimentaux utilisés va maintenant être décrit et les données recueillies seront analysées. Dans la suite, l'expérience de 2011 sera appelée "expérience E600" et celle de 2013 "expérience 0°".

2.1 Dispositif expérimental de l'expérience E600

L'expérience de fragmentation réalisée au GANIL en mai 2011 a pour but d'obtenir les sections efficaces doublement différentielles de fragmentation du carbone à une énergie de 94.63(09) MeV/A sur différentes cibles minces. C'est à dire, déterminer les taux de production des différents

fragments en fonction de leurs angles d'émission et de leurs énergies.

Pour remonter aux sections efficaces de fragmentation, un certain nombre de paramètres doivent être connus comme le montre l'expression suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}({}^A_ZX) = \frac{N({}^A_ZX) \times A_{cible}}{N({}^{12}C_{inc}) \times \Omega \times \rho \times e \times \mathcal{N}_A}, \quad (2.1)$$

où $N({}^A_ZX)$ est le nombre de fragments A_ZX émis dans un angle solide Ω suite à la fragmentation d'un nombre $N({}^{12}C_{inc})$ de noyaux de carbone incidents sur une cible de densité ρ et d'épaisseur e . \mathcal{N}_A représente le nombre d'Avogadro.

Il est donc nécessaire d'avoir un dispositif de détection permettant de :

- détecter les particules chargées produites à différents angles et les identifier,
- connaître le nombre de noyaux de ${}^{12}C$ qui ont traversé la cible, laquelle doit être parfaitement connue.

Le dispositif expérimental, placé sur la ligne G22 du GANIL, comprend en sortie du tube faisceau une chambre à réaction ECLAN de la collaboration CHARISSA (cf. Fig. 2.1). Les cibles sont placées sur un porte cible au centre de la chambre, les unes au dessus des autres, sur un porte cible se déplaçant verticalement. Quatre télescopes sont disposés dans la chambre pour détecter les particules chargées. Ils sont montés deux par deux avec un écart angulaire de 8° sur deux bras mobiles (cf. Fig. 2.3). Au cours de l'expérience E600, ces télescopes ont balayés des angles allant de 7° à 43° . La position des bras mobiles est contrôlée depuis un ordinateur distant.



FIGURE 2.1 – Photographie de la chambre à réaction ECLAN.



FIGURE 2.2 – Photographie des télescopes montés sur les bras rotatifs dans la chambre à réaction.

A la sortie de la chambre à réaction, une petite chambre à vide est installée. Elle contient un dernier télescope qui, contrairement aux autres ; restera fixe durant toute l'expérience. Il est positionné de sorte à faire un angle de 4° avec la direction du faisceau (cf. Fig. 2.3).

Pour finir, en aval de cette dernière chambre, un dispositif de monitoring faisceau a été installé pour déterminer l'intensité du faisceau. Il sera détaillé plus précisément dans la suite (cf. p. 28).

2.1.1 Les cibles utilisées

Les cibles utilisées ont été choisies de sorte à être le plus représentatives possible des différents constituants des tissus humains, à savoir : carbone, hydrogène, oxygène et calcium. Ces éléments

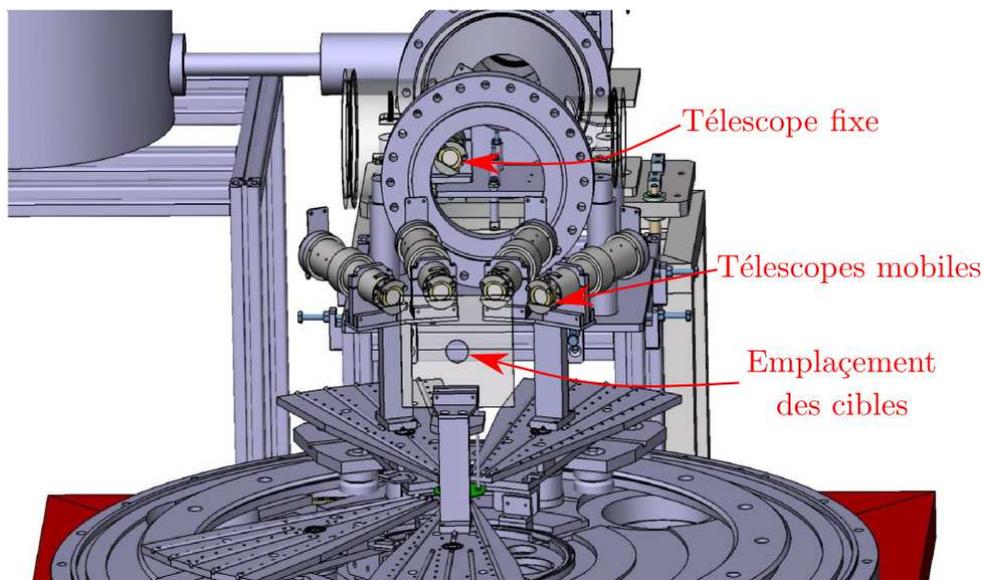


FIGURE 2.3 – Représentation de la chambre à réaction ECLAN vue de l'intérieur.

représentent environ 93% de la composition du corps humain [63]. Parmi ces éléments, seul le carbone peut être facilement contenu dans une cible mince, pure et solide. C'est pourquoi, pour remonter aux sections efficaces sur de l'hydrogène et de l'oxygène, des cibles de polyéthylène (CH_2), d'aluminium et d'alumine (Al_2O_3) ont été utilisées. Les sections efficaces H et O seront alors obtenues par combinaison des section efficaces de ces différentes cibles.

La réalisation d'une cible fine de calcium est compliquée. Le calcium s'oxydant rapidement, il doit être manipulé sous vide, ce qui compliquerait trop l'expérience. C'est pourquoi une cible de titane a été utilisée à la place. Le titane est un élément proche du calcium dans la classification périodique des éléments ($Z_{\text{Ti}} = 22 \approx Z_{\text{Ca}} = 20$) et plus facile à utiliser. Si un modèle nucléaire parvient à reproduire les sections efficaces de fragmentation pour la cible de titane, la reproduction de celles de la cible de calcium devrait également être correcte.

Enfin, une cible de PMMA ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$) a également été utilisée. La plupart des expériences déjà réalisées ayant été effectuée sur cible de PMMA, ces mesures permettront de vérifier la cohérence avec d'autres données. De plus, ces données serviront à confirmer le procédé utilisé pour extraire les sections efficaces H et O à partir des cibles composites.

Caractéristiques des cibles utilisées :

Les taux de production des différents fragments dépendent directement du nombre de noyaux de la cible vus par le projectile. Cependant, les épaisseurs et densités des cibles sont données par le constructeur avec une erreur de 10%. C'est pourquoi nous avons mesuré pour chaque cible la valeur du produit $\rho \times e$ qui apparaît dans l'équation des sections efficaces (cf. equ. 2.1). Cette valeur est accessible à partir de la surface $S = L \times l$ et du poids m du matériau :

$$\rho \times e = \frac{m}{S} \text{ (g.cm}^{-2}\text{)} \quad (2.2)$$

$$\frac{\sigma(\rho \times e)}{\rho \times e} = \sqrt{\left(\frac{\sigma(m)}{m}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(l)}{l}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(L)}{L}\right)^2} \quad (2.3)$$

L'utilisation d'une balance ($\sigma(m) \approx 2.10^{-4}$ g) et d'une règle de précision pour mesurer la surface ($\sigma(l) = \sigma(L) \approx 2.10^{-2}$ cm) nous ont permis d'obtenir une précision de l'ordre du pourcent

pour la valeur de $\rho \times e$ (cf. Tab. 2.2).

Cibles	épaisseurs (en μm)	$\rho \times e$ (en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$)	$\sigma(\rho e)/\rho e$ (en %)
C	250	0,0411	0,7
CH ₂	500	0,0481	0,9
Ti	125	0,0576	0,7
Al	200	0,0540	0,7
Al ₂ O ₃	150	0,0550	0,7
PMMA	500	0,0642	0,8

TABLE 2.2 – Caractéristiques des cibles utilisées.

2.1.2 Détection des particules chargées

2.1.2.1 Matériel utilisé

Pour la détection des particules chargées, cinq télescopes identiques ont été utilisés. Ils sont composés de trois étages (cf Figure 2.4) :

- une jonction silicium d'environ 150 μm d'épaisseur nommé silicium fin dans la suite,
- une jonction silicium d'environ 1 mm d'épaisseur nommé silicium épais dans la suite.
- un scintillateur inorganique CsI(Tl) d'épaisseur 10 cm couplé à un photomultiplicateur.

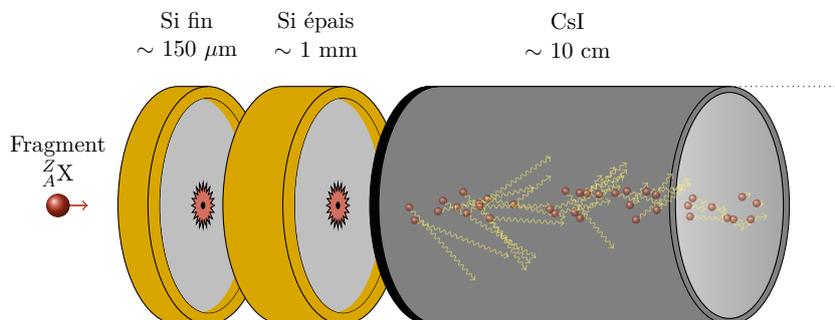


FIGURE 2.4 – Vue schématique d'un des télescopes utilisés.

Afin que la lumière émise par le CsI n'interagisse pas avec le silicium épais, une feuille réfléchissante de Mylar aluminisée de 12 μm a été placée entre ces deux derniers détecteurs.

2.1.2.2 Géométrie

Les détecteurs silicium et le cristal de CsI ont des diamètres respectifs de 1.9 cm et 3 cm. Le diamètre des cristaux de CsI a volontairement été choisi plus grand pour éviter que les particules arrivant avec de grandes incidences ne sortent du CsI par diffusion. Les dimensions des détecteurs sont récapitulées dans les tableaux 2.3 et 2.4. Les angles solides donnés dans le tableau 2.3 correspondent à ceux du silicium épais. En effet, lors de l'expérience, l'acquisition était déclenchée uniquement si le silicium épais était touché.

L'épaisseur du silicium fin du télescope 5 est inférieure aux autres d'environ 50 μm . La raison est uniquement matérielle, un des détecteurs étant défectueux, il a dû être remplacé au dernier moment.

	Télescopes	Si fin	Si épais	CsI	Ω (msr)
Distance à la cible (mm)	1	818 (5)	826 (5)	834 (5)	0.44 (3)
	2→5	202 (5)	210 (5)	218 (5)	6.8 (5)
Diamètre (cm)	1→5	1.954	1.954	3	

TABLE 2.3 – Propriétés géométriques des détecteurs

Télescopes	Si fin	Si épais	CsI
1	161 μm	1011 μm	
2	159 μm	1014 μm	
3	160 μm	1014 μm	10 cm
4	152 μm	1011 μm	
5	101.5 μm	1018 μm	

TABLE 2.4 – Épaisseurs des détecteurs de particules chargées.

2.1.2.3 Identification des particules

L'identification des particules détectées dans les télescopes se fait par la méthode ΔE - E . Cela consiste à représenter l'énergie perdue dans un premier détecteur en fonction de l'énergie résiduelle de la particule déposée dans un second détecteur. Cela se traduit pour les particules qui se sont arrêtées dans le silicium épais par représenter l'énergie déposée dans le silicium fin en fonction de celle déposée dans le silicium épais. De même, pour les particules qui ont traversé le silicium épais, cette méthode consiste à représenter l'énergie déposée dans le silicium épais en fonction de l'énergie déposée dans le CsI. Dans une telle représentation, les particules d'un isotope donné se regroupent autour d'une quasi-hyperbole qui leur est caractéristique (cf. Fig. 2.5). En effet, d'après la formule de Bethe-Bloch et pour les énergies mises en jeu dans cette expérience (~ 1 à 100 MeV/A), la perte d'énergie dans un matériau est proportionnelle à la masse et au carré de la charge de la particule :

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{\beta^2} \propto \frac{AZ^2}{E}, \quad (2.4)$$

où E est l'énergie de la particule de masse A et de charge Z . Nos télescopes sont composés de trois détecteurs pour pouvoir identifier les particules les moins énergétiques en $\Delta E_{\text{Si fin}} - E_{\text{Si épais}}$ dans le "premier étage" et les plus énergétiques en $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$ dans le "deuxième étage". Finalement, l'énergie totale d'une particule détectée est obtenue en sommant les énergies déposées dans chacun des détecteurs touchés.

Les rebroussements dans une carte ΔE - E :

Lors d'une identification par la méthode ΔE - E , plus l'énergie de la particule détectée est importante, plus l'énergie déposée dans le premier détecteur est faible et plus celle dans le second est élevée, à condition qu'elle ne le traverse pas. Lorsque l'énergie de la particule devient suffisante, elle va traverser le second détecteur. Une fois ce seuil passé, plus l'énergie de la particule va augmenter, et plus l'énergie déposée dans le premier, comme dans le second détecteur va diminuer (zone entourée en rouge sur la figure 2.5 à gauche). Ce seuil va faire apparaître un point de rebroussement sur la carte ΔE - E . Une fois ce point de rebroussement passé, l'identification

n'est plus possible sur ces deux détecteurs car les lignes des différents isotopes se recourent. Les particules ayant une énergie supérieure à cette "énergie de rebroussement" seront alors identifiées sur l'étage suivant de la même manière (image de droite de la figure 2.5).

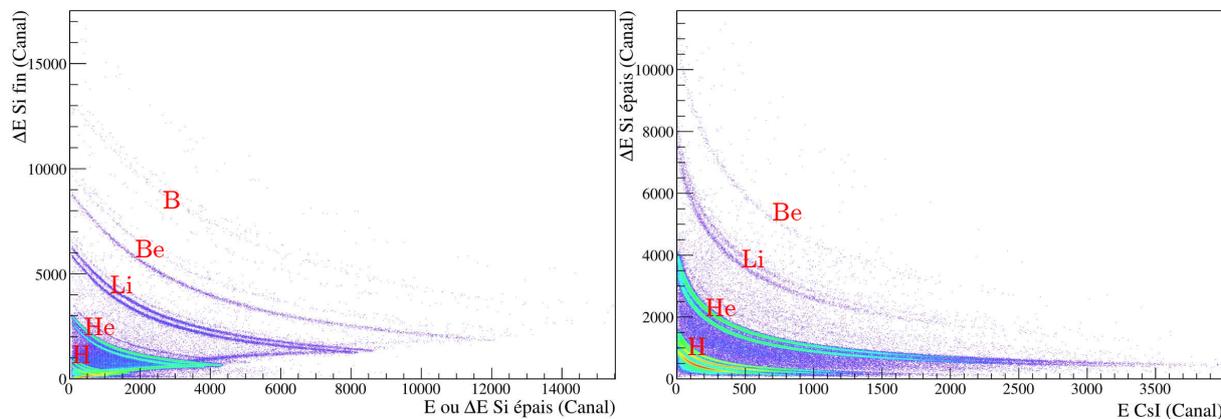


FIGURE 2.5 – Méthode d'identification $\Delta E_{\text{Si fin}} - E_{\text{Si épais}}$ (à gauche) et $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$ (à droite)

Limite basse en énergie :

L'identification par la méthode ΔE - E nécessite que la particule détectée ait traversé le silicium fin. Les particules n'ayant pas l'énergie nécessaire pour le traverser ne pourront pas être identifiées. Cette méthode impose donc une limite basse en énergie correspondant à l'énergie minimale nécessaire à une particule pour traverser le silicium fin. Tous nos détecteurs n'ayant pas exactement les mêmes épaisseurs lors de l'analyse, des seuils en énergie ont été imposés pour tous les télescopes. Ces seuils correspondent à ceux du télescope le plus épais, à savoir le télescope 1, et doivent être calculés pour chaque isotope détecté. Ils sont récapitulés dans le tableau 2.5.

Isotope $^A X$	^1H	^2H	^3H	^3He	^4He	^6He	^6Li	^7Li	
E_{Seuil} (MeV)	4.0	5.2	6.1	14.2	16.0	18.6	29.9	31.7	
Isotope $^A X$	^7Be	^9Be	^{10}Be	^8B	^{10}B	^{11}B	^{10}C	^{11}C	^{12}C
E_{Seuil} (MeV)	44.3	48.6	50.5	60.6	65.8	68.1	81.3	84.2	86.9

TABLE 2.5 – Seuils en énergie calculés comme l'énergie nécessaire pour traverser le plus épais des siliciums fins (161 μm).

Le matériel nécessaire à la détection des particules chargées a maintenant été présenté. Le dispositif expérimental nécessaire à la détermination de l'intensité du faisceau va maintenant être décrit.

2.1.3 Monitoring faisceau

Nous disposons d'un dispositif expérimental permettant de détecter les fragments produits sur un domaine angulaire allant de 0 à 45 degrés. De plus, la méthode de détection utilisée permet d'obtenir l'information sur l'énergie et sur l'identité des particules détectées. Cependant, pour remonter aux taux de production de chaque fragment, le nombre de noyaux de carbone incidents qui ont traversé la cible doit être connu. Cette information est obtenue par l'intermédiaire d'un dispositif de monitoring faisceau installé en aval de la chambre à réaction.

Ce dispositif comprend une feuille d'argent de $7\mu\text{m}$ d'épaisseur placée dans la trajectoire du faisceau. Un détecteur Silicium-Lithium (Si(Li)) est positionné au niveau de cette feuille pour détecter les rayonnements X qu'elle émet lorsque le faisceau la traverse. L'intensité faisceau sera alors obtenue à partir du nombre d'X émis qui est directement proportionnel au nombre de noyaux de carbone traversant la feuille.

Afin de connaître le coefficient de proportionnalité entre le nombre d'X et le nombre de noyaux de carbone incidents, un plastique scintillant est positionné derrière la feuille d'argent pour étalonner le Si(Li) en début d'expérience (cf Figure 2.6). Ce plastique sera ensuite retiré du faisceau une fois la phase d'étalonnage terminée.

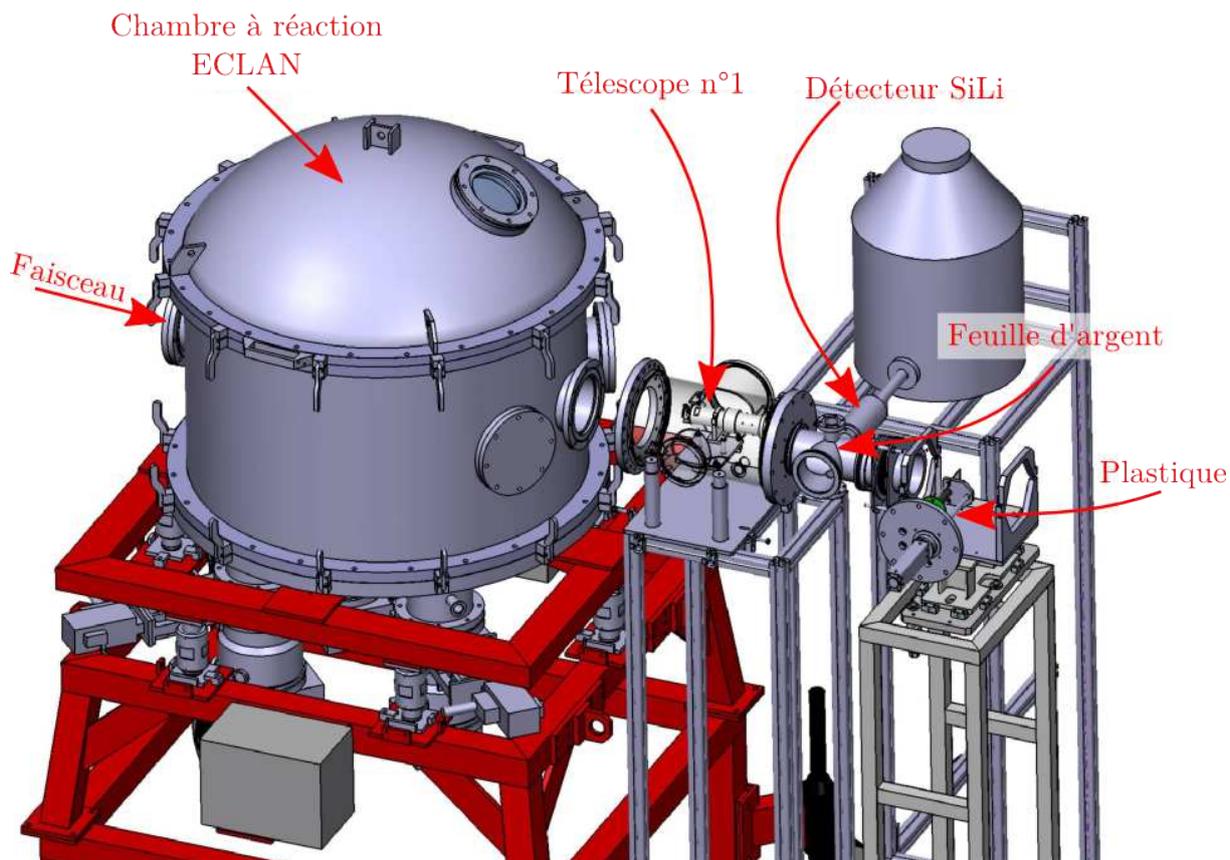


FIGURE 2.6 – Représentation graphique du dispositif expérimental comprenant le dispositif de monitoring faisceau.

Dans un premier temps, une série de prises de données a été effectuée pour étalonner le Si(Li). Pour ne pas saturer le plastique, ces mesures ont été effectuées à basse intensité (10^5 à 10^6 ions. s^{-1}). L'étalonnage du Si(Li), détaillé dans la suite, sera extrapolé aux intensités plus élevées utilisées lors de l'expérience ($\approx 10^7$ ions. s^{-1}). Il est donc primordial d'avoir un étalonnage de bonne qualité car une faible erreur sur l'étalonnage sera amplifiée à haute intensité et affectera directement la précision sur les valeurs des sections efficaces.

Validation du système de monitoring faisceau :

Afin d'être sûr que les taux de comptages détectés par le Si(Li) permettent réellement de remonter à l'intensité du faisceau, une simulation a été réalisée à l'aide du logiciel de simulation GEANT4. Le moniteur faisceau étant en aval du dispositif expérimental, une partie des ions ^{12}C qui ont interagi dans la cible ne le traverseront pas. Cette simulation a permis d'une part

d'estimer la proportion des ions incidents qui ne traversent pas la feuille d'argent. D'autre part, elle a permis de vérifier que la quantité de particules qui fragmentent dans la cible avant de traverser la feuille d'argent est négligeable. Cette simulation a été effectuée pour un faisceau de carbone à 95 MeV/A sur une cible mince de carbone (250 μm) d'épaisseur de sorte à correspondre aux conditions expérimentales.

Dans un premier temps, la proportion du nombre de ^{12}C qui arrivent dans la feuille d'argent par rapport au nombre de ^{12}C envoyés a été calculée. Le résultat obtenu est de 99.4% soit une erreur d'approximativement 0.6% qui correspond aux ^{12}C qui ont fragmentés dans la cible ou qui ont été diffusés à plus grande incidence. Cette erreur sera négligeable.

Dans un deuxième temps, la simulation a permis d'obtenir un ordre de grandeur sur la proportion des particules qui traversent la feuille d'argent et qui ne sont pas des noyaux issus directement du faisceau. En effet, des ions issus de la fragmentation du projectile avec la cible seront également détectés dans la feuille. Si ce nombre d'ions s'avère trop élevé, il induira une mauvaise estimation de l'intensité du faisceau. Ce nombre d'ion a été estimé à 0.01% ce qui est négligeable, même en supposant une production de fragments dix fois supérieure à celle simulée.

L'utilisation d'un tel dispositif de monitoring faisceau est donc justifiée.

2.1.4 Une chaîne électronique numérique : FASTER

Cette expérience a été réalisée en utilisant une acquisition numérique développée au LPC Caen : FASTER^{*} [64]. Les signaux obtenus en sortie de détecteurs (ou en sortie de pré-amplificateur pour les siliciums) sont directement envoyés dans des cartes de traitement, dans lesquelles les signaux sont numérisés. Une fois numérisés, ces signaux sont traités par des FPGA. Ces FPGA ont été programmés pour pouvoir reproduire les fonctionnalités des modules d'une chaîne d'acquisition habituelle mais sur un signal numérisé. L'utilisateur peut effectuer les réglages de la chaîne électronique directement depuis une interface graphique sur un ordinateur (réglage des seuils, des gains, des portes d'intégration pour les QDC, mise en place d'une restauration de ligne de base automatisée...).

Les cartes FASTER que nous utilisons pour cette expérience sont composées de quatre entrées (deux traitant les signaux reçus avec des algorithmes ADC : Analog to Digital Converter, et deux avec des algorithmes QDC : Charge to Digital Converter). Les signaux des siliciums sont traités par les entrées ADC et les signaux des CsI par les entrées QDC. Un FPGA (circuit logique programmable) traite les deux entrées ADC, un autre, les deux entrées QDC et un dernier est programmé pour déterminer si il y a coïncidence entre les signaux détectés dans les différentes voies pour chaque télescope. Les données sont ensuite envoyées à l'ordinateur par paquets synchronisés en temps. Les signaux et les spectres en énergies peuvent alors être directement visualisés sur ordinateur. L'acquisition est donc asynchrone, c'est à dire que chaque détecteur renvoie une information lorsqu'il est touché, ce qui permet de réduire le temps mort.

L'utilisation d'une telle électronique facilite considérablement l'utilisation des détecteurs. En effet, il n'y a presque plus de câbles à relier, de boîtiers à alimenter, et les réglages ne se font plus que par l'intermédiaire d'un ordinateur. D'autre part, ce gain en câbles et en connectique permet une réduction importante du bruit électronique.

2.2 Dispositif expérimental de l'expérience 0°

Le dispositif expérimental de l'expérience E600 permet donc d'obtenir les sections efficaces de fragmentation doublement différentielles à des angles compris entre 4 et 43°. Comme cela sera montré dans la suite, les distributions angulaires obtenues sont très piquées vers les angles avants. Afin de contraindre au mieux les modèles et d'estimer avec précision la dose déposée

par les fragments le long de l'axe du faisceau, des mesures à 0° sont nécessaires. C'est dans ce but que notre collaboration a réalisée une deuxième expérience au GANIL en septembre 2013, afin de mesurer les sections efficaces de fragmentation du carbone sur cible fine à zéro degré. Le dispositif expérimental utilisé est similaire à celui utilisé pour l'expérience E600. Les quelques changements au niveau du matériel utilisé vont maintenant être détaillés.

La chambre à réaction ECLAN a été réutilisée pour cette expérience. Le faisceau de ^{12}C , à une énergie de 94.98(09) MeV/A a été envoyé sur différentes cibles fines [C, CH_2 , Al, Ti]. Ces cibles ont volontairement été prises plus épaisses que dans l'expérience E600 pour augmenter la statistique. Les propriétés des cibles utilisées sont présentées dans le tableau 2.6. Un porte-cible rotatif a été utilisé, placé au centre de la chambre à réaction.

Cibles	épaisseurs (en mm)	$\rho \times e$ (en g.cm^{-2})	$\sigma(\rho e)/\rho e$ (en %)
C	1.0	0.176	0,6
CH_2	2.0	0.179	0,6
Ti	0.5	0.226	0,6
Al	0.7	0.177	0,6

TABLE 2.6 – Caractéristiques des cibles utilisées pour l'expérience 0° .

En ce qui concerne la détection des particules chargées, deux télescopes identiques à ceux de l'expérience E600 ont été utilisés. Le premier est placé dans la chambre à réaction, à une incidence de 9° par rapport à l'axe du faisceau. Ce télescope a été utilisé pour vérifier que les mesures réalisées concordent avec les résultats obtenus lors de l'expérience E600. Le deuxième télescope est placé plus loin, à une distance de 768(5) mm du centre de la chambre à réaction, dans l'axe du faisceau. Les propriétés du télescope utilisé à 0° sont rappelées dans le tableau 2.7. La figure 2.7 représente une vue schématique du dispositif expérimental utilisé.

	Si fin	Si épais	CsI	Ω (msr)
Épaisseurs	146 μm	1 mm	12 cm	0.51(3)
Diamètre (cm)	1.954	1.954	3	

TABLE 2.7 – Propriétés géométriques des détecteurs de l'expérience 0°

Pour l'estimation du nombre d'ions incidents, le même dispositif de monitoring faisceau a été utilisé, mais placé cette fois avant la chambre à réaction. En effet, le télescope placé dans l'axe du faisceau ne permet pas de laisser le moniteur faisceau en aval de la chambre comme lors de la première expérience.

2.3 Étalonnage du dispositif de monitoring faisceau

Comme nous l'avons vu précédemment, le dispositif utilisé pour estimer au cours du temps le nombre de carbones incidents est constitué d'une feuille d'argent et d'un détecteur Si(Li). Le nombre de photons X détectés par ce dernier détecteur va nous permettre de remonter au nombre de noyaux qui ont traversé la feuille d'argent. Pour cela, il est nécessaire de connaître la relation entre ce nombre de carbone et le nombre de photons X détectés.

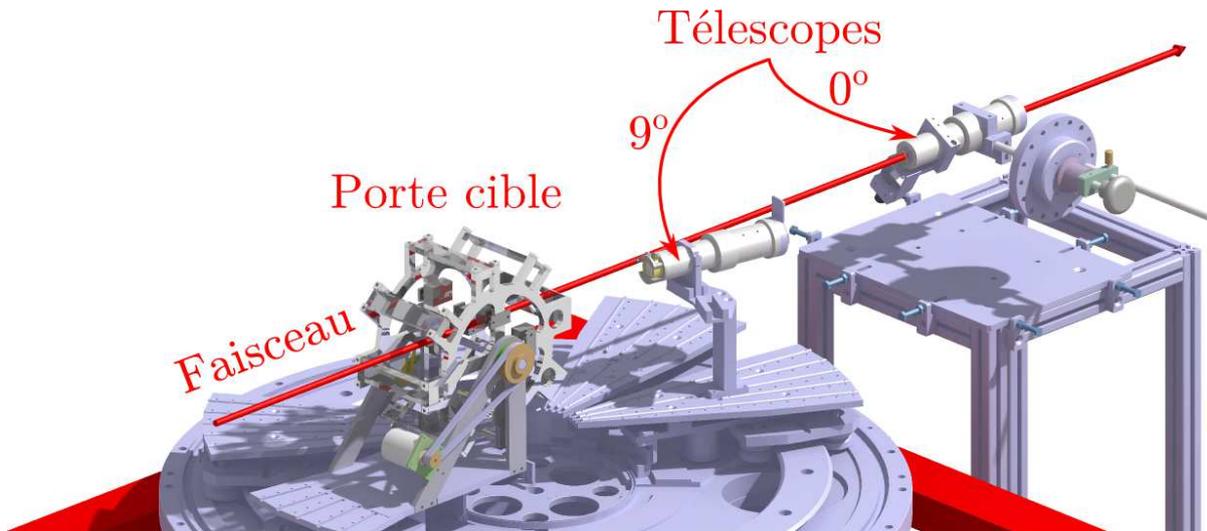


FIGURE 2.7 – Représentation schématique du dispositif expérimental de l'expérience 0°.

Dans ce but, une série de mesures a été effectuée en début d'expérience en positionnant le plastique scintillant derrière la feuille d'argent. La première étape de l'étalonnage consiste à obtenir les taux de comptages obtenus dans le plastique qui correspondent au nombre réel d'ions ^{12}C . Il faut en même temps obtenir les taux de comptages du Si(Li) et les corrélérer à ceux du plastique.

2.3.1 Taux de comptages dans le plastique

Pour déterminer les taux de comptages dans le plastique, il a été nécessaire de prendre en compte le fait que plus l'intensité du faisceau augmente, plus le nombre moyen d'ions par "paquet faisceau" augmente. L'empilement de plusieurs noyaux de carbone dans le plastique fait alors apparaître sur les spectres en énergie plusieurs pics équidistants. Le premier pic correspond au passage d'un ion, le deuxième de deux ions... etc. C'est ce que l'on observe sur la figure 2.8.

Le nombre d'ions ayant traversé le plastique est alors obtenu en sommant la statistique de chacun de ces pics (sélectionnés suivant les seuils de la figure 2.8), pondérée par le nombre d'ions correspondant, soit :

$$N_{\text{Plastique}} = N_{1 \text{ ion}} + 2 \times N_{2 \text{ ions}} + 3 \times N_{3 \text{ ions}} \dots$$

2.3.2 Taux de comptages dans le Si(Li)

La deuxième étape de l'étalonnage consiste à mesurer les taux de comptages du Si(Li). Lors de la traversée de la feuille d'argent par une particule, ses atomes sont ionisés et/ou excités. Le réarrangement du cortège électronique conduit ensuite à l'émission de photons X. Les transitions les plus probables pour de l'argent correspondent à des énergies de 22.163 et 21.99 keV (pics superposés) pour les raies $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ et de 24.943 et 25.455 pour les raies $K\beta_1$ et $K\beta_2$ (cf. Fig. 2.9). Le nombre de photons X recherché correspond alors à l'aire de ces pics, lequel doit être corrigé du bruit de fond.

Différentes méthodes de soustraction de bruit de fond ont été essayées menant toutes aux mêmes résultats à 1% près. Celle qui a été gardée est celle dont l'erreur sur les paramètres d'étalonnages est la plus faible. Il s'agit d'une soustraction d'un bruit de fond constant qui s'effectue en trois étapes :

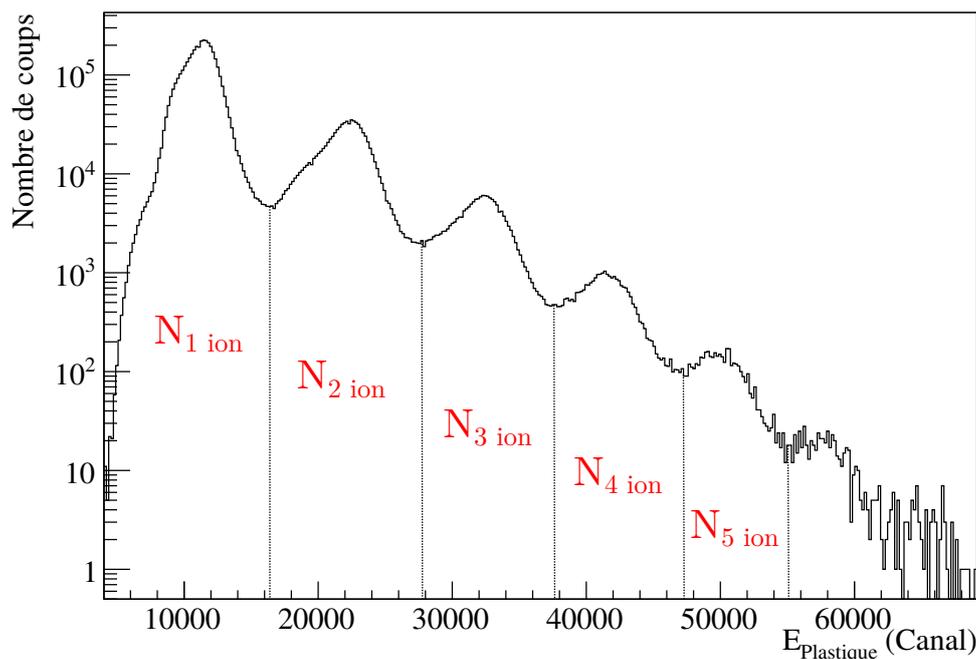


FIGURE 2.8 – Spectre en énergie du scintillateur plastique.

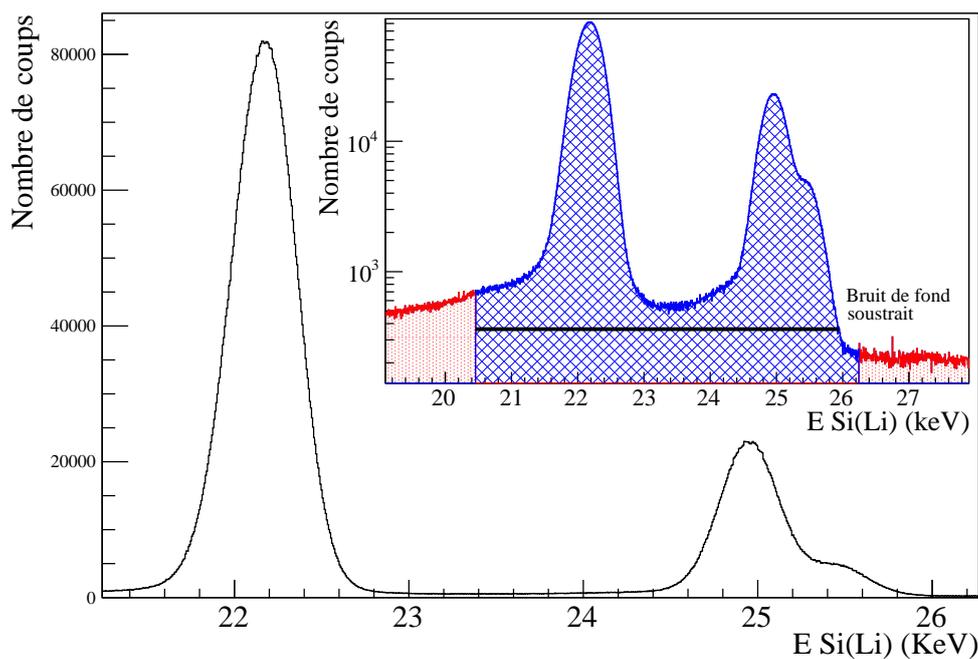


FIGURE 2.9 – Spectre en énergie du Si(Li).

1. Comptage du nombre d'événements dans les différentes raies de l'argent (zone hachurée sur la figure 2.9).
2. Estimation d'un bruit de fond moyen par canal en comptant les événements présents avant et après les raies de l'argent (zone en pointillés sur la figure 2.9) normalisés par le nombre de canaux pris en compte.
3. Correction des événements pris dans la première étape en leur soustrayant le bruit de fond moyen par canal multiplié par le nombre de canaux utilisés pour définir cette zone.

2.3.3 Étalonnage du moniteur faisceau

Puisque le nombre de rayons X émis est proportionnel au nombre de carbones incidents, l'étalonnage du moniteur faisceau revient alors à effectuer une régression linéaire. La droite d'étalonnage ($I_{\text{plastique}} = p_0 + p_1 \times I_{\text{Si(Li)}}$) est représentée sur la figure 2.10.

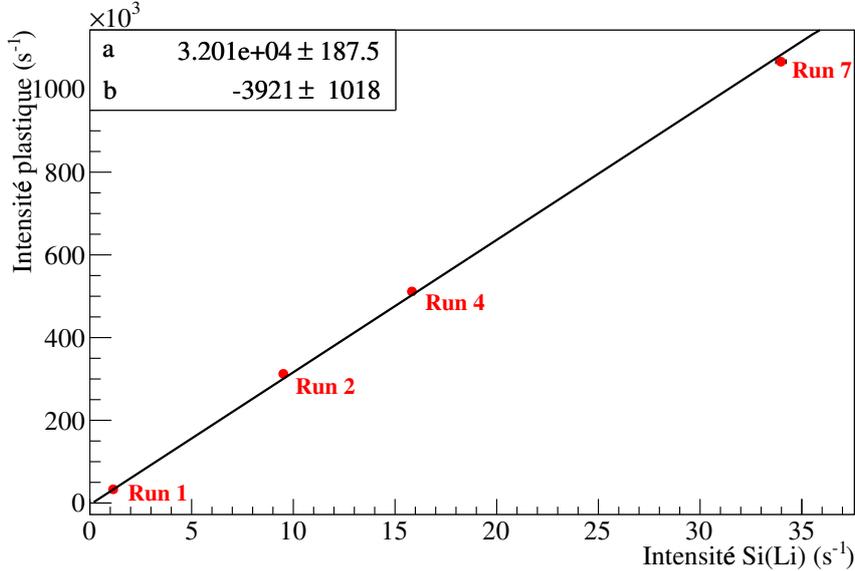


FIGURE 2.10 – Étalonnage du Si(Li).

Parmi les personnes de la collaboration qui ont participé à cette expérience, un étudiant Strasbourgeois, Didier Juliani [65], a dédié une partie de sa thèse à l'analyse de l'expérience E600 pour la partie concernant la cible de carbone. Il a donc effectué l'étalonnage du Si(Li) indépendamment des résultats présentés ici. Les écarts entre les intensités estimées par nos deux méthodes varient de 1% à 5%. C'est pourquoi nous prendrons dans la suite une incertitude relative de 5% pour l'estimation du nombre de noyaux de carbone incidents.

Lors de l'expérience E600, nous avons commis l'erreur de ne pas avoir passé assez de temps sur l'étalonnage du moniteur faisceau, pourtant décisif dans le calcul final des sections efficaces. Le nombre de mesures d'étalonnages, ainsi que la statistique accumulée pour chacun de ces points étaient insuffisants. Un étalonnage plus précis aurait permis de diminuer l'incertitude sur le nombre de carbones incidents, et donc sur les sections efficaces.

Cette erreur n'a pas été réitérée lors de l'expérience 0° . L'étalonnage a alors été effectué avec un plus grand nombre de points. Cet étalonnage, mieux contraint, a permis de mettre en évidence une non linéarité du scintillateur plastique lorsque le nombre de carbone incidents par paquet faisceau pouvait dépasser 5. Suite à cette remarque, l'étalonnage de l'expérience E600 a été repris, en enlevant trois mesures à haute intensités sur lesquelles le nombre de carbone incident par paquet faisceau pouvait dépasser 5 (cas de la figure 2.8). Cette modification a conduit à une réduction des valeurs des sections efficaces d'environ 5 à 7 %, ce qui était compris dans les barres d'erreur.

2.4 Traitement des données “particules chargées”

L'analyse des données expérimentales a été en grande partie effectuée en utilisant le logiciel orienté objet ROOT [66] et ses bibliothèques. Un autre outil a été très utile : KaliVeda [67]. Il s'agit d'un logiciel orienté objet basé sur ROOT, doté d'un grand nombre de classes utiles à l'analyse de données et aux calculs de pertes d'énergie des particules chargées dans la matière. KaliVeda

a été initialement développé pour le multi-détecteur de particules chargées INDRA [68] situé au GANIL. Cet environnement évolue de plus en plus de manière à pouvoir s’adapter à des systèmes de détection différents.

Dans cette partie, les outils de KaliVeda qui ont été utilisés vont être dans un premier temps présentés. Les méthodes d’analyse développées, basées sur ces outils, seront ensuite détaillées.

2.4.1 Les outils de KaliVeda

2.4.1.1 La fonctionnelle de Tassan-Got

KaliVeda utilise une fonctionnelle qui décrit avec précision l’énergie ΔE perdue dans un premier détecteur en fonction de l’énergie résiduelle E déposée dans un second détecteur dans lequel la particule s’est arrêtée. Cette fonctionnelle est celle proposée par L. Tassan-Got [69]. Elle permet une bonne reproduction des cartes ΔE - E et dispose d’un grand nombre de paramètres libres pour pouvoir s’ajuster sur des données non étalonnées indépendamment du dispositif de détection.

Cette fonctionnelle est définie pour des détecteurs délivrant une réponse linéaire (comme les détecteurs à Silicium) par l’expression suivante :

$$\Delta E = [(gE)^{\mu+\nu+1} + (\lambda Z^\alpha A^\beta)^{\mu+\nu+1} + \xi Z^2 A^\mu (gE)^\nu]^{\frac{1}{\mu+\nu+1}} - gE \quad (2.5)$$

où $g, \mu, \nu, \lambda, \alpha, \beta$, et ξ sont des paramètres ajustables, Z et A les charge et masse de la particule et E son énergie.

Dans le cas des détecteurs dont la réponse délivrée n’est plus proportionnelle à l’énergie déposée, cette fonctionnelle nécessite une modification. C’est le cas des détecteurs à scintillation pour lesquels on ne mesure pas directement l’énergie déposée dans le détecteur mais la lumière émise par le scintillateur. Or la relation entre l’énergie déposée dans le détecteur et la lumière émise n’est pas linéaire. De plus, elle dépend de la charge et de la masse de la particule détectée, on parle d’effet de quenching. Cet effet est a été décrit par J. Birks [70]. L. Tassan-Got a ainsi adapté sa fonctionnelle pour le cas des détecteurs CsI en déduisant la réponse en lumière d’un cristal de CsI de la formule de Birks. L’énergie E dans l’équation 2.5 est alors exprimée en fonction de la lumière h émise par le scintillateur :

$$E = \sqrt{h^2 + 2\rho h \left[1 + \ln \left(1 + \frac{h}{\rho} \right) \right]} \quad (2.6)$$

où $\rho = \eta Z^2 A$, et η est un nouveau paramètre ajustable.

2.4.1.2 La grille d’identification

Comme nous l’avons vu plus tôt, dans une représentation en ΔE - E , les particules se regroupent par isotope sur des quasi-hyperboles caractérisées par leur charge et leur masse. L’identification consiste donc pour chaque particule détectée à identifier la quasi-hyperbole la plus proche et à lui assigner sa charge et sa masse.

Pour effectuer cette opération d’identification, un des outils que fournit KaliVeda a été utilisé : la grille d’identification. Il s’agit d’un graphique qui regroupe un ensemble de lignes d’identifications. Chaque ligne caractérise un isotope donné et reproduit la forme de la quasi-hyperbole de la carte ΔE - E pour un couple de détecteurs (cf. Fig. 2.11 et Fig. 2.12).

Pour construire une grille d’identification, l’utilisateur doit tout d’abord créer “à la main” une grille d’identification composée de seulement quelques lignes de la carte ΔE - E . L’utilisateur doit pour cela spécifier les coordonnées d’une dizaine de points par ligne (en cliquant à la souris

sur la carte ΔE - E), ainsi que la charge et la masse de la particule correspondante. La figure 2.11 représente un exemple de grille d'identification construite par l'utilisateur superposée à la carte ΔE - E . Seules les lignes les plus visibles sont nécessaires, les autres seront calculées par la suite.

Dans le cas d'un télescope composé de trois détecteurs, deux grilles d'identification par télescope sont donc nécessaires (pour les cartes $\Delta E_{\text{Si fin}}-E_{\text{Si épais}}$ et $\Delta E_{\text{Si épais}}-E_{\text{CsI}}$).

Afin d'obtenir une grille d'identification précise pour tous les isotopes, y compris ceux dont la statistique est faible, la fonctionnelle décrite dans l'équation 2.5 est ajustée sur la grille d'identification construite "à la main" par l'utilisateur. Pour la carte ΔE - E comprenant le CsI, l'effet de quenching est pris en compte dans l'ajustement à partir de la relation 2.6. Le résultat de cet ajustement nous permet d'obtenir une expression analytique des lignes d'identification, et ce pour tous les isotopes. Une nouvelle grille d'identification plus précise et prenant en compte tous les isotopes peut ainsi être déterminée (cf. Fig. 2.12).

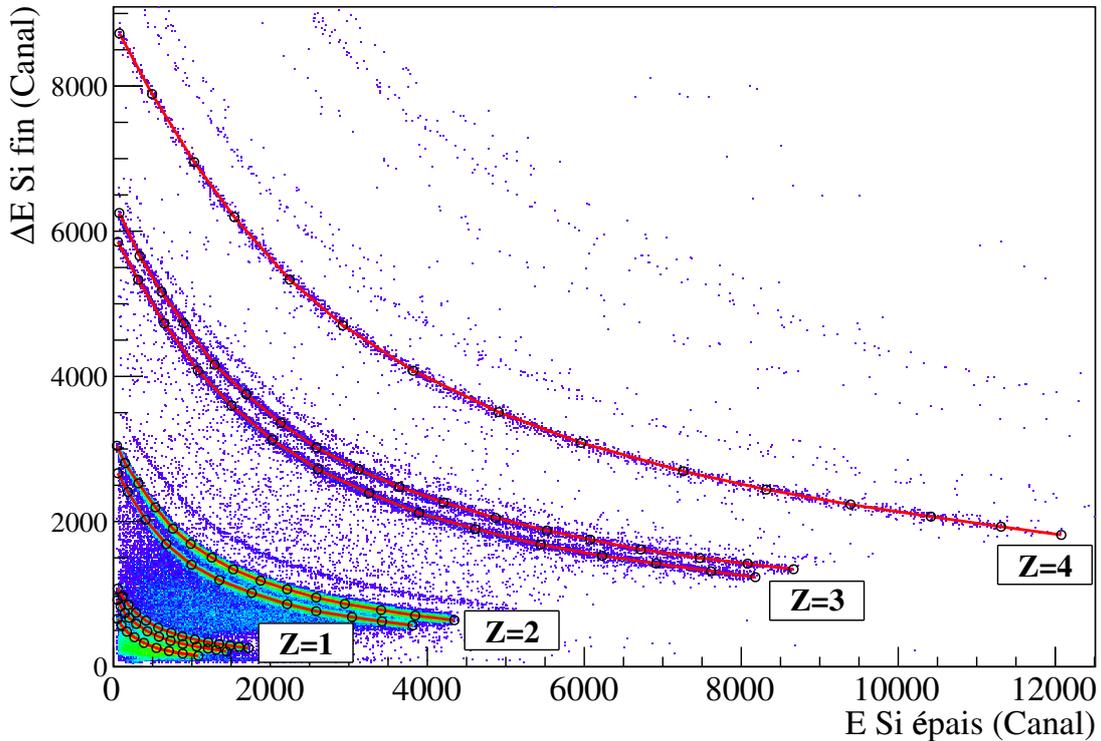


FIGURE 2.11 – Grille d'identification construite par l'utilisateur sur une carte ΔE - E pour les isotopes les plus produits.

Cette méthode nous permet d'obtenir deux grilles d'identification ΔE - E précises par télescope qui comprennent les lignes d'identification de tous les isotopes détectés, y compris ceux de très faible statistique.

Les outils fournis par KaliVeda, utilisés pour l'analyse des données expérimentales, ont été décrits. La méthode d'analyse qui a été mise en place va maintenant être détaillée. Dans un premier temps, la méthode d'identification des particules sera présentée. L'algorithme d'étalonnage en énergie des télescopes sera ensuite détaillé.

2.4.2 Identification des particules chargées

L'identification des particules, qui utilise les outils décrits précédemment, se fait par la procédure suivante :

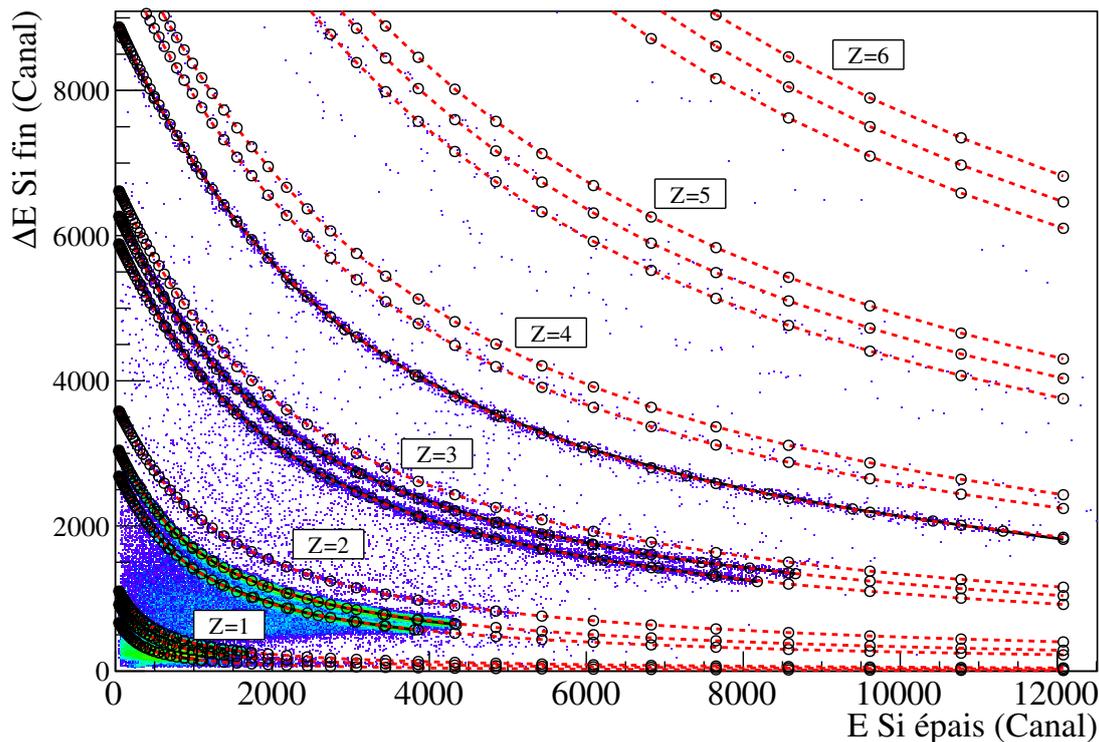


FIGURE 2.12 – Nouvelle grille d’identification obtenue par ajustement de la fonctionnelle de Tassan-Got sur la grille d’identification construite par l’utilisateur (cf. Fig. 2.11).

- Pour chaque événement (détection d’une particule dans un télescope), la grille d’identification associée au télescope et aux détecteurs touchés est lue. L’algorithme d’identification calcule alors la distance sur la carte ΔE - E entre les coordonnées de la particule détectée ($(\Delta E_{\text{Si fin}}; E_{\text{Si épais}})$ ou $(\Delta E_{\text{Si épais}}; E_{\text{CSi}})$) et les lignes de la grille d’identification.
- La charge et la masse assignées à la particule détectée sont celles de la ligne d’identification la plus proche.
- Une nouvelle variable nommée $A_{\text{réel}}$ est calculée en fonction de la distance à la ligne d’identification la plus proche de sorte que $A_{\text{réel}} \in [A-0.5; A+0.5]$. La valeur de $A_{\text{réel}}$ est donc d’autant plus proche de A que le point expérimental est proche de la ligne d’identification. Les valeurs minimales et maximales de $A_{\text{réel}}$ correspondent aux points situés à une distance égale de deux lignes de masses consécutives.
- Cette nouvelle variable est utilisée pour déterminer le “Particle Identifier” (PID^{\star}). Le PID permet de juger de la bonne séparation en charge et en masse des particules identifiées. Il s’écrit $\text{PID} = Z + 0.1 \times (A_{\text{réel}} - 2 \times Z)$ (la valeur de 0.1 est choisie arbitrairement de façon à ne pas avoir de recouvrement entre les différents Z).

Pour donner un exemple, le PID des particules ${}^3\text{He}$ prend des valeurs comprises entre 1.85 et 1.95 et le PID des particules ${}^4\text{He}$ prend des valeurs comprises entre 1.95 et 2.05. La figure 2.13 illustre l’exemple du calcul du PID pour les particules α . Le résultat du calcul du PID pour tous les isotopes détectés est illustré sur la figure 2.14 (données de la cible de carbone). La qualité de l’identification est très bonne. Tous les isotopes sont clairement séparés, y compris ceux de faible statistique comme le ${}^9\text{Be}$ ou le ${}^{10}\text{Be}$.

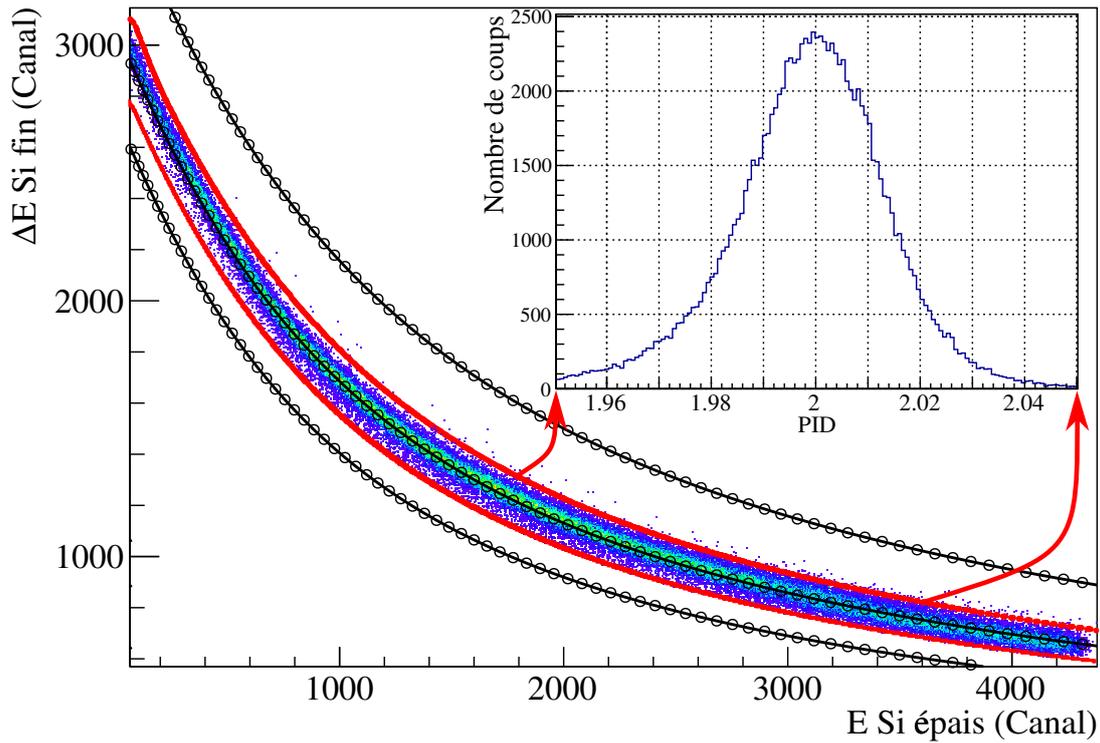
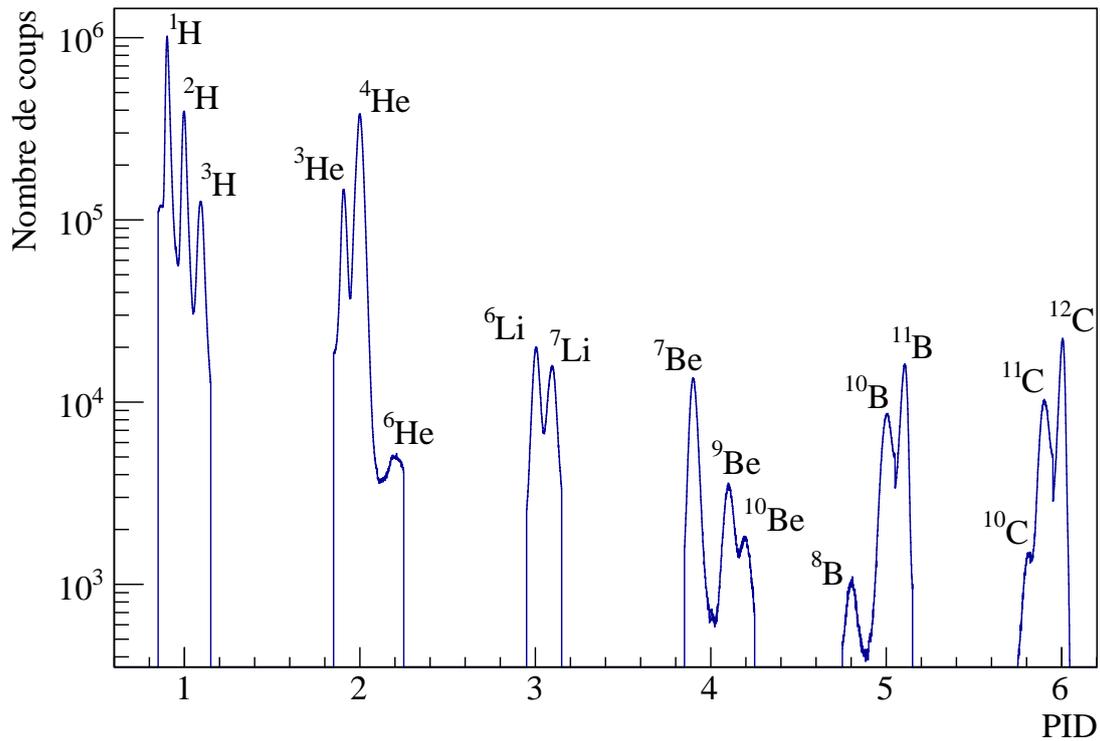
FIGURE 2.13 – Exemple de calcul de PID pour les particules α .

FIGURE 2.14 – Distribution de PID pour tous les isotopes.

2.4.3 Étalonnage en énergie des télescopes

L'identification des particules a été réalisée. Elle nous permet dorénavant de connaître les particules détectées dans le télescope. Cependant, pour obtenir les sections efficaces doublement

différentielles, les énergies des particules doivent également être connues. Comme pour l'étalonnage du moniteur faisceau, il va falloir déterminer la relation permettant de passer des données brutes fournies par les détecteurs (en canaux) à des données étalonnées en énergie (en MeV).

Comme expliqué précédemment, la réponse des détecteurs en fonction de l'énergie ne sera pas la même pour les siliciums et pour les CsI. L'étalonnage sera donc séparé en deux parties, une par type de détecteur. Le but de ce travail a été de créer des outils permettant d'automatiser au maximum l'étalonnage des détecteurs pour obtenir un gain en temps et en précision de cette étape dans l'analyse des données expérimentales.

2.4.3.1 Étalonnage des détecteurs Silicium

Les détecteurs à Silicium ont l'avantage d'être linéaires. C'est à dire que la relation permettant de passer de l'amplitude d'un signal électrique à une donnée physique exprimée en MeV est linéaire et ne dépend pas du type de particule. L'étalonnage revient donc à trouver la relation affine $f(x) = a \times x + b$ à appliquer à une valeur en canaux pour obtenir l'énergie en MeV.

L'idée générale qui a été suivie consiste à créer une carte ΔE - E théorique, et de trouver un algorithme permettant d'appliquer une transformation aux axes des cartes ΔE - E expérimentales de sorte que la carte théorique et la carte expérimentale se superposent.

Utilisation de grilles d'identification “expérimentales” et “calculées” :

Nous avons vu précédemment dans la partie sur l'identification des particules chargées que les grilles d'identifications s'avèrent être un outil pertinent pour représenter une carte ΔE - E . L'utilisation que nous en avons faite jusqu'à présent était liée à l'identification des particules. Ces mêmes grilles vont maintenant être réutilisées pour l'étalonnage des détecteurs. Elles seront nommées grilles “expérimentales” car elles se superposent à des événements mesurés et exprimés en canaux.

Dans un deuxième temps, nous allons créer de nouvelles grilles d'identification nommées grilles “calculées”. Ces grilles sont obtenues numériquement pour chaque télescope par calculs de perte d'énergie dans les deux siliciums (cf. Fig. 2.15 (b)).

Utilisation de la fonctionnelle de Tassan-Got :

La fonctionnelle de Tassan-Got, déjà utilisée page 35 permet d'obtenir une expression analytique de l'énergie déposée dans un premier détecteur en fonction de l'énergie résiduelle de la particule déposée dans un second détecteur. Son grand nombre de paramètres lui permet de s'ajuster aussi bien sur une carte ΔE - E expérimentale (en canaux) que théorique (en MeV).

Le premier ajustement de cette fonctionnelle sur la grille d'identification “expérimentale” a déjà été effectué dans la partie sur l'identification des particules. Un premier jeu de paramètres (g_C , μ_C , ν_C , λ_C , α_C , β_C , et ξ_C) a été obtenu. Il permet d'exprimer la perte d'énergie expérimentale (en canaux) dans le silicium fin en fonction de celle déposée dans l'épais.

De la même manière, un second ajustement est effectué, mais cette fois-ci sur la grille “calculée”. Un second jeu de paramètres (g_E , μ_E , ν_E , λ_E , α_E , β_E et ξ_E) est maintenant disponible et permet d'exprimer la perte d'énergie théorique (en MeV) dans le Silicium fin en fonction de celle déposée dans l'épais.

La figure 2.15 représente les résultats des ajustements de la fonctionnelle de Tassan-Got sur les grilles d'identifications théorique et expérimentale pour un jeu de détecteurs utilisé dans l'expérience.

Une fois ces deux ajustements effectués, deux expressions analytiques de $\Delta E = f(E, Z, A)$ sont disponibles dans lesquelles l'énergie est exprimée en canaux pour l'une et en MeV pour l'autre. Trouver les relations d'étalonnage des siliciums fin et épais revient à déterminer les

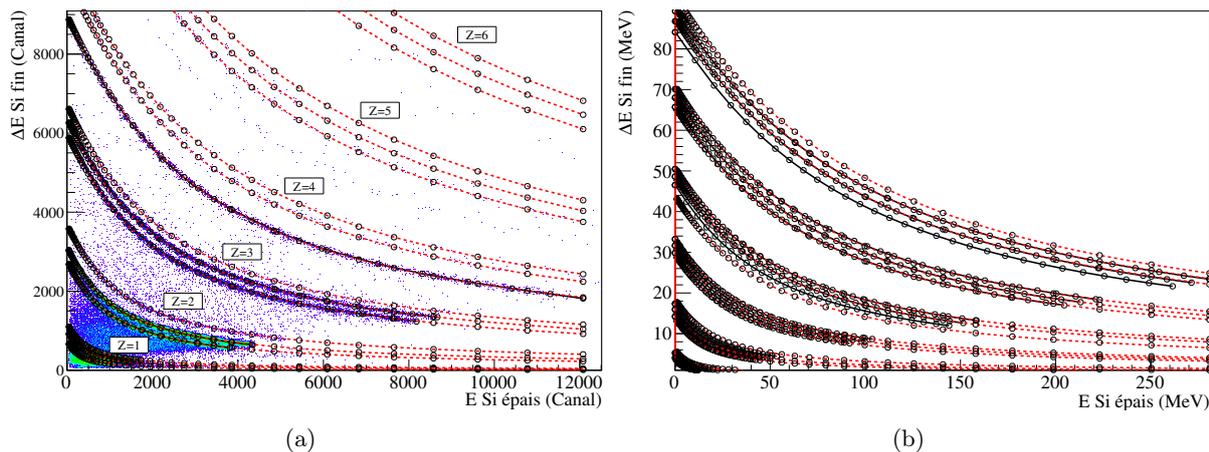


FIGURE 2.15 – Ajustements de la fonctionnelle de Tassan-Got sur les grilles d’identification expérimentale (a) et théorique (b).

transformations à appliquer aux axes de la grille “expérimentale” pour qu’elle se superpose à la grille “calculée”. C’est ce que fait l’algorithme d’étalonnage que j’ai développé et qui va maintenant être décrit.

Algorithme d’étalonnage :

Nous disposons de deux fonctionnelles avec leur jeu de paramètres associé :

1. La fonction de Tassan-Got en canaux : $\Delta E_C = f_C(E_C, Z, A)$ (“expérimentale”).
2. La fonction de Tassan-Got en énergie : $\Delta E_{\text{MeV}} = f_{\text{MeV}}(E_{\text{MeV}}, Z, A)$ (“calculée”).

Les siliciums ont une réponse linéaire, en d’autres termes, la relation pour passer des canaux aux MeV est une fonction affine de la forme :

$$\Delta E_{\text{MeV}} = d_1 \times \Delta E_C + d_2 \quad (2.7)$$

$$E_{\text{MeV}} = e_1 \times E_C + e_2 \quad (2.8)$$

ΔE et E correspondant aux énergies déposées respectivement dans le Silicium fin et dans le Silicium épais.

Il se trouve que les meilleurs résultats (convergence la plus rapide) sont obtenus en travaillant à partir de la transformation inverse :

$$\Delta E_C = dc_1 \times \Delta E_{\text{MeV}} + dc_2$$

$$E_C = c_1 \times E_{\text{MeV}} + c_2$$

$$\text{avec } \begin{cases} d_1 = 1/dc_1 \\ d_2 = -dc_2/dc_1 \end{cases} \quad \text{et } \begin{cases} e_1 = 1/c_1 \\ e_2 = -c_2/c_1 \end{cases}$$

La fonction à minimiser se définit alors comme suit :

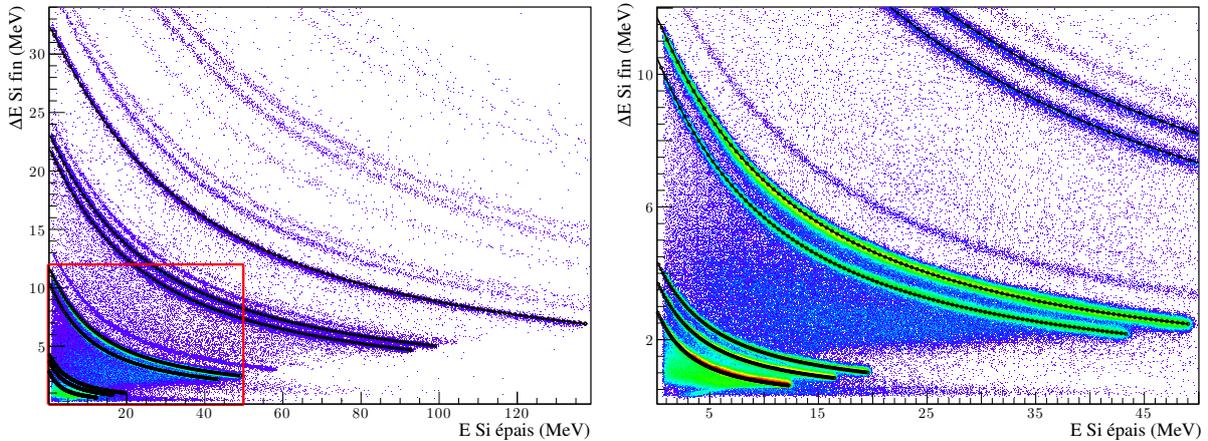
$$\begin{cases} \Delta E_C &= f_C(E_C, Z, A) \\ \Delta E_{\text{MeV}} &= f_{\text{MeV}}(E_{\text{MeV}}, Z, A) \\ \Delta E_C &= dc_1 \times \Delta E_{\text{MeV}} + dc_2 \\ E_C &= c_1 \times E_{\text{MeV}} + c_2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} dc_1 \times \Delta E_{\text{MeV}} + dc_2 = f_C(c_1 \times E_{\text{MeV}} + c_2, Z, A) \\ \Delta E_{\text{MeV}} = f_{\text{MeV}}(E_{\text{MeV}}, Z, A) \end{cases}$$

$$\text{Soit : } \frac{f_C(c_1 \times E_{\text{MeV}} + c_2, Z, A) - dc_2}{dc_1} - f_{\text{MeV}}(E_{\text{MeV}}, Z, A) = 0 \quad (2.9)$$

L’algorithme de minimisation “Migrad” de la classe “TMinuit” de ROOT a été utilisé afin d’ajuster les paramètres c_1 , c_2 , dc_1 et dc_2 de sorte à vérifier la relation 2.9. La quantité minimisée X_{Min} par l’algorithme correspond à la somme, pour chaque ligne d’identification ${}_{Z_i}^A X$, et pour 20 énergies E_j comprises entre 0 et l’énergie du point de rebroussement, du terme de gauche de la relation 2.9 :

$$X_{\text{Min}} = \sum_i \sum_{j=0}^{20} \frac{f_C(c_1 \times E_j + c_2, Z_i, A_i) - dc_2}{dc_1} - f_{\text{MeV}}(E_j, Z_i, A_i) \quad (2.10)$$

La figure 2.16 représente le résultat de cette méthode d’étalonnage pour l’exemple du télescope $n^\circ 5$. La grille “calculée” est parfaitement superposée à la carte ΔE -E expérimentale étalonnée.



(a) Ensemble des lignes prises en compte dans l’ajustement

(b) Agrandissement de la partie rouge de la figure de gauche

FIGURE 2.16 – Superposition de la grille d’identification théorique aux données expérimentales étalonnées.

2.4.3.2 Étalonnage du CsI

L’étalonnage du CsI ne peut pas se faire de la même manière. Cette opération devient plus compliquée car la quantité de lumière émise par le scintillateur dépend de la charge et de la masse de la particule détectée. Il faut donc une relation de correspondance canal-énergie par particule détectée qui de plus, n’est plus linéaire.

Calcul de l'énergie résiduelle :

La méthode utilisée pour l'étalonnage du CsI utilise l'étalonnage du silicium épais. Grâce à l'identification d'une particule dans la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$ et à l'étalonnage en énergie des siliciums, sa charge, sa masse et l'énergie déposée dans le silicium épais sont connues. L'énergie résiduelle déposée dans le CsI peut alors être calculée à partir de l'énergie déposée dans le silicium épais.

L'étalonnage du CsI se fait alors comme suit :

1. L'identification sur la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$ permet d'obtenir la charge et la masse de la particule détectée. L'énergie $\Delta E_{\text{Si épais}}$ en MeV est connue grâce à l'étalonnage du silicium épais.
2. À partir de $\Delta E_{\text{Si épais}}$, une méthode de KaliVeda permet de calculer l'énergie qu'avait la particule avant d'arriver dans le silicium épais. L'énergie de la particule en sortie du silicium épais est donc donnée par la relation : $E' = E_{\text{Inc}} - \Delta E_{\text{Si épais}}$.
3. L'énergie déposée E'' par la particule d'énergie E' dans la feuille de Mylar est alors calculée par calcul de perte d'énergie.
4. Finalement, l'énergie résiduelle déposée dans le CsI est obtenue : $E_{\text{CsI}} = E' - E''$.

Il est à noter qu'une telle méthode nécessite une grande précision sur l'énergie du silicium épais car l'erreur effectuée sur la détermination de l'énergie du silicium sera directement propagée sur le calcul de l'énergie déposée dans le CsI.

Nous disposons ainsi d'une méthode permettant de déterminer l'énergie déposée dans le CsI sans avoir à prendre en compte l'effet de quenching du CsI. Cependant, un défaut de codage des ADC nous a obligé à modifier la manière de prendre en compte l'énergie déposée dans le silicium épais.

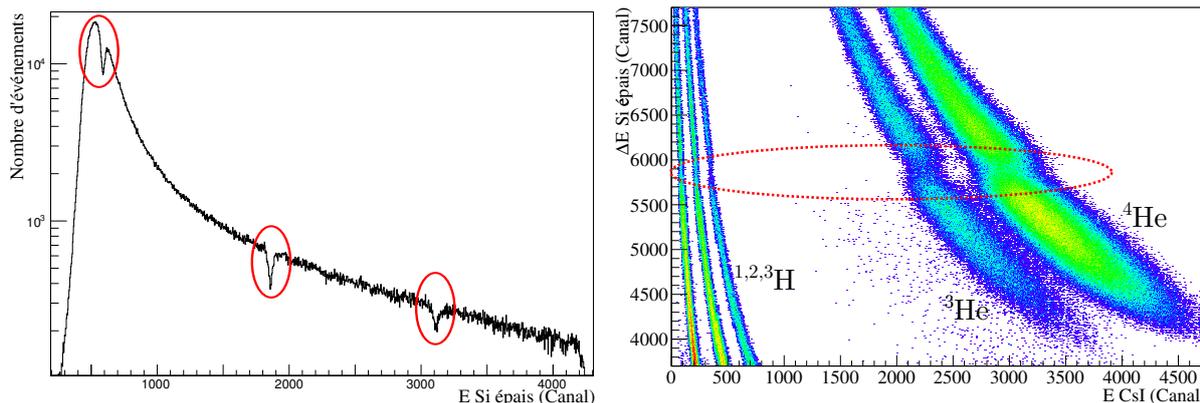
Correction de défauts provenant des ADC :

Les boîtiers d'acquisition numérique FASTER utilisés comprennent quatre voies. Deux voies ADC et deux voies QDC. Les détecteurs à Siliciums sont traités par les voies ADC et les CsI par les voies QDC. En observant les spectres en énergies des silicium, des "trous" répétés périodiquement ont été observés (cf. Fig. 2.17).

Ces trous semblent provenir d'un défaut de linéarité des convertisseurs numériques utilisés par l'acquisition numérique FASTER sur les voies ADC. Les cartes d'acquisition FASTER ont été étudiées pour être utilisées avec des convertisseurs 14-bits. Sur une telle gamme les défauts de linéarités sont négligeables par rapport à la résolution en énergie des détecteurs. Cependant, lors de l'expérience E600, nous ne disposons que de convertisseurs 12-bits dont les données ont été converties sur 14-bits, ce qui a augmenté l'effet de la non-linéarité des convertisseurs sur les distributions.

Les événements perdus dans ces trous se retrouvent dispersés sur les énergies voisines. Ce phénomène ne modifie donc pas les taux de comptages mais uniquement les distributions en énergies. Cependant, comme l'étalonnage du CsI se fait à partir de celui du silicium épais, cet effet sera propagé dans les spectres en énergie du CsI. En effet, une énergie silicium épais correspond pour une particule donnée à une unique énergie CsI. Cette méthode d'étalonnage va amplifier ces trous qui vont se retrouver artificiellement dans les spectres en énergie du CsI (cf. Fig. 2.18).

Pour corriger ces distributions en énergie, nous avons essayé de prendre en compte la résolution du CsI dans l'étalonnage. Lors de la détection d'une particule, un point de coordonnées (CsI, Si épais) est obtenu sur la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$. Dans la méthode d'étalonnage initiale, l'énergie déposée dans le CsI était obtenue à partir de l'énergie déposée dans le Silicium épais (Si épais). Nous avons décidé à présent de ne plus utiliser l'énergie (Si épais), mais la valeur de l'ordonnée du point (CsI_{proj}, Si épais_{proj}) obtenu par projection orthonormale du point (CsI, Si



(a) Spectre brut de l'énergie déposée par les α dans le silicium épais. (b) Observation des trous sur la carte $\Delta E_{Si \text{ épais}} - E_{CsI}$.

FIGURE 2.17 – Effet de la non linéarité des convertisseurs numériques sur les spectres en énergie des détecteurs à Silicium.

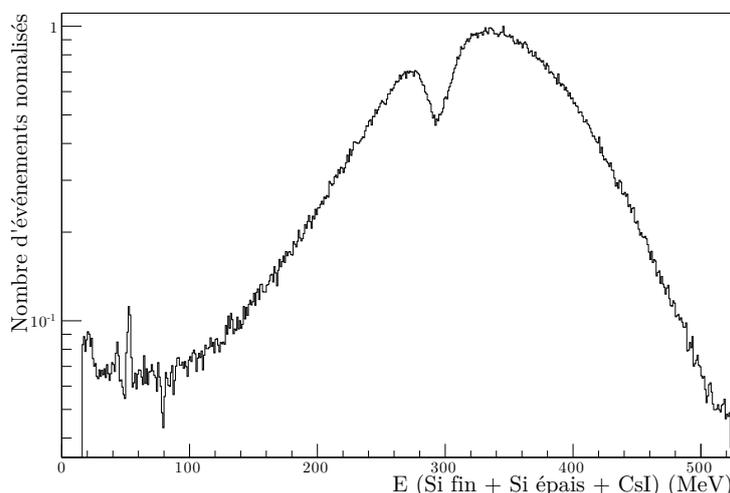


FIGURE 2.18 – Spectre en énergie des α . L'amplification des trous est clairement visible.

épais) sur la ligne d'identification correspondant à la particule détectée. La figure 2.19(a) illustre le procédé utilisé.

La valeur de l'énergie déposée dans le CsI est donc dorénavant calculée à partir de l'énergie $Si \text{ épais}_{proj}$. Les spectres en énergies ne présentent ainsi plus de trous dus aux convertisseurs numériques (cf Figure 2.19(b)).

2.4.4 Vérification et estimation de l'erreur sur l'étalonnage en énergie

Afin de vérifier l'étalonnage en énergie des détecteurs, plusieurs mesures ont été effectuées en plaçant les détecteurs à 0 degrés. Les ions ^{12}C les plus énergétiques sont ainsi sensés être à l'énergie du faisceau diminuée de l'énergie perdue dans la cible. Ces mesures ont été effectuées en fin d'expérience, c'est pourquoi par manque de temps faisceau, seules les mesures sur les télescopes 3 et 4 ont pu être effectuées.

Détecteurs Silicium :

Nous allons dans un premier temps vérifier l'étalonnage en énergie des siliciums. Un noyau

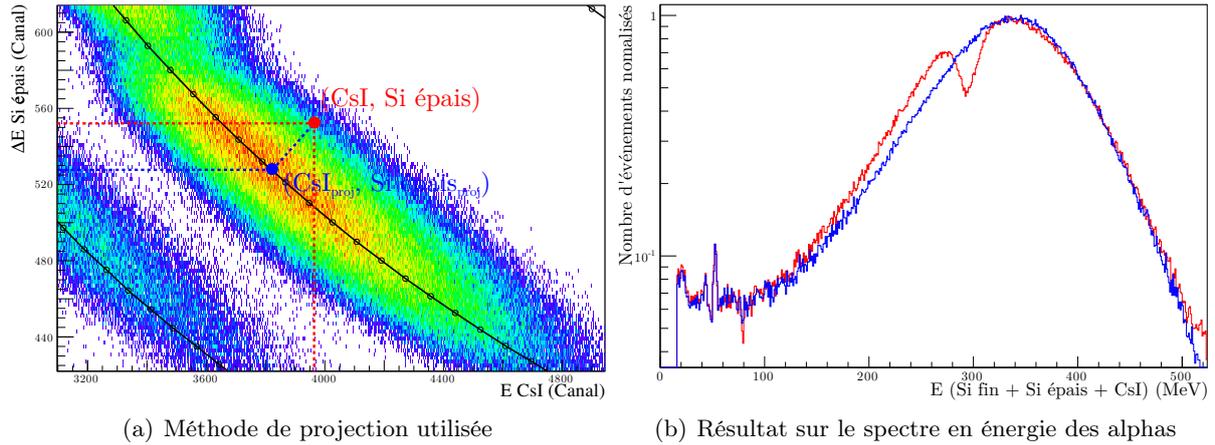


FIGURE 2.19 – Détermination de l'énergie CsI par projection sur la grille d'identification.

de ^{12}C d'énergie 95MeV/A perd 11.7 MeV dans la cible de carbone. Il perdra ensuite environ 61.5 MeV dans les siliciums ($150 \mu\text{m} + 1000 \mu\text{m}$). Ces 61.5 MeV doivent donc théoriquement être retrouvés en représentant l'énergie perdue dans les siliciums ($E_{\text{Si fin}} + \text{Si épais}$). La figure 2.20 représente le rapport entre l'énergie mesurée dans les siliciums et leur énergie théorique soit : $E_{\text{Si fin}} + \text{Si épais}/61.5$.

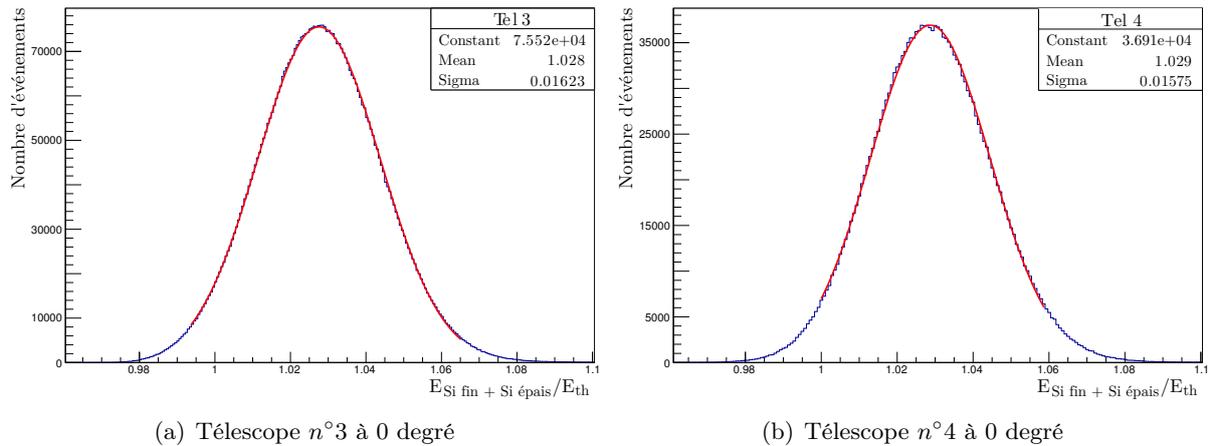


FIGURE 2.20 – Vérification de l'énergie perdue dans les siliciums par les ions ^{12}C issus du faisceau. L'énergie théoriquement perdue dans les siliciums est égale à $E_{\text{th}} = 61.5$ MeV.

Que ce soit sur les télescopes 3 ou 4, l'énergie perdue dans les siliciums est surestimée d'environ 3%. L'étalonnage étant fortement dépendant des épaisseurs des siliciums et ces dernières étant fournies par les constructeurs avec une précision de seulement 10%, ces résultats permettent de valider l'étalonnage réalisé précédemment.

Énergie totale :

L'erreur commise sur l'énergie déposée dans le CsI peut être estimée de la même manière. L'énergie totale des particules est calculée en sommant les énergies déposées dans chacun des détecteurs. La figure 2.21 représente le rapport entre l'énergie totale des ions carbone incidents mesurée et leur énergie théorique (énergie incidente moins énergie perdue dans la cible) soit 1128.3 MeV.

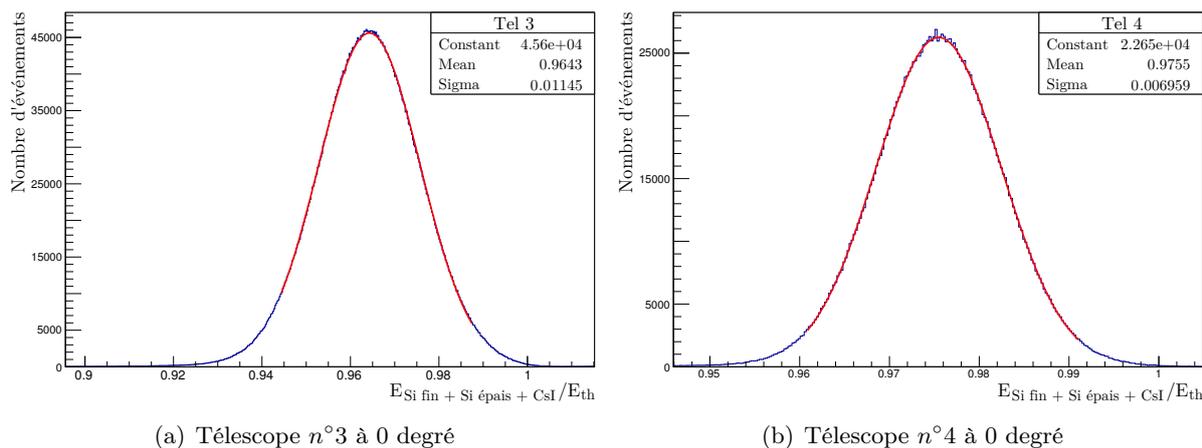


FIGURE 2.21 – Erreur sur l'énergie totale des ions ^{12}C issus du faisceau. L'énergie théoriquement perdue dans les siliciums est égale à $E_{\text{th}} = 61.5$ MeV.

Pour les noyaux de carbone incidents, l'énergie totale est donc sous-estimée d'environ 3%, ce qui est tout à fait raisonnable. Ce décalage peut provenir d'une erreur sur l'épaisseur des détecteurs ou encore de l'algorithme d'étalonnage.

Cependant, pour les CsI, la détermination de l'énergie dépend de la charge et de la masse de la particule détectée. Ce moyen de contrôle nous donne donc l'erreur commise sur l'énergie des ions ^{12}C à 95 MeV/A, mais cette erreur sera plus importante pour les particules plus légères. En effet, plus les particules sont légères, moins elles déposent d'énergie dans le silicium épais et plus l'erreur expérimentale sur cette énergie, qui va se propager sur le calcul de l'énergie du CsI, est grande proportionnellement.

Le tableau 2.8 illustre les variations obtenues sur l'énergie de deux particules de 95 MeV/A lorsque l'énergie déposée dans le silicium épais varie de 0.5 MeV. Pour chaque particule, la première ligne correspond à un étalonnage “parfait” pour lequel l'énergie déposée dans le silicium épais est correcte. La deuxième ligne correspond à un étalonnage pour lequel une erreur +0.5 MeV est commise sur l'énergie du silicium épais. Bien que l'effet de cette erreur d'étalonnage sur le silicium épais soit faible pour les ions carbone (1.3%), il devient très important pour des protons (33.4%).

Particule	$E_{\text{Si épais}}$ (MeV)	E_{CsI} (MeV)	E_{tot} (MeV)	ΔE_{tot} (en %)
^1H (95 MeV)	1.43	93.57	95	33.4
	1.93	61.32	63.25	
^{12}C (95 MeV/A)	52.31	1087.69	1140	1.3
	52.81	1072.17	1124.98	

TABLE 2.8 – Fluctuations sur l'estimation de l'énergie dans le CsI

Cette étude a été effectuée pour chaque isotope afin d'estimer une incertitude sur l'énergie pour chaque particule. L'erreur propagée pour cette estimation prend en compte, d'une part, l'erreur relative obtenue sur l'étalonnage du silicium épais de 3% et d'autre part la largeur approximative des lignes sur la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$. Cette largeur a été estimée à environ 0.2 MeV, correspondant à la résolution en énergie intrinsèque des détecteurs, soit une erreur de la forme $\Delta E_{\text{Si épais}} = 0.03 \times E + 0.2 \text{ MeV}$.

La figure 2.22 représente l'estimation de cette erreur en % en fonction de l'énergie pour les protons, ^4He et ^{12}C .

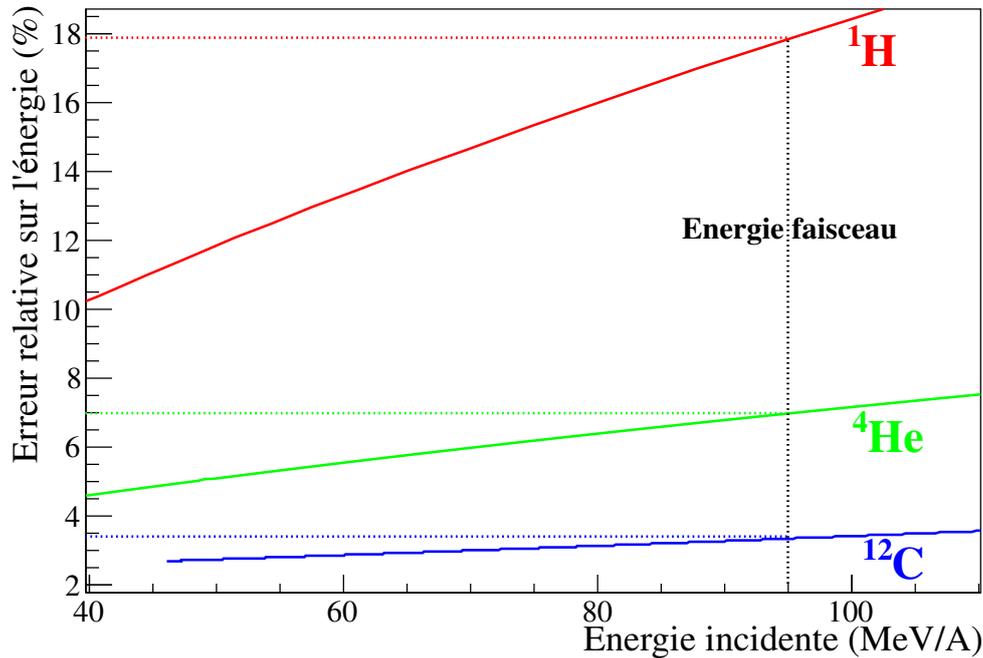


FIGURE 2.22 – Estimation de l'erreur sur l'énergie des particules pour les protons, ^4He et ^{12}C . La ligne en pointillés verticale représente l'énergie du faisceau.

Ces estimations sont cohérentes avec les résultats obtenus expérimentalement pour le ^{12}C (cf. Fig. 2.21). L'erreur commise sur l'énergie des particules détectées est donc au mieux de l'ordre de 3% pour les ions carbone, et au pire de plus de 20 % pour les protons au delà de 100 MeV.

2.5 Analyse du télescope 0°

Tous les éléments utiles à l'analyse de l'expérience E600 ont été décrits. Nous avons vu que le dispositif expérimental de l'expérience 0° est très similaire à celui de l'expérience E600. Le télescope placé à une incidence de 9° par rapport à l'axe du faisceau a été analysé avec la méthode d'analyse présentée dans les sections précédentes. Cependant, cette méthode d'analyse n'a pas pu être appliquée pour le télescope placé à 0° . La particularité de ce télescope est de se trouver dans l'axe du faisceau. La statistique est alors dominée par les interactions entre le faisceau et les détecteurs. Ces interactions rendent la discrimination entre les fragments créés dans la cible et les noyaux de carbone incidents impossible en suivant la méthode d'identification décrite précédemment. La méthode d'analyse adoptée pour ce télescope placé à 0° va maintenant être présentée.

2.5.1 Mesure du nombre d'ions incidents

Le fait de devoir détecter le faisceau a nécessité de réduire les intensités faisceau pour s'adapter aux temps de réponse des détecteurs. Les intensités utilisées étaient comprises entre 10^3 et 10^4 particules par seconde (pps). Cependant, même pour de telles intensités, il est probable de détecter deux ions incidents ou plus dans le même paquet faisceau, ou dans des paquets faisceaux successifs, dans un temps plus court que le temps total d'émission de lumière du CsI ($\sim 10 \mu\text{s}$). Dans une telle configuration, les signaux de sortie générés par les détecteurs, résultant de la

convolution de plusieurs signaux, ne sont pas interprétables. Comme lors de l'expérience E600, l'acquisition numérique FASTER [64] a été utilisée. Cette acquisition numérise les signaux et analyse leur forme grâce à un algorithme implémenté dans un FPGA. Si deux maxima sont trouvés sur un même signal, l'événement est identifié comme "événement empilé". Ces événements n'ont pas été pris en compte dans l'analyse des données expérimentales.

Le fait d'avoir "nettoyé" les données de ces événements empilés (environ 7% des événements) a donc rendu l'utilisation du moniteur faisceau inutile dans la détermination du nombre d'ions incidents. Néanmoins, puisque le faisceau est détecté, le nombre d'ions incidents pour lequel aucun empilement n'a été détecté peut être directement obtenu à partir du télescope. Le nombre d'ions incidents a donc été déterminé à partir d'une sélection graphique des isotopes de carbone sur la carte $\Delta E_{\text{Si fin}} - E_{\text{Si épais}}$ (cf. Fig.2.24(a)).

Une telle sélection ne permet pas de séparer les ions ^{12}C incidents des isotopes de carbone produits suite à la fragmentation du faisceau dans la cible. Cependant, pour les épaisseurs utilisées, seul 1% des ions incidents fragmentent dans la cible. La proportion d'isotopes de carbone issus d'une fragmentation dans la cible, dans la statistique totale des ions carbone peut donc être estimée à moins de 1‰ (la production d'isotopes de carbone représente environ 2% des fragments produits, d'après les résultats qui seront présentés dans le chapitre 4). L'erreur engendrée par cette méthode de monitoring faisceau sur l'estimation du nombre d'ions incidents est donc négligeable.

2.5.2 Analyse des données particules chargées

Afin de pouvoir différencier les événements provenant de la fragmentation du faisceau dans la cible de ceux générés lors de la traversée du télescope par le faisceau, la combinaison de deux méthodes d'identification a été nécessaire. La première est la méthode d'identification ΔE -E. Cette méthode a déjà été décrite en détail dans les sections précédentes. La seconde méthode d'identification repose sur une analyse en forme du signal délivré par le CsI. Cette méthode d'identification est appelée identification "rapide/lent".

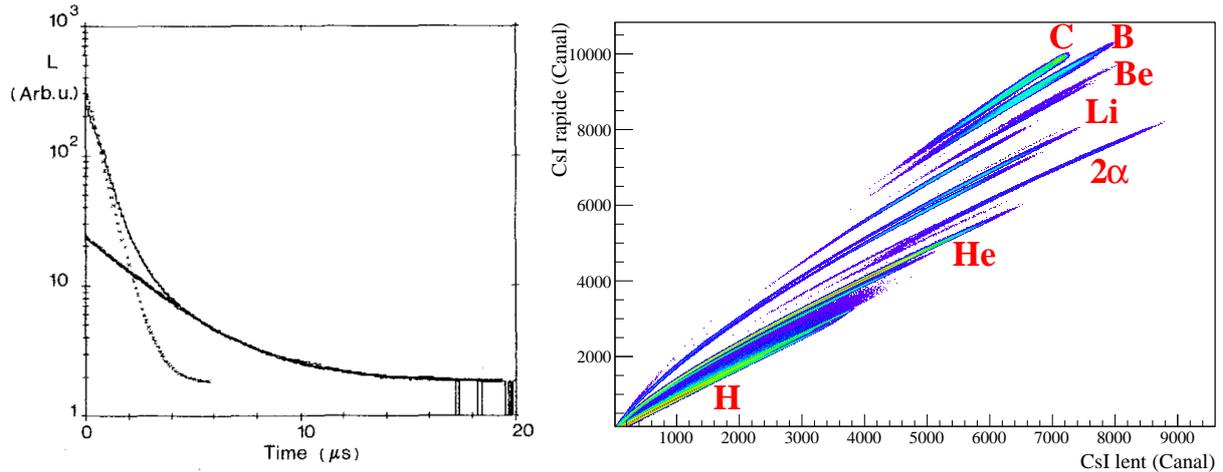
2.5.2.1 L'identification par la méthode "rapide-lent"

Les détecteurs à scintillation tels que les CsI(Tl) ont la particularité de délivrer un signal pouvant se modéliser comme une combinaison de deux exponentielles. Chacune d'elle est caractérisée par une constante de temps qui lui est propre (respectivement τ_r et τ_l pour les composantes rapides et lentes) d'où l'expression du signal total : $S(t) = S_r \times \exp(-t/\tau_r) + S_l \times \exp(-t/\tau_l)$ (cf. Fig. 2.23(a)). Ces constantes de temps dépendent de la charge et de la masse de la particule détectée.

Les QDC utilisés pour traiter les signaux des CsI disposent de quatre portes d'intégrations. Nous en avons utilisé deux lors de l'analyse, une pour le signal rapide $[0; 0.5 \mu\text{s}]$ et une pour le signal lent $[1; 5 \mu\text{s}]$. la représentation du "signal rapide" en fonction du "signal lent" permet alors de séparer les particules qui se regroupent autour de lignes caractérisées par leur charge et leur masse (cf. Fig. 2.23(b)). Une ligne ne correspondant à aucun isotope est visible sur cette carte CsI(rapide/lent), nommée ligne "2 α ". Les événements qui la composent correspondent à l'empilement de deux ^4He provenant de la même fragmentation. Ce phénomène sera décrit plus en détail dans le chapitre sur l'étude des erreurs systématiques.

2.5.2.2 "Nettoyage" des cartes brutes

Les deux méthodes d'identification ΔE -E et CsI(rapide/lent) ont été utilisées pour "nettoyer" les cartes brutes des événements provenant des interactions du faisceau dans le télescope. La figure



(a) Signal de scintillation d'un CsI émis lors de la détection d'un α de 95 MeV/u. Deux exponentielles ont été ajustées sur ce signal donnant : $\tau_r = 800 \text{ ns}$ et $\tau_l = 4000 \text{ ns}$. [71]

(b) carte "rapide-lent" du CsI du télescope n°1.

FIGURE 2.23 – Identification des particules dans le CsI par la méthode "rapide/lent"

2.24 représente les cartes $\Delta E_{\text{Si fin}} - E_{\text{Si épais}}$ (a) et $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$ (b) brutes (sans aucune correction). La statistique est largement dominée par les ions carbone incidents (coordonnées (24000;9000) sur la figure (a) et $(280 \times 10^3; 24000)$ sur la figure (b)). Une deuxième zone à forte statistique est observée au double de l'énergie du faisceau. Il s'agit de l'empilement de deux ions carbone arrivant dans un même paquet faisceau. Les interactions entre le faisceau et le télescope (détecteurs et armatures métalliques qui tiennent les détecteurs) génèrent beaucoup de "pollutions" sur les cartes $\Delta E - E$ (traînées horizontales et verticales). Cependant, les fragments émis à zéro degré sont en quasi-totalité émis à l'énergie du faisceau. Les fragments que nous cherchons à isoler de la "pollution" du faisceau ont donc tous traversé les deux siliciums. Ils sont par conséquent situés dans les lignes de rebroussement de la carte $\Delta E_{\text{Si fin}} - E_{\text{Si épais}}$, regroupés par isotopes de même charge (sélection ① figure (a)). Ces fragments, stoppés dans le CsI, doivent donc être identifiés à partir de la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$, mais sont en quasi-totalité "noyés" dans les pollutions dues aux interactions du faisceau dans les détecteurs (figure 2.24 (b)).

Afin de s'affranchir au mieux de ces pollutions causées par le faisceau, les événements recherchés sont dans un premier temps sélectionnés grâce à la sélection graphique ① sur les lignes de rebroussement. Cette sélection va permettre de ne plus prendre en compte les événements correspondant à la détection du faisceau dans le détecteur silicium. Cependant, la sélection de ces événements impose qu'ils aient traversés les deux jonctions silicium. Les seuils en énergie expérimentaux correspondent donc à l'énergie nécessaire pour traverser $1150 \mu\text{m}$ de Silicium. Ces nouveaux seuils expérimentaux sont récapitulés dans le tableau 2.9 pour les isotopes qui ont pu être identifiés.

La première sélection graphique ① est donc utilisée pour s'affranchir des événements provenant de la détection du faisceau en ne sélectionnant que les particules situées dans les lignes de rebroussement. La figure 2.25(a) représente les événements de la sélection ① sur la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$. Bien qu'une grande partie de la "pollution" due au faisceau ait été enlevée, des "tâches" ne correspondant pas à la détection de fragments issus de la cible subsistent. Ces tâches sont le résultat d'interactions entre le faisceau et les bords des jonctions silicium. Le passage du faisceau sur les bords des détecteurs, ou même à travers l'armature métallique utilisée pour tenir

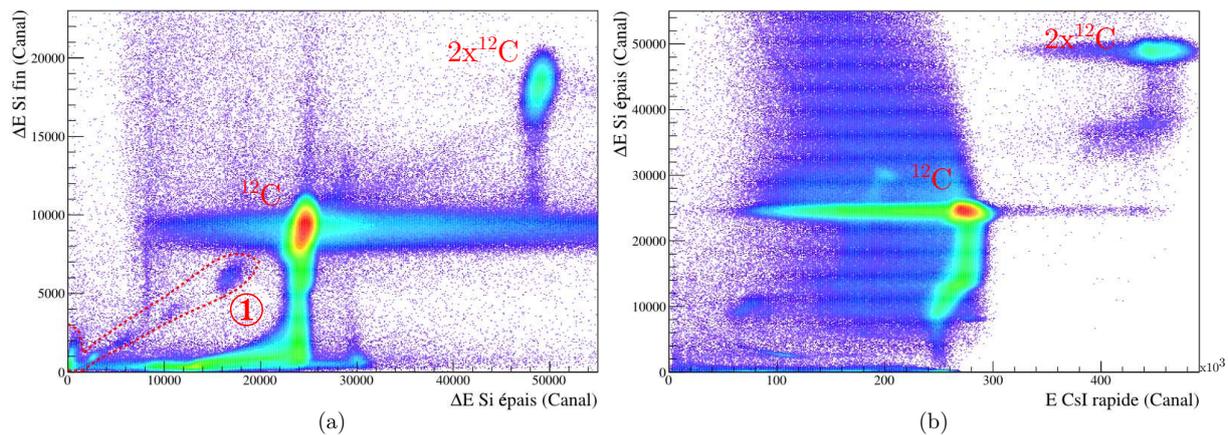


FIGURE 2.24 – Cartes $\Delta E_{Si \text{ fin}} - E_{Si \text{ épais}}$ (a) et $\Delta E_{Si \text{ épais}} - E_{CsI}$ (b) brutes (sans aucune correction).

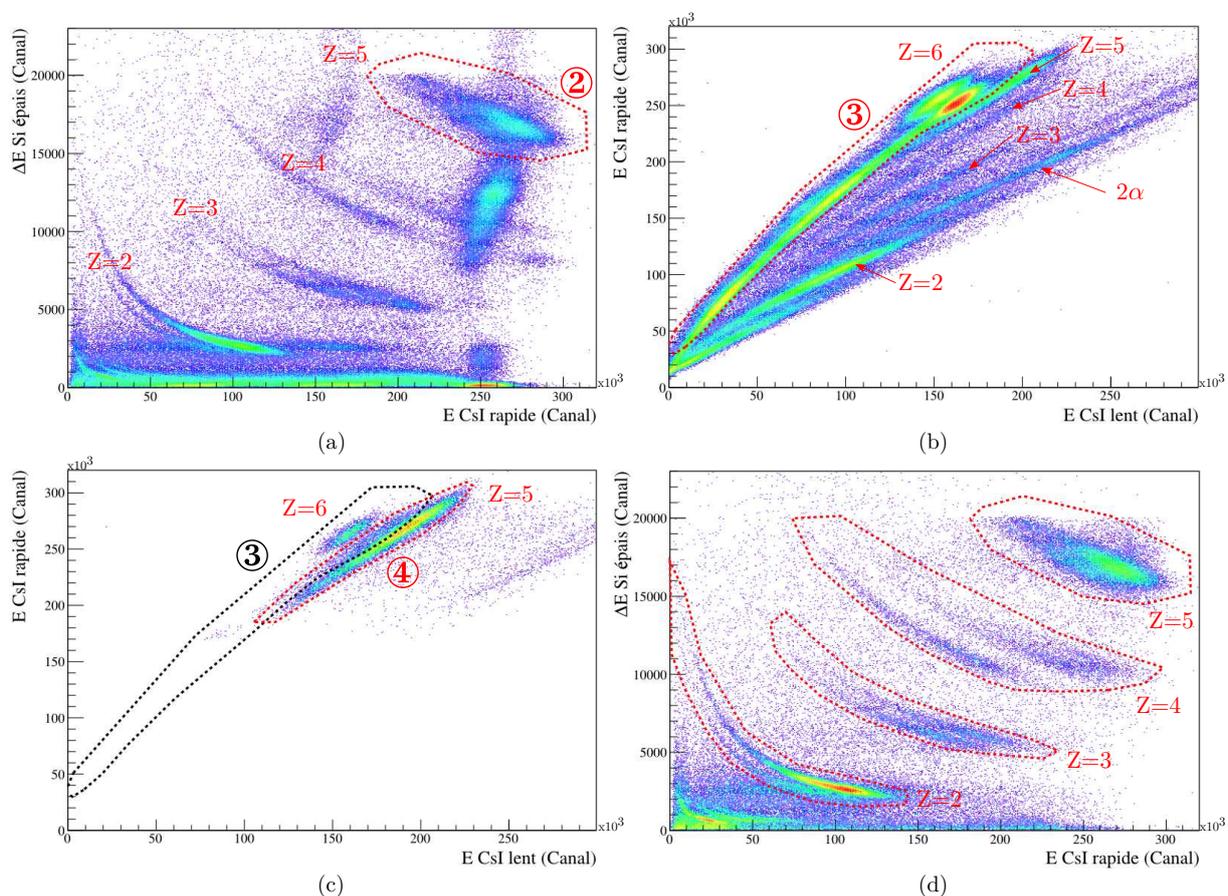


FIGURE 2.25 – cartes $\Delta E_{Si \text{ épais}} - E_{CsI}$ (a) et $CsI(\text{rapide/lent})$ (b) auxquelles a été appliquée la sélection graphique ①. (c) : carte $CsI(\text{rapide/lent})$ à laquelle ont été appliquées les sélections graphiques ① et ②. (d) : Carte $\Delta E_{Si \text{ épais}} - E_{CsI}$ finale résultant de l'ensemble des combinaisons des sélections ① à ④.

les détecteurs engendrent de mauvaises collections de charges. Les signaux obtenus ne sont alors plus caractéristiques de signaux émis par le passage d'un ^{12}C . Il est donc nécessaire d'identifier ces événements et de les retirer de la carte $\Delta E_{Si \text{ épais}} - E_{CsI}$. Cette opération est rendue possible

grâce au CsI, qui de part sont plus grand diamètre, peut détecter le faisceau même lorsqu'il a interagit dans les armatures des détecteurs à silicium. Ces événements peuvent donc être identifiés sur la carte CsI(rapide/lent).

La figure 2.25(b) représente la carte CsI(rapide/lent) pour les événements de la sélection ①. Cette carte permet d'identifier correctement les isotopes de carbones issus du faisceau (ligne $Z=6$). Plusieurs "tâches" sont visibles sur cette ligne. Elles sont dues aux ions carbone qui ont traversé les armatures métalliques d'un, ou des deux siliciums. La sélection graphique ③ a été réalisée de sorte à isoler sur la carte CsI(rapide/lent) ces événements issus du faisceau qui polluent la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$. Il convient maintenant de les retirer, cependant, la sélection ③ est trop restrictive du fait du chevauchement des lignes des $Z=5$ et $Z=6$. En retirant simplement les événements de la sélection ③, une partie des isotopes de bore seront perdus. Pour remédier à cela, une deuxième sélection est faite, cette fois sur les isotopes de bore, sur la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$ (sélection ②, Fig. 2.25(a)). En représentant sur la carte CsI(rapide/lent) les événements de cette sélection ②, il devient possible de séparer les isotopes de carbone des isotopes de bore (sélection ④, Fig. 2.25(c)).

Afin d'obtenir une carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$ nettoyée de tous ces événements indésirables, il a été nécessaire de retirer tous les événements de la sélection ③, sauf si il s'agit d'un isotope de bore (événement contenu dans les sélections ② et ④). Le résultat de la combinaison de ces sélections ainsi obtenu est représenté sur la figure 2.25(d).

Isotope ${}^A\text{X}$	${}^4\text{He}$	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^7\text{Be}$
E_{Seuil} (MeV/A)	13.1	16.6	15.2	21.0

TABLE 2.9 – Seuils en énergie pour l'expérience 0° calculés comme l'énergie nécessaire pour traverser les deux jonctions silicium ($1150 \mu\text{m}$). Seuls les isotopes qui ont pu être identifiés sont représentés.

Pour résumer, quatre sélections graphiques ont été nécessaires pour nettoyer la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$ et ainsi isoler les événements issus de la fragmentation du faisceau dans les cibles utilisées :

- ① Sélection des événements présents dans la ligne de rebroussements de la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$.
- ② Sélection des isotopes de Bore sur la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$.
- ③ Sélection des isotopes de Carbone sur la carte CsI(rapide/lent), correspondant au faisceau mal identifié par siliciums.
- ④ Sélection des isotopes de Bore sur la carte CsI(rapide/lent).

L'organigramme de la figure 2.26 résume les opérations effectuées à partir de ces sélections graphique lors de l'analyse des données.

L'analyse de ces données a ainsi permis d'identifier les particules pour les $Z=2$ à $Z=5$ (sélections graphiques de la figure 2.25(d)). Il a été nécessaire d'imposer que le silicium fin soit touché pour éviter d'autres sources de pollution dues aux interactions du faisceau dans les détecteurs. L'inconvénient de cette condition est qu'une grande partie des $Z=1$, émis à haute énergie, ne déposent plus assez d'énergie dans le silicium fin et se retrouvent ainsi sous le seuil expérimental de détection (ex : un proton de 100 MeV ne dépose que 200 keV dans le silicium fin). Pour cette raison, les sections efficaces n'ont pas pu être obtenues pour les $Z=1$. De plus, du fait de la faible statistique, seuls les isotopes les plus produits ont pu être séparé par des sélections graphiques.

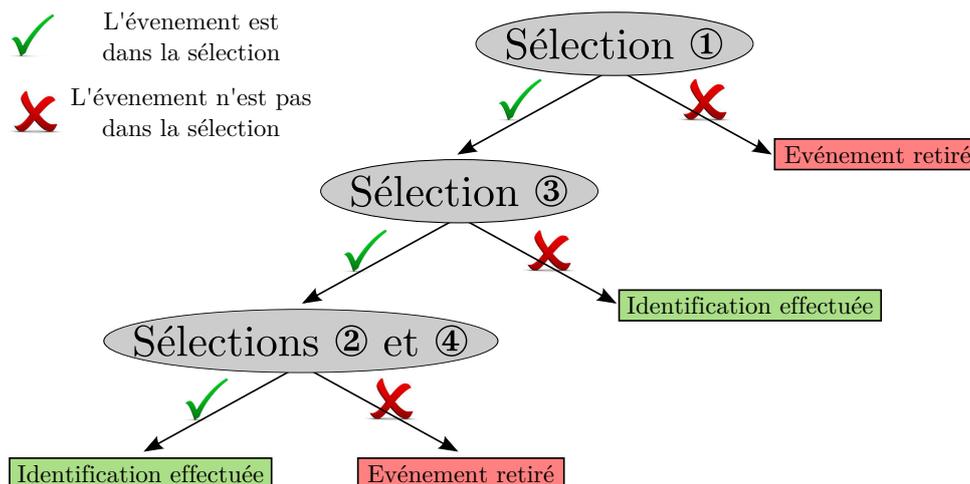


FIGURE 2.26 – Organigramme résumant les combinaisons effectuées entre les différentes sélections graphiques lors de l'analyse des données expérimentales.

2.5.2.3 Étalonnage en énergie

En ce qui concerne l'étalonnage en énergie des détecteurs, il n'a pas été possible de procéder comme pour l'étalonnage en énergie des détecteurs de l'expérience E600. En effet, la faible statistique obtenue et le fait que les fragments soient presque tous émis à l'énergie du faisceau a rendu impossible d'ajuster la fonctionnelle de Tassan-Got sur les cartes $\Delta E - E$.

Des événements de référence pour lesquels les énergies sont connues ont donc été nécessaires à l'étalonnage. Le fait de détecter le faisceau nous donne déjà 4 mesures de référence. En effet, puisque l'énergie du faisceau, les épaisseurs de cible et l'épaisseur des jonctions silicium sont connues, l'énergie que le faisceau dépose dans les différents étages du télescope peut être calculée. De plus, afin d'obtenir des mesures de référence pour les basses énergies, une source trois-alpha (Am, Cu, Pu) a été utilisée. Une régression linéaire a ensuite été effectuée sur ces 7 mesures de référence pour étalonner en énergie les jonctions silicium. Le résultat de ces régressions linéaires est représenté sur la figure 2.27. Comme dans l'expérience E600, l'énergie du CsI est ensuite obtenue à partir de l'énergie déposée dans les siliciums.

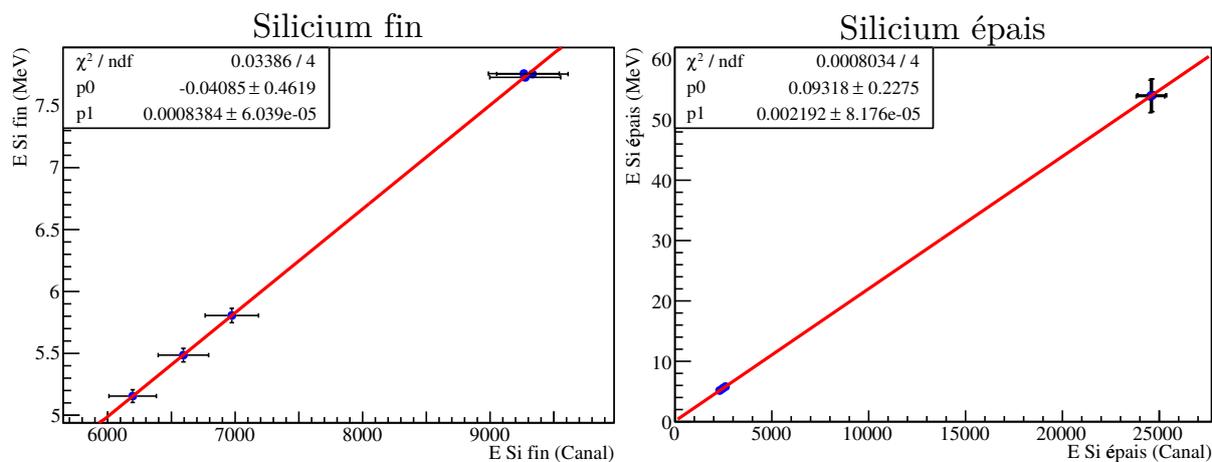


FIGURE 2.27 – Etalonnage des diodes Silicium du télescope de l'expérience 0°.

Tous les éléments nécessaires à l'analyse des données expérimentales ont été décrits. Cepen-

dant, certains dysfonctionnements non prévus nous ont obligé à effectuer au préalable quelques corrections sur les données brutes avant d'analyser les données expérimentales. Ces différentes corrections vont maintenant être présentées.

2.6 Difficultés rencontrées lors de l'analyse

Lors de l'analyse des données expérimentales, certaines difficultés imprévues ont été rencontrées. Ces difficultés et les solutions apportées sont décrites dans cette partie ainsi que les éventuelles améliorations à prévoir lors d'expériences futures dans des conditions similaires.

2.6.1 Perte de linéarité des photomultiplicateurs

Durant l'expérience E600, nous avons observé une perte de linéarité des photomultiplicateurs, et plus particulièrement celui du télescope placé à 4° de l'axe du faisceau. Cette perte de linéarité apparaît lors de la détection des particules les plus lourdes et les plus énergétiques (à partir du Béryllium). Il n'est alors plus possible dans de tels cas d'ajuster la fonctionnelle de Tassan-Got (cf. equ. 2.5 p.35) sur les cartes expérimentales (cf. Fig. 2.28).

Deux explications peuvent en être la cause. Lorsque la quantité de lumière émise par le scintillateur devient trop élevée, la quantité de photo-électrons collectés sur les dernières dynodes du photomultiplicateur peut devenir si importante qu'elle crée une charge d'espace et modifie localement le champ électrique. Un tel effet entraîne une perte de linéarité du photomultiplicateur, en d'autres termes, le signal électrique recueilli n'est donc plus proportionnel à la lumière collectée par le photomultiplicateur. L'autre explication possible est une consommation trop importante de courant. La capacité ballaste du photomultiplicateur peut alors ne plus suffire, entraînant également une perte de linéarité.

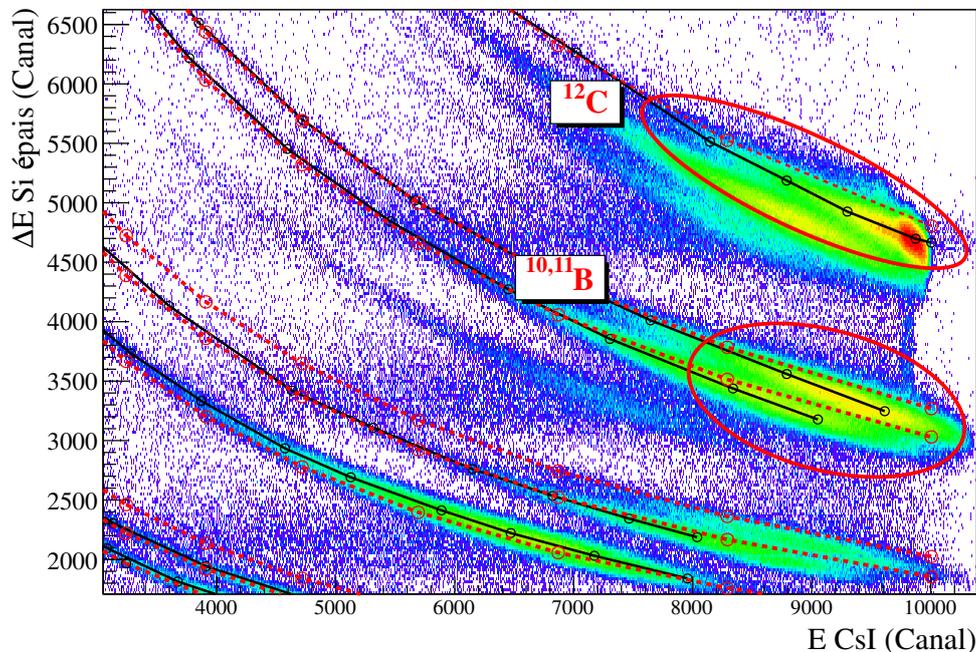


FIGURE 2.28 – Tentative d'ajustement de la fonctionnelle de Tassan-Got sur une grille d'identification expérimentale sur laquelle se manifeste la perte de linéarité des photomultiplicateurs (entourée en rouge).

Sans corriger cette perte de linéarité, les particules lourdes de haute énergie seront alors mal

identifiées. Or nous verrons dans la partie résultat que pour ces particules, la majeure partie de la statistique se trouve autour de l'énergie du faisceau et sera donc soumise à cet effet.

Pour conserver des grilles d'identification correctement superposées aux données expérimentales, il a été nécessaire de corriger manuellement les grilles obtenues après ajustement de la fonctionnelle de Tassan-Got (pointillés sur la figure 2.28). Cette correction s'effectue en modifiant un à un les points des lignes d'identification de manière à ce qu'elles soient superposées à la carte expérimentale (traits pleins sur la figure 2.28).

2.6.2 Problème sur la fréquence de coupure (Expérience E600)

L'acquisition FASTER intègre une restauration automatique de ligne de base (BLR). La valeur en amplitude de la ligne de base est prise égale à sa valeur moyenne avant la détection d'un signal. La détection du signal est définie lorsque l'amplitude d'entrée franchit un seuil choisi par l'utilisateur. Lorsqu'un signal est ainsi détecté, la restauration de ligne de base est désactivée. Pour récupérer au mieux les signaux de plus faible amplitude qui n'ont pas franchit le seuil, et donc pour lesquels la restauration de ligne de base est toujours active, un filtre passe bas est utilisé. La restauration de ligne de base ne prend ainsi pas en compte les signaux à haute fréquence (tels ceux issus des détecteurs). La fréquence de coupure de ce filtre est par défaut de 610 Hz.

Il est possible dans les réglages de la restauration de ligne de base des ADC d'activer une option notée "high fc" qui augmente la fréquence de coupure du filtre passe bas (à 80 kHz dans notre cas). Nous n'avons pas utilisé cette option mais il se trouve qu'elle a été activée par erreur sur le silicium épais du télescope n°3. La restauration de ligne de base est donc restée activée pour les signaux de faible amplitude (ne dépassant pas le seuil de déclenchement du BLR), ce qui a eu pour effet de diminuer leur amplitude (car la ligne de base soustraite contenait une partie du signal), créant un "trou" dans les spectres en énergie du silicium épais (cf. Fig. 2.29(a)). Tous les réglages des cartes FASTER sont détaillés sur le site <http://faster.in2p3.fr/index.php/documentation>.

Ce trou correspond à un décalage en énergie et non à une perte de particules. Les données ont alors été corrigées en appliquant à tous les événements présents à une énergie inférieure à ce "trou" la transformation homothétique suivante :

$$E_{\text{Si épais}_{\text{corrigé}}} = 1.42 \times E_{\text{Si épais}}.$$

Le facteur 1.42 ci-dessus a été obtenu par dichotomie de manière à ce que le spectre en énergie devienne continu. La figure 2.29(b) représente les données de la figure 2.29(a) corrigées.

2.6.3 "Effets de bords" sur les détecteurs Silicium

Les détecteurs Silicium utilisés sont entourés d'une armature métallique (cf. Fig. 2.30). Il est donc inévitable qu'une partie des particules émises en sortie de cible interagissent dans cette armature. L'angle solide du détecteur pris en compte dans le calcul des sections efficaces correspond à la partie active du silicium épais (zone rayée sur la figure 2.30). Les particules qui traversent le détecteurs en dehors de cette zone ne doivent donc pas être comptabilisées. Or, il se trouve que les particules qui traversent le détecteur juste en dehors de cet angle solide (partie en bleu sur le schéma) peuvent ioniser suffisamment le milieu pour engendrer l'émission d'un signal par le détecteur. Cependant, la collection de charge sur les bords du détecteur n'est pas correcte car le champ électrique y est probablement déformé. L'amplitude et la forme de ces signaux n'a donc plus de liens avec l'énergie de la particule détectée. La mauvaise collection des charges dans cette zone engendre des signaux dont l'amplitude et la forme en temps sont modifiées. Cet effet a été

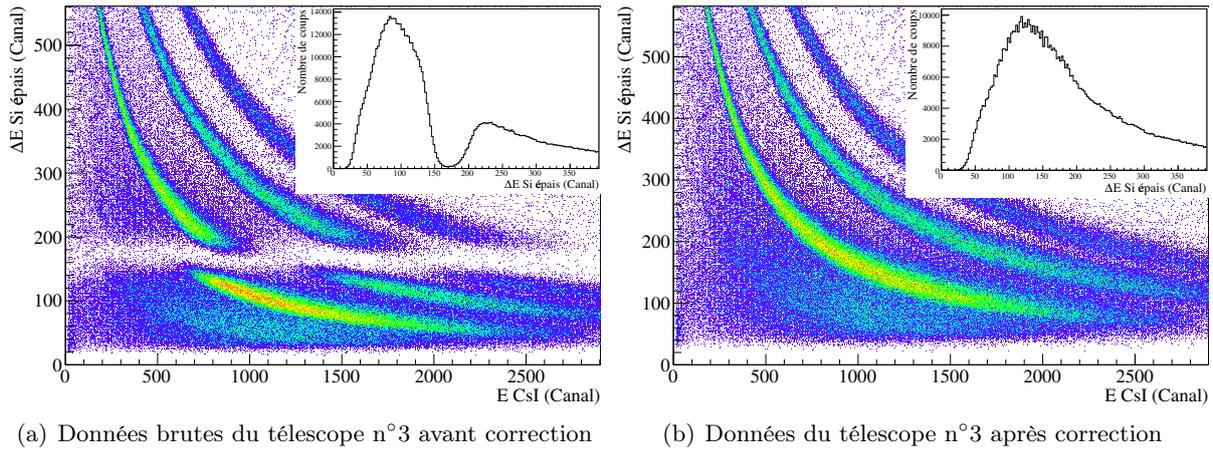


FIGURE 2.29 – Correction des données du télescope n°3 affectées de l’activation de l’augmentation de la fréquence de coupure du ADC.

observé principalement sur le télescope placé à 4° . En effet, comme nous le verrons dans la suite, les distributions des particules détectées sont très focalisées aux angles avant. La proportion de particules détectées dans l’armature du détecteur est donc beaucoup plus importante pour le télescope placé à 4° que pour les autres.

Afin de pouvoir retirer ces événements non désirés de la statistique, une donnée codée par les cartes FASTER à été utilisée. Elle correspond au temps dt écoulé entre le déclenchement du détecteur et le moment où le signal électrique atteint son maximum noté dt (cf. Fig. 2.31).

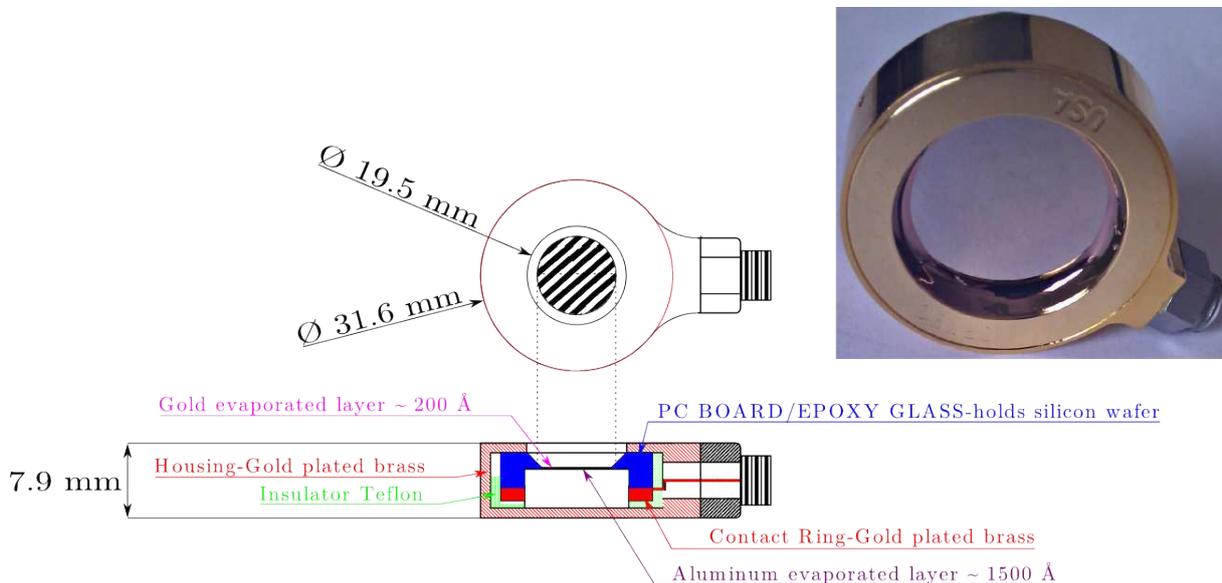


FIGURE 2.30 – Composition des détecteurs à Silicium utilisés.

La figure 2.32 représente l’énergie déposée dans le silicium épais du télescope n°1 en fonction du temps dt . Les événements correspondant aux interactions sur les bords du détecteur sont encadrés en rouge. Ils n’ont pas été comptabilisés dans la suite. La figure 2.33 représente la carte ΔE - E pour le télescope $n^\circ 1$ sans cette correction (à gauche), puis avec (à droite). Les événements qui ont été retirés correspondent bien à des événements n’appartenant à aucune ligne

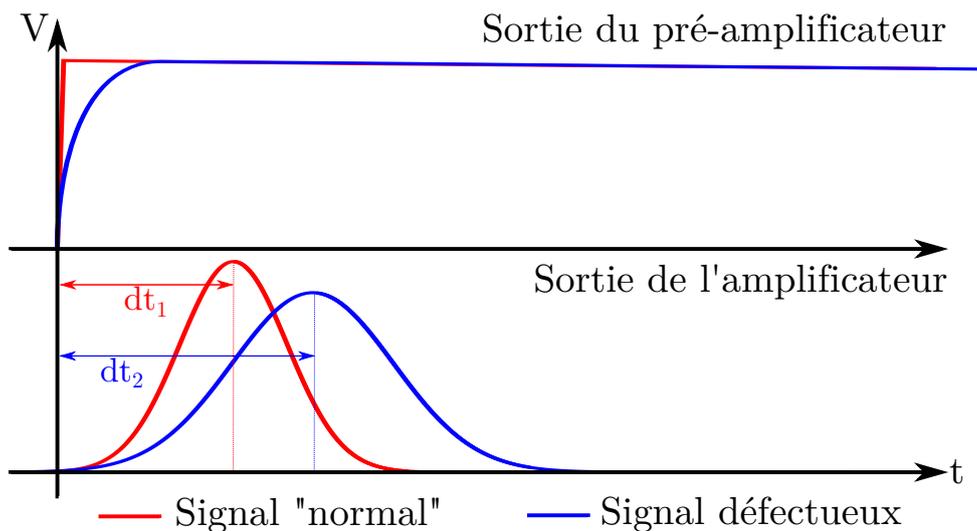


FIGURE 2.31 – Comparaisons entre un signal normal (en rouge) et un signal défectueux obtenu suite au passage d'une particule sur le bord du détecteur (en bleu).

d'identification. Ces événements constituent environ 20% de la statistique globale du télescope n°1 (à 4°).

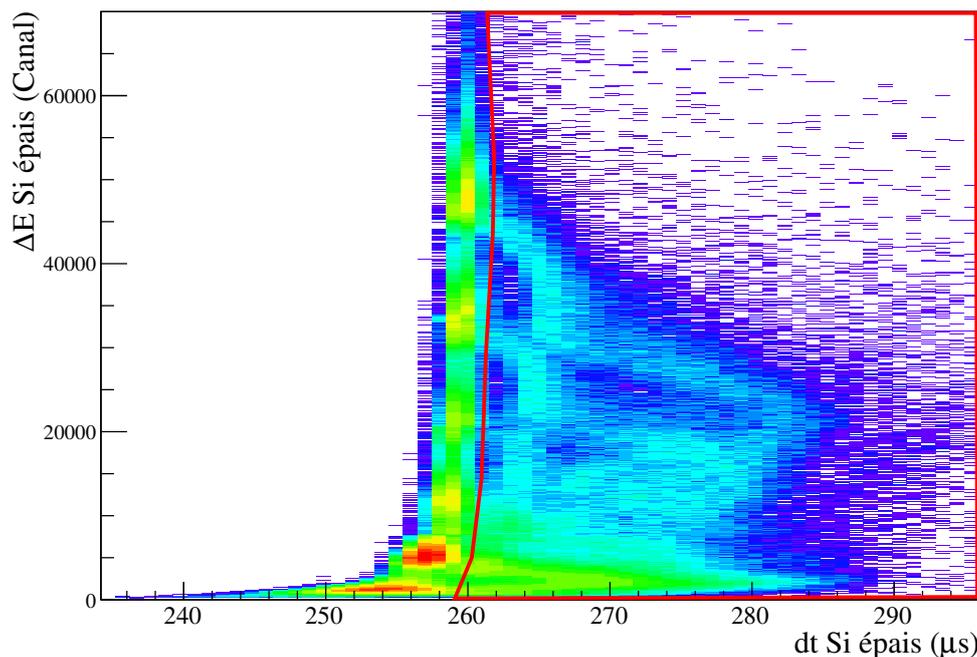


FIGURE 2.32 – Représentation de l'énergie déposée dans le silicium épais du télescope n°1 en fonction du temps "dt" entre le déclenchement du détecteur et la position du maximum du signal émis.

2.6.4 Pollutions dues au faisceau

Nous nous sommes aperçus que même sans cible, des événements apparaissaient sur les cartes ΔE - E , et ce, majoritairement à grand angle. Bien qu'ayant essayé longuement de régler ce problème, le poste de contrôle principal du GANIL n'a pas réussi à y remédier totalement. Cet effet était probablement dû à une interaction du faisceau dans la ligne de faisceau en amont de l'ex-

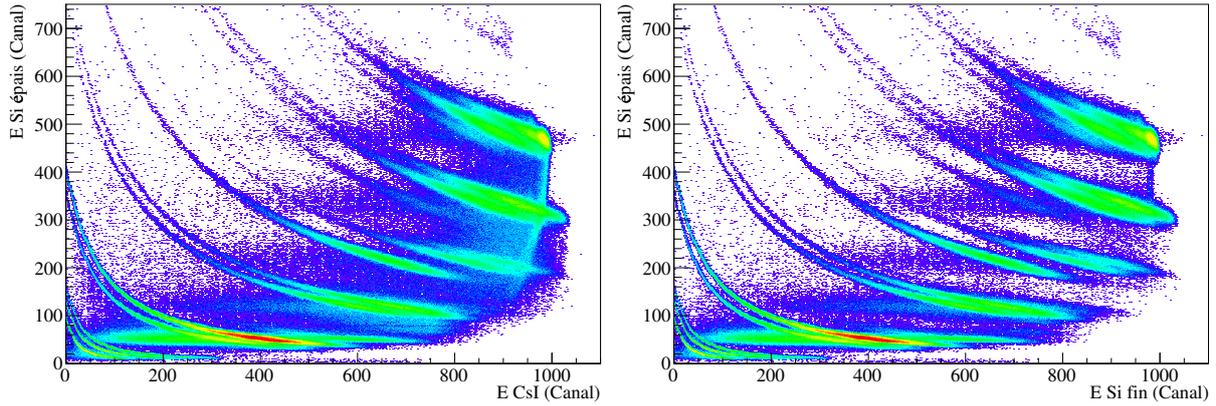


FIGURE 2.33 – Représentation de la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$ sans (à gauche) et avec (à droite) correction des événements issus de l’interaction des particules dans l’armature des détecteurs.

périence. Afin de ne pas altérer les taux de comptages des particules réellement émises en sortie de cible, des mesures en “cible vide” ont été effectuées après chaque mesure avec cible. Pour cela, un emplacement vide a été laissé sur le porte cible pour tenir également compte des interactions éventuelles du faisceau avec le porte cible. Ces mesures ont alors été utilisées pour corriger les taux de comptages obtenus avec cible. Ces événements étant directement issus du faisceau, ils affectent uniquement les taux de comptages des fragments de carbone et se retrouve de manière symétrique entre 13° et 21° (et donc entre -13° et -21°).

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le dispositif expérimental utilisé pour l’expérience E600 au GANIL en Mai 2011. Les méthodes d’analyse utilisées tant pour les étalonnages que pour l’identification des particules ont ensuite été détaillées. Finalement, afin d’obtenir des données les plus précises possibles, un certain nombre de corrections ont dû être apportées aux données brutes pour s’affranchir des quelques imprévus auxquels nous avons dû faire face au cours de l’expérience.

Le développement d’une méthode d’analyse à partir des logiciels orienté-objet ROOT et KaliVeda a permis une analyse rapide et quasi-automatisée des données. Ce développement a nécessité plusieurs semaines de travail mais a permis un gain de temps important lors de l’analyse des données des expériences E600 et 0° . Un comparatif entre cette nouvelle méthode d’analyse et un méthode plus classique réalisée par Didier Juliani (IPHC Strasbourg), pour laquelle les identifications de particules se font par l’intermédiaire de coupures graphiques a fait l’objet d’une publication [72]. Cette étude comparative a montré que les deux méthodes d’analyses donnaient des résultats en bon accord avec des écarts de l’ordre de quelques pourcents.

Aux vues de la séparation en charge et en masse obtenue, la qualité des données semble très bonne. Enfin, la grande statistique obtenue nous permet d’avoir des erreurs statistiques faibles ($\simeq 1\%$). L’information sur l’énergie des particules semble également bonne, notamment pour les fragments les plus lourds. En effet, la calibration en énergie des détecteurs dépend en grande partie de l’énergie déposée dans le silicium épais. Or, plus les fragments sont légers et énergétiques, moins ils déposeront d’énergie dans le silicium épais, et plus grande sera l’erreur sur leur énergie totale. Cette précision est, dans le pire des cas, de 20% pour les protons de haute énergie et peut atteindre, dans le meilleur des cas, environ 3% pour les ions ^{12}C .

Le dépouillement des données des expériences E600 et 0° nous permet d’accéder aux sections

efficaces doublement différentielles de fragmentation du ^{12}C à 95 MeV/A sur les différentes cibles utilisées et ce pour des angles compris entre 0° et 43° .

Une étude complète des erreurs systématiques doit maintenant être effectuée. En effet, les interactions entre les fragments et les détecteurs peuvent engendrer des erreurs d'identification et de calibration. Cette étude fait l'objet du prochain chapitre.

Étude des erreurs systématiques

Sommaire

Introduction	60
3.1 L’outil de simulation Monte-Carlo GEANT4	60
3.2 Simulation de l’expérience E600	61
3.2.1 Caractéristiques du faisceau	61
3.2.2 Description du dispositif expérimental	62
3.2.3 Observables pertinentes	62
3.3 Détermination des angles réels des détecteurs	64
3.3.1 Cas de l’expérience E600	64
3.3.2 Cas de l’expérience 0°	65
3.4 Étude des erreurs systématiques sur les taux d’identification	66
3.4.1 Analyse des données obtenues par simulation	66
3.4.2 Correction des données expérimentales	68
3.4.2.1 Correction des taux de comptages Hélium	68
3.4.2.2 Correction de l’empilement “ 2α ”	69
3.4.3 Estimation des erreurs systématiques par isotope	73
3.4.4 Estimation des erreurs systématiques de l’expérience 0°	74
3.5 Étude des effets systématiques sur la reconstruction de l’énergie	74
3.6 Conclusions	75

Introduction

Les dispositifs de détection utilisés pour les expériences E600 et 0° ont été présentés dans le chapitre 2. Il y a également été détaillé les méthodes d'analyses mises en place pour déterminer les sections efficaces doublement différentielles de fragmentation du ^{12}C sur différentes cibles minces d'intérêt en hadronthérapie. Pour terminer l'analyse de l'expérience, une étude précise du dispositif de détection doit être effectuée afin d'en déterminer au mieux son efficacité. La géométrie des détecteurs utilisés, ou encore leur composition (propriétés des matériaux utilisés), peuvent entraîner des erreurs systématiques, tant sur les taux de comptages que sur l'énergie des fragments détectés. Pour mener à bien cette étude, l'outil de simulation Monte-Carlo GEANT4 [37], développé par le CERN[✉], a été utilisé.

Dans un premier temps, l'outil de simulation GEANT4 sera présenté. Le programme utilisé pour simuler l'expérience E600 sera ensuite décrit. Enfin, les données simulées obtenues seront étudiées. Cette analyse consistera tout d'abord à déterminer l'erreur commise sur les angles des détecteurs. Enfin, les effets de détecteurs seront étudiés en détails, qu'ils concernent l'identification des particules ou la détermination de leur énergie.

Les données simulées seront analysées avec les mêmes méthodes que celles utilisées pour les données expérimentales afin de prendre en compte, dans les erreurs systématiques, les erreurs induites par la méthode d'analyse.

Seule l'étude des erreurs systématiques de l'expérience E600 sera présentée en détails dans ce chapitre. Néanmoins, la même étude a été effectuée pour l'expérience 0° .

3.1 L'outil de simulation Monte-Carlo GEANT4

Les simulations qui seront présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec l'outil de simulation GEANT4 qui permet de reproduire le passage de particules dans la matière. Cet outil a tout d'abord été développé dans le but de simuler les interactions particules-matière pour les très hautes énergies. Cependant, la collaboration GEANT4 essaye d'étendre de plus en plus son domaine d'application pour s'adapter aux plus basses énergies, comprenant entre autre les énergies d'intérêt en hadronthérapie.

Pour réaliser une simulation GEANT4, l'utilisateur doit tout d'abord fournir toutes les caractéristiques indispensables à son exécution, à savoir :

- Les propriétés du projectile (nombre, nature, énergie, position, direction).
- Les propriétés du dispositif expérimental (géométrie, propriétés des matériaux).
- Les observables recherchées par l'utilisateur (énergie, angle d'émission, nature de la particule...).
- Les modèles physique régissant toutes les interactions susceptibles d'être mises en jeu.

Une fois tous ces paramètres définis par l'utilisateur, la simulation s'occupera de propager les projectiles dans les différents matériaux composant le dispositif expérimental. Cette propagation se fait "pas par pas". GEANT4 définit un "step" comme la distance de prochaine interaction. Pour chaque "step", le suivant est alors recalculé en fonction des différents processus physiques susceptibles d'être mis en jeu, des propriétés des matériaux traversés et des éventuelles spécifications de l'utilisateur. Les modèles décrivant les processus physiques sont appliqués et affectent l'état de la particule. Lorsqu'une particule est créée (ionisation, fragmentation, désexcitation...), elle sera propagée exactement de la même manière, "step par step" jusqu'à ce que son énergie cinétique devienne inférieure au seuil de coupure défini par l'utilisateur. Les processus au repos comme la décroissance radioactive sont alors appliqués, à condition que l'utilisateur les ait activés.

GEANT4 est ainsi un environnement très modulable, dans lequel l'utilisateur doit associer à chaque particule les différents processus physiques susceptibles d'intervenir. Chacun de ces processus fait ensuite appel à un ou plusieurs modèles ou une ou plusieurs tables de sections efficaces. Cette "liberté" donnée à l'utilisateur dans le choix des processus physiques mis en jeu peut être avantageuse, mais nécessite d'être très rigoureux dans les choix faits pour avoir une simulation la plus réaliste possible. Nous verrons dans le chapitre 5 consacré aux comparaisons entre données expérimentales et simulations que le choix des modèles utilisés (pour les interactions hadroniques dans notre cas) peuvent engendrer de grande variations dans les résultats.

3.2 Simulation de l'expérience E600

Le dispositif expérimental a été simulé à partir de la version 9.4 du logiciel de simulation GEANT4. Les interactions électromagnétiques sont modélisées par le "package" "electromagnetic standard package option 3". En ce qui concerne les processus inélastiques, deux modèles de voie d'entrée ont été testés : un modèle de cascade intranucléaire (BIC) et un modèle de dynamique moléculaire quantique (QMD). Concernant la voie de sortie, les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus à partir d'un modèle d'évaporation. Ces modèles seront détaillés dans le chapitre 5, consacré à l'étude et aux comparaisons des différents modèles nucléaires

Les différentes caractéristiques de la simulation vont maintenant être détaillées.

3.2.1 Caractéristiques du faisceau

Lors de l'expérience E600, le faisceau de ^{12}C délivré par le GANIL avait un profil énergétique gaussien, centré à 94.6 MeV/u ($\sigma_E=0.1\%$) et un profil géométrique également gaussien ($\sigma_{x,y}=1.3$ mm). Ces caractéristiques ont donc été appliquées à la simulation (cf. Fig. 3.1). Afin d'avoir suffisamment de statistique dans les détecteurs, les simulation ont été faites pour un nombre de 10^9 ^{12}C incidents.

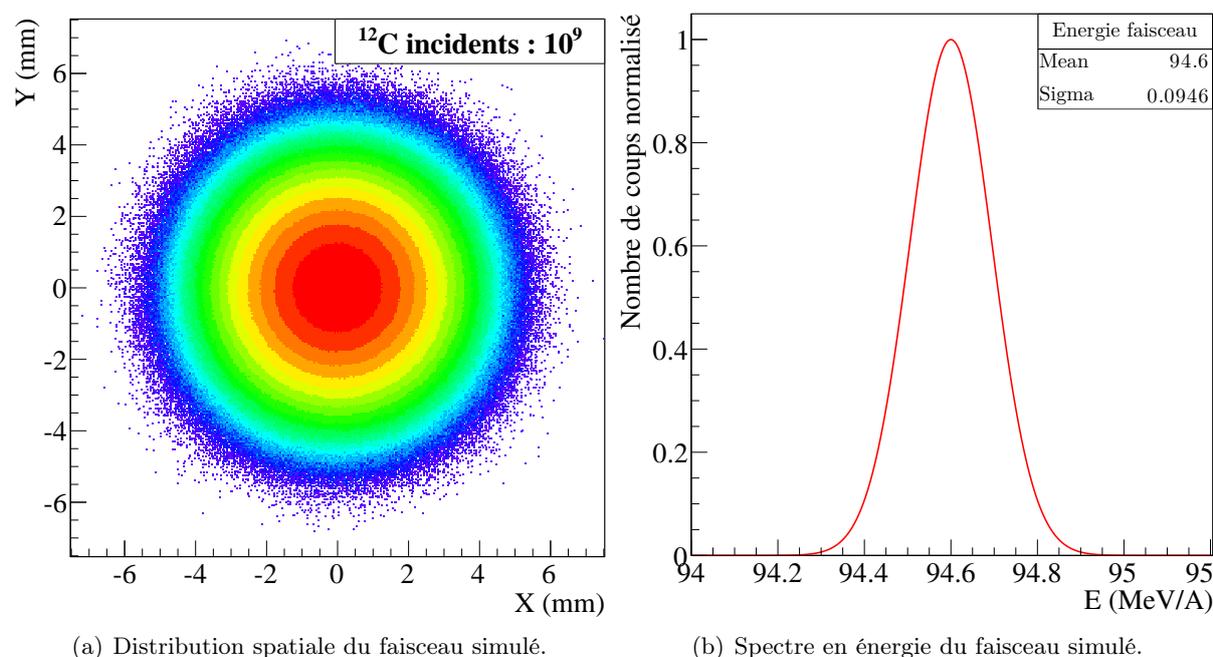


FIGURE 3.1 – Caractéristiques du faisceau simulé (pour 10^9 ^{12}C incidents).

3.2.2 Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est constitué de quatre télescopes positionnés sur des bras rotatifs et d'un cinquième, positionné plus loin de la cible, à une incidence fixe de 4° avec la direction du faisceau. Les propriétés géométriques des détecteurs des différents éléments (épaisseurs, diamètres, position par rapport à la cible...) ont été au préalable détaillées (cf. Tab. 2.3, Chap. 2, p. 27).

Lors de l'expérience, les CsI étaient en réalité contenus dans un cylindre creux d'aluminium. Les détecteurs Silicium étaient quand à eux maintenus par une armature (cf. Fig. 2.30, Chap. 2, p. 54). Cette armature, compliquée à simuler en détail a été assimilée à un anneau large de 2.5 mm de laiton. La figure 3.2 représente une vue en coupe d'un des télescopes tel qu'ils sont définis dans la simulation.

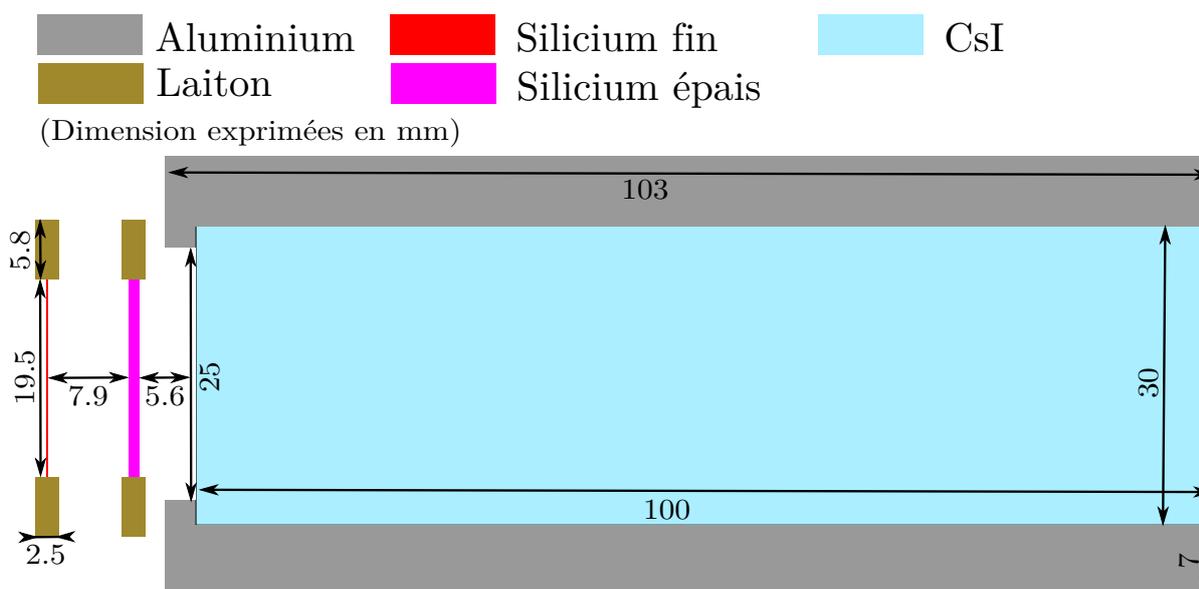


FIGURE 3.2 – Vue en coupe d'un des télescopes tel qu'ils sont définis dans la simulation

Lors de l'expérience E600, les mesures ont été effectuées à 4° pour le télescope n°1 et tous les deux degrés entre 7 et 43° pour les autres télescopes. La taille des télescopes ne permettant pas de les placer tous les deux degrés dans la simulation, plusieurs simulations ont dû être effectuées pour obtenir tous les angles mesurés durant l'expérience. La figure 3.3 représente le dispositif expérimental simulé dans une des configurations des télescopes utilisée. Pour correspondre exactement aux conditions expérimentales, le télescope à 4° a été placé à la même position que pour l'expérience et tous les télescopes ont été positionnés dans un espace sous vide.

En ce qui concerne la composition des cibles utilisées dans les simulations, nous avons vu dans le chapitre 2 que seul les densités surfaciques (produit de la densité par l'épaisseur) renaient en compte dans le calcul des sections efficaces. C'est de plus le paramètre que nous connaissons le plus précisément car il a pu être mesuré avec précision. Les épaisseurs des cibles ont donc été ajustées de manière à ce que leur densité surfacique soit la même que celle des cibles utilisées expérimentalement.

3.2.3 Observables pertinentes

Toutes les caractéristiques de la simulations ont été déterminées (nature et énergie du projectile, géométrie des détecteurs et processus physiques). Il reste à déterminer les observables pertinentes à récupérer pour l'analyse des résultats.

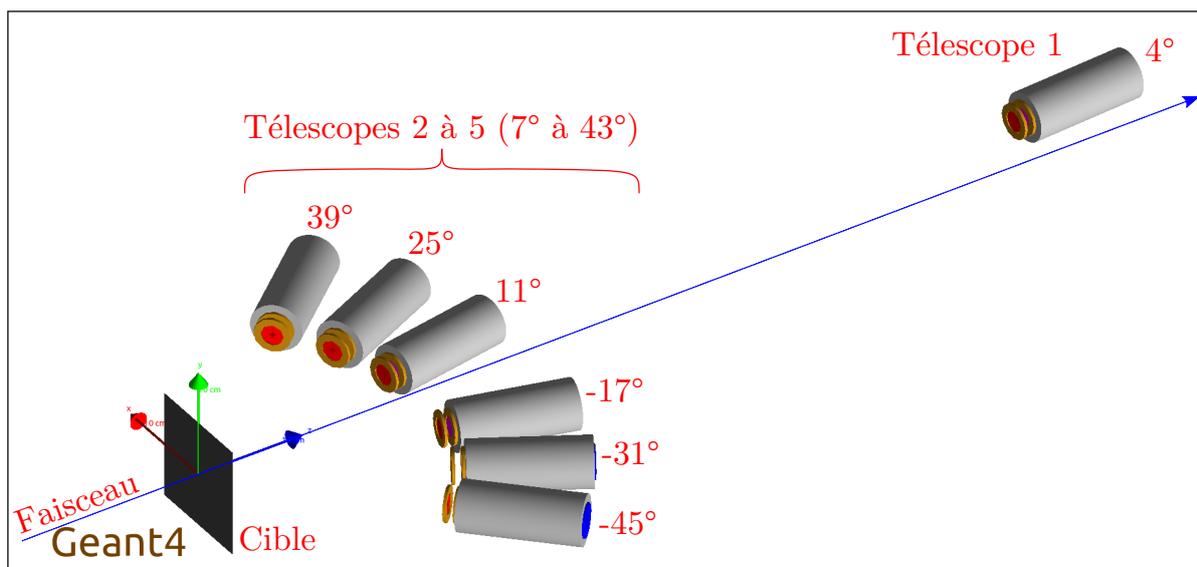


FIGURE 3.3 – Représentation du dispositif expérimental simulé pour une des configurations des télescopes utilisée.

Pour déterminer les sections efficaces doublement différentielles, les observables nécessaires sont le nombre d'ions incidents ($^{12}C_{inc}$), la densité surfacique de la cible ($\rho \times e$), la charge (Z), la masse (A), l'énergie (E) et l'angle d'émission (θ) de chaque fragment produit (cf. Equ. 2.1, Chap. 2, p. 24).

Cependant le but de l'étude présenté dans ce chapitre est de comparer les distributions réelles des fragments en fonction de celles obtenues après analyse des données mesurées par le dispositif de détection. Il est donc nécessaire de récupérer également toutes les observables propres à l'expérience, soit les énergies déposées dans les silicium fin ($E_{Si\ fin}$), épais ($E_{Si\ épais}$) et CsI (E_{CsI}), ainsi que l'angle du télescope (θ_{tel}).

Une partie de cette analyse sera dédiée à l'étude de l'empilement. Il y a empilement lorsque deux particules sont détectées dans un même détecteur dans un intervalle de temps ne permettant pas de les dissocier (typiquement deux fragments issus de la même réaction, donc du même carbone incident). Dans un tel cas, il n'y a à priori pas de moyen de s'en affranchir expérimentalement. Ce phénomène va donc engendrer des erreurs d'identification qu'il faut pouvoir estimer. Une nouvelle observable a donc dû être déterminée, il s'agit du nombre de particules détectées (M_{tel}).

Pour chaque carbone incident, les observables suivantes ont été déterminées :

- M_{tel} : Nombre de particules détectées.
- ⇒ • $Z[M_{tel}]$; $A[M_{tel}]$
- $E_{Si\ fin}[M_{tel}]$; $E_{Si\ épais}[M_{tel}]$; $E_{CsI}[M_{tel}]$
- $\theta[M_{tel}]$; $\theta_{tel}[M_{tel}]$

où $X[M_{tel}]$ correspond à un tableau de l'observable X de taille M_{tel} .

Observables déterminées après simulation :

Toutes les observables nécessaires à l'analyse des données ont été déterminées. Cependant, un traitement supplémentaire est nécessaire après simulation pour avoir les données finales à analyser. En effet, les données expérimentales délivrées par les CsI ne correspondent pas à une

énergie mais à une quantité de lumière. Or nous avons vu que la relation lumière énergie n'est pas linéaire et dépend de la particule. L'analyse des erreurs systématiques doit donc se faire à partir de spectres en lumière pour le CsI. La lumière (h) émise par le cristal de CsI a été déterminée d'après la "formule de quenching" proposée par M. Parlog et al. [73] :

$$h = a_1 \times \left[E_{\text{CsI}} \times \left(1 - \frac{a_2 \times A \times Z^2}{E_{\text{CsI}}} \times \ln \left(1 + \frac{E_{\text{CsI}}}{a_2 \times A \times Z^2} \right) \right) + a_4 \times a_2 \times A \times Z^2 \times \ln \left(\frac{E_{\text{CsI}} + a_2 \times A \times Z^2}{A \times a_3 + a_2 \times AZ^2} \right) \right] \quad (3.1)$$

$$(3.2)$$

Avec :

$$a_1 = 19.5 \quad ; \quad a_2 = 0.71 \quad ; \quad a_3 = 3.8 \quad ; \quad a_4 = \begin{cases} 0 & \text{si } E_{\text{CsI}}/(A * a_3) \leq 1 \\ 0.26 \sin \theta & \text{sinon} \end{cases}$$

De plus, pour prendre en compte la résolution en lumière des cristaux de scintillation CsI(Tl), la lumière finale est obtenue aléatoirement à partir d'une gaussienne de centre h et d'écart-type :

$$\sigma = \frac{h}{2 \times \sqrt{2 \times \ln 2}} \times \left(\frac{1.021}{\sqrt{E_{\text{CsI}}[\text{keV}]}} + 0.0191 \right) [74] \quad (3.3)$$

Une vérification de cette résolution, faite sur le pic élastique expérimental du carbone à 4° , a permis de valider cette expression (à 3% près). En ce qui concerne la résolution des siliciums, une résolution de 3% a été utilisée (cf. Sec. 2.4.4, p. 43).

La simulation a maintenant été décrite dans son intégralité et toutes les observables utiles à l'analyse des erreurs systématiques ont été définies. Dans un premier temps, une étude de l'efficacité géométrique du dispositif expérimental sera faite. L'étude des erreurs systématiques sur l'identification des particules sera ensuite traitée. Finalement, les erreurs systématiques sur les distributions en énergie seront abordées.

Ces erreurs systématiques ont été étudiées pour les différentes cibles utilisées mais les différences obtenues entre les cibles étant très minimes, seuls les résultats obtenus pour la cible de carbone seront présentés.

3.3 Détermination des angles réels des détecteurs

3.3.1 Cas de l'expérience E600

Dans l'analyse des données de l'expérience E600, l'angle pris en compte pour les télescopes correspond à l'angle que fait le centre du télescope avec la direction du faisceau. Mais en réalité, les télescopes couvrent un angle solide de 6.6 msr (et 0.4 msr pour le télescope $n^\circ 1$) et les distributions angulaires ne sont pas uniforme mais "piquées" vers les angles avants. La question se pose alors de savoir si l'angle moyen de toutes les particules détectées dans un télescope correspond à l'angle du centre du télescope. Dans le cas contraire, l'erreur commise sur l'angle d'émission des fragments doit être estimée.

Des simulations ont été utilisées pour comparer les distributions angulaires des fragments en sortie de cible (donc indépendantes de la géométrie) aux taux de comptages obtenus pour chaque télescope. La figure 3.4 représente d'une part la distribution angulaire des particules arrivant sur

les détecteurs (en bleu) et la valeur du nombre de particules détectées par chaque détecteur (en rouge). La distribution angulaire est “coupée” en plusieurs parties car elle ne prend en compte que les particules émises dans l’angle solide des détecteurs.

Le modèle ici utilisé est QMD. Quel que soit sa position, la valeur donnée par le télescope correspond à celle de la distribution angulaire à l’angle en question.

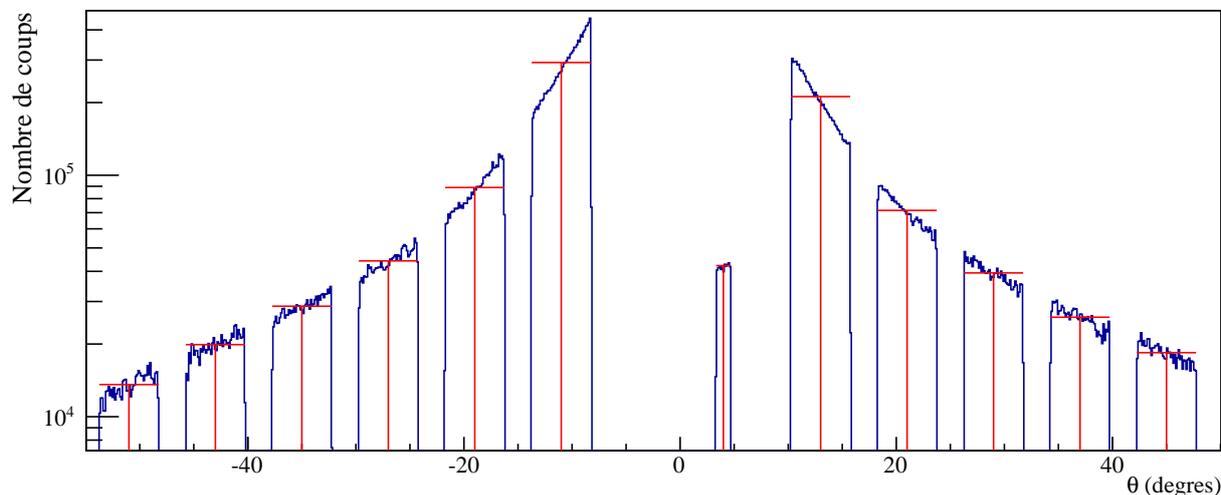


FIGURE 3.4 – Comparaison entre les taux de production mesurés par les télescopes (en rouge) et la distribution angulaire réelle (indépendante de la géométrie) des fragments. Ces données ont été obtenues par simulation avec le modèle nucléaire QMD.

Ces distributions dépendent des particules et des modèles nucléaires utilisés. C’est pourquoi la même vérification a été effectuée pour tous les fragments produits et avec les modèles BIC et QMD. Dans tous les cas testés, les valeurs des angles données aux télescopes sont correctes. L’utilisation de détecteurs à symétrie cylindrique a permis de minimiser l’impact de la pente élevée des distributions angulaires sur l’angle moyen des particules détectées dans un télescope. Les angles donnés pour les télescopes resteront donc inchangés dans l’analyse des données.

3.3.2 Cas de l’expérience 0°

Le cas de l’expérience 0° est particulier. Du fait de la surface des détecteurs, une mesure à 0° n’est pas possible. Bien que le centre du détecteur soit bien placé dans l’axe du faisceau, les particules seront détectées sur l’angle solide du télescope, soit pour θ compris entre 0 et une valeur maximale $\theta_{max} = 0.73^\circ$. L’angle moyen du télescope, dans le cas d’une distribution $\partial\sigma/\partial\Omega$ uniforme est alors de 0.36° . Cependant, comme cela sera montré dans le chapitre 4, les distributions angulaires des fragments émis en sortie de cible de sont pas uniformes mais piquées à 0°. L’angle moyen du télescope placé à 0° est donc compris entre 0 et 0.36° , et dépend pour chaque isotope, de la distribution angulaire sur l’angle solide du télescope. Ces distributions réelles ne sont pas connues et ne peuvent pas être obtenues de façon certaine par modélisation car elles dépendent du modèle utilisé. Pour ne pas appliquer de correction modèle-dépendante, le choix a été fait de représenter ces mesures à 0°, l’erreur potentiellement faite sur l’angle moyen réel ($\leq 0.36^\circ$) étant comprise dans la barre d’erreur.

3.4 Étude des erreurs systématiques sur les taux d'identification

Les erreurs commises sur les taux de production des particules peuvent être dues d'une part à la méthode d'analyse qui peut induire de mauvaises identifications. Elles peuvent d'autre part avoir pour origine le dispositif expérimental utilisé. Nous verrons que les interactions mises en jeu entre les fragments et les détecteurs peuvent, dans certains cas précis, rendre l'identification impossible.

Pour estimer ces erreurs, les données simulées seront analysées avec la méthode utilisée pour l'analyse des données expérimentales. Cette méthode permet de déterminer les erreurs systématiques pour tous les isotopes produits.

3.4.1 Analyse des données obtenues par simulation

Nous avons définis dans la section 3.2.3 les différentes observables nécessaires afin de pouvoir analyser les résultats des simulations de la même manière qu'ont été analysés les résultats de l'expérience E600. Il reste toutefois à déterminer les grilles d'identification utilisées par KaliVeda pour identifier les particules détectées sur une carte ΔE - E issue des simulations (cf. Sec. 2.4.1.2, Chap. 2, p. 35).

Ces grilles d'identifications ont été construites en suivant la même procédure que pour les données expérimentales. La figure 3.5 représente la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$ obtenue avec le modèle nucléaire QMD sur laquelle est superposée la grille d'identification déterminée à partir de la fonctionnelle de Tassan-Got (cf. Sec. 2.4.1.1, Chap. 2, p. 35). Ce modèle produit certains isotopes instables qui ne sont pas observés expérimentalement (${}^4\text{H}$, ${}^4\text{Li}$ ou ${}^5\text{Be}$), cependant, leur proportion reste inférieure à 1% de la statistique globale.

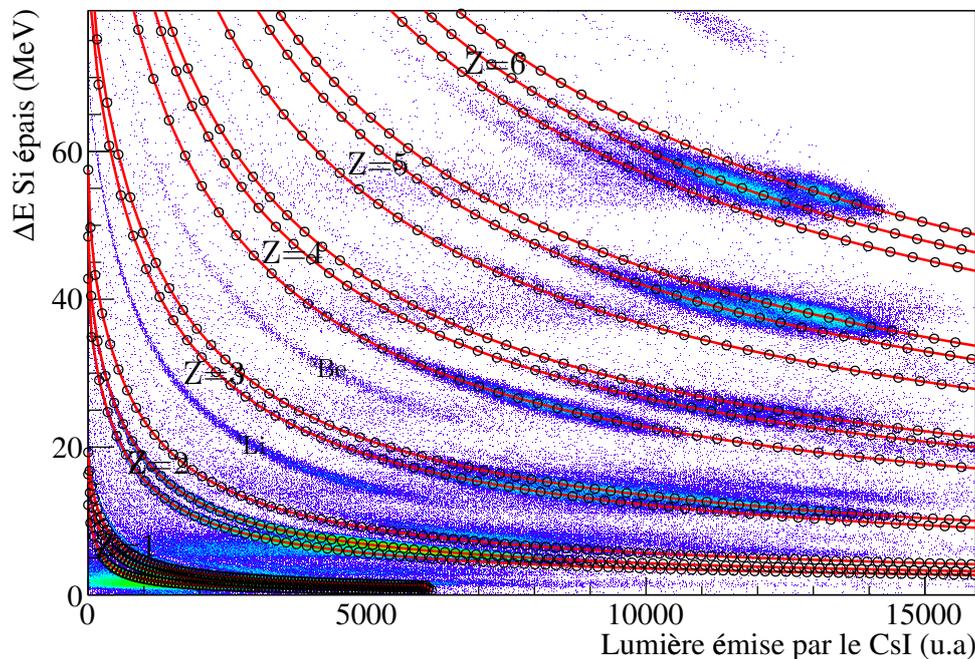


FIGURE 3.5 – Carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$ obtenue avec le modèle nucléaire QMD sur laquelle est superposée la grille d'identification.

La même analyse a été utilisée pour les données simulées et expérimentales. La qualité de l'identification sera déterminée en étudiant sur ces simulations le rapport entre le nombre de particules identifiées par la méthode d'analyse et le nombre réel de particules ayant interagit

dans les détecteurs. Cette comparaison doit être faite pour chaque isotope et pour tous les angles.

Un exemple de ces rapports estimés avec le modèle QMD à différents angles est représenté sur la figure 3.6 pour les fragments d'hydrogène (les plus légers détectés) et pour ceux de carbone (les plus lourds). Ces graphiques représentent la valeur :

$$100 \times \left(\frac{N_{\text{Identifiés}}(\frac{A}{Z}\text{X})}{N_{\text{réel}}(\frac{A}{Z}\text{X})} - 1 \right),$$

où $N_{\text{Identifiés}}(\frac{A}{Z}\text{X})$ représente le nombre de fragments $\frac{A}{Z}\text{X}$ identifiés par la méthode d'analyse et $N_{\text{réel}}(\frac{A}{Z}\text{X})$ le nombre de fragments $\frac{A}{Z}\text{X}$ réellement émis dans l'angle solide des détecteurs. Lorsque le nombre de fragments détectés est surestimé, l'erreur relative est donc positive.

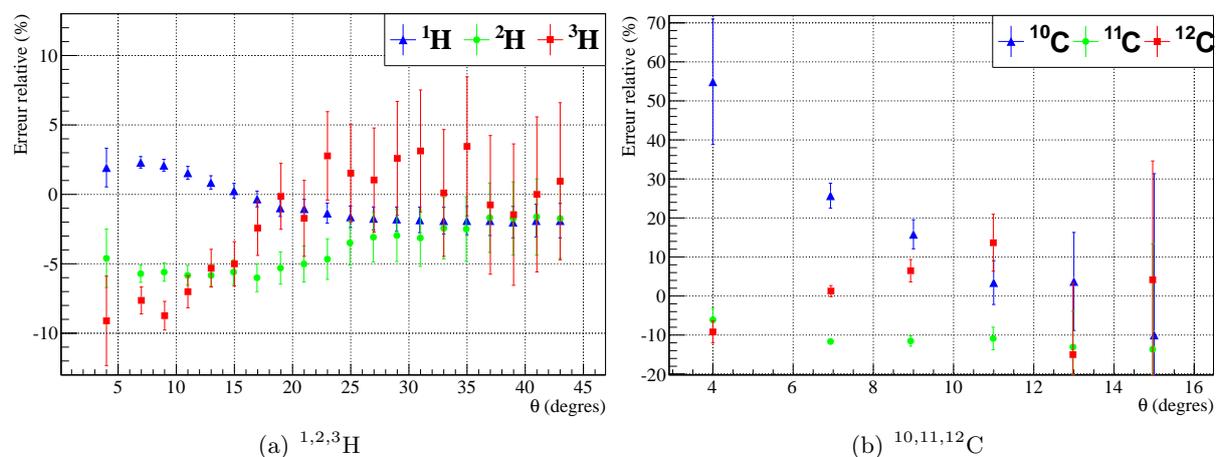


FIGURE 3.6 – Rapports entre le nombre de particules identifiées et réellement détectées pour les isotopes d'hydrogène et de carbone.

De manière générale, les mauvaises identifications sont dues aux interactions inélastiques des particules dans les détecteurs. Les épaisseurs des détecteurs Silicium étant faibles, leur contribution aux erreurs systématiques est négligeable. Cependant, une proportion non négligeable des particules détectées subissent des réactions inélastiques dans le CsI. Une partie de l'énergie de la particule est alors perdue, d'une part du fait de la perte liée au "Q de réaction", et d'autre part à cause de la production de neutrons ou de particules légères émises à grand angle qui sortent du CsI. De plus, si une particule détectée fragmente dans le CsI, même si tous les fragments sont arrêtés dans le CsI, la lumière totale émise sera modifiée du fait du quenching. Cette modification de la lumière émise par le CsI se traduit sur les cartes ΔE -E par des "traînées" horizontales (cf. Fig. 3.5).

Ces "traînées" engendrent une perte d'événements pour les isotopes qui en sont à l'origine, mais également une augmentation des taux de comptages des isotopes plus légers qui sont situés sur les lignes d'identifications d'en dessous. Ce phénomène est observé sur les graphiques de la figure 3.6. Les isotopes les plus lourds sont sous-estimés alors que les plus légers sont surestimés du fait de la pollution par les isotopes plus lourds.

Ces proportions restent cependant assez faibles ($\sim 10\%$) dans la plupart des cas. Mais lorsqu'un isotope fréquemment produit a un ou deux neutrons de plus qu'un autre isotope très peu produit, les erreurs d'identifications engendrées sur l'isotope très peu produit deviennent très grandes. (ex : $^{12}\text{C} \rightarrow ^{10}\text{C}$ ou $^{10,11}\text{B} \rightarrow ^8\text{B}$). Cet effet est essentiellement observé aux angles avants car les fragments ont une énergie plus grande ce qui augmente la proportion d'événements ayant

subit une interaction inélastique dans le CsI.

3.4.2 Correction des données expérimentales

La détermination des erreurs systématiques sur les taux de comptages est donc faite pour chaque isotope à partir des graphiques tels que ceux de la figure 3.6, mais auparavant, deux cas particulier ont dû être étudiés. En effet, deux phénomènes (l’empilement et la fragmentation dans le CsI) ont engendrés des erreurs systématiques très élevées sur les taux de productions de particules produites en grande quantité (${}^6,7\text{Li}$ et ${}^3,4,6\text{He}$). Une étude précise a permis de corriger expérimentalement les taux de comptages de ces fragments à partir d’une analyse en forme de la lumière émise par le CsI : la méthode d’identification “rapide-lent” décrite dans le chapitre précédent (cf. Sec. 2.5.2.1, Chap. 2, p. 47).

3.4.2.1 Correction des taux de comptages Hélium

Comme nous l’avons vu plus tôt, les fragments peu produits peuvent se retrouver “pollués” sur les carte ΔE - E par la “queue de fragmentation” de leurs isotopes plus lourds, engendrant des erreurs systématiques importantes. Mais un cas a attiré notre attention. Les fragments de ${}^3\text{He}$, qui sont les quatrièmes fragments les plus produits, se situent sur les cartes ΔE - E juste sous la ligne des α qui sont produits en quantité environ cinq fois supérieure. La fragmentation des α dans le CsI affecte donc grandement les taux de comptages ${}^3\text{He}$ comme le montre la figure 3.7. D’après les simulations, environ 10% des α semblent mal identifiés aux angles avants, ce qui modifie jusqu’à plus de 60% la quantité de ${}^3\text{He}$ identifiés.

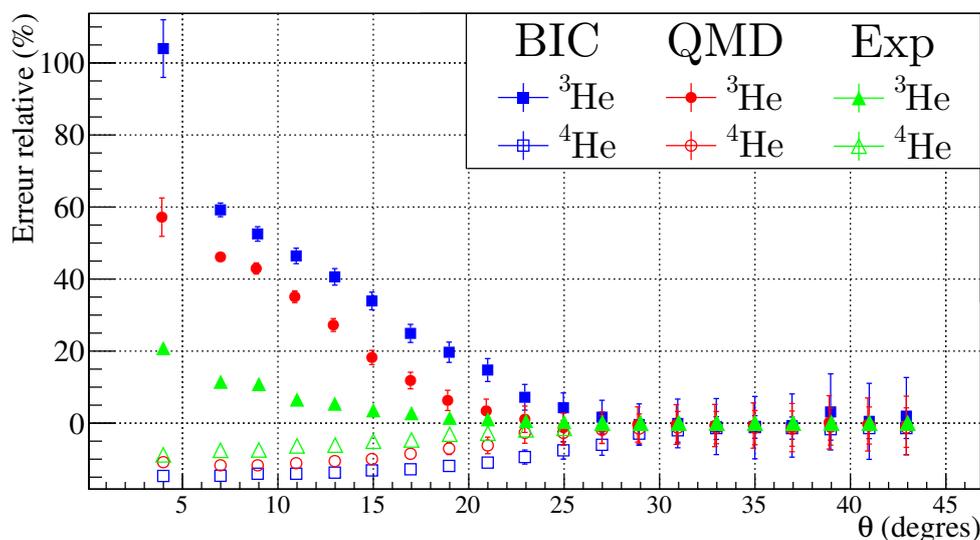
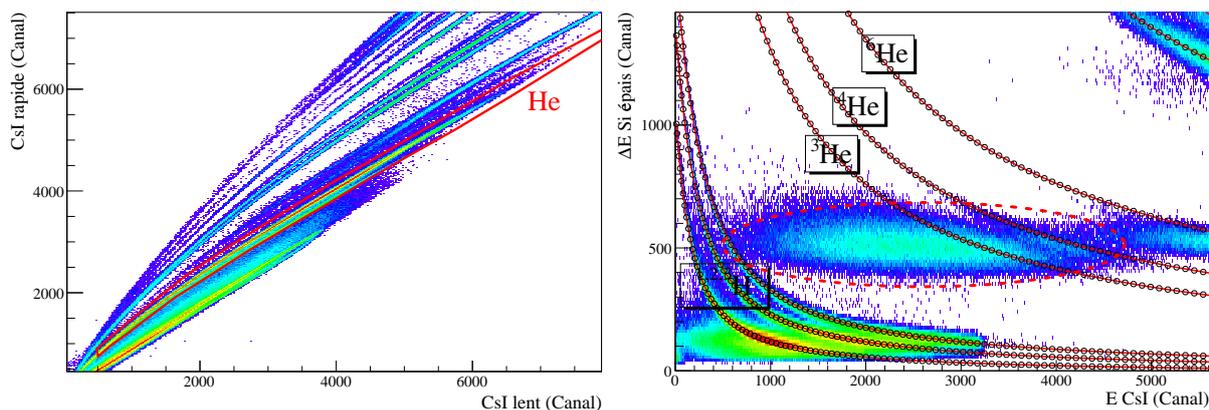


FIGURE 3.7 – Erreurs relatives d’identification pour les fragments ${}^3\text{He}$ et ${}^4\text{He}$ obtenus par simulation (modèles BIC et QMD) et de manière expérimentale en utilisant l’identification “rapide-lent” du CsI.

L’utilisation des résultats simulés n’est néanmoins pas possible pour corriger les taux de comptages expérimentaux. Ces corrections dépendraient trop fortement du modèle choisi. En effet, comme le montre la figure 3.7, l’estimation des erreurs d’identification diffère selon le modèle de collision noyau-noyau choisi (de 50% à presque 100%).

L’identification des particules α ayant fragmentés peut également se faire expérimentalement. Lorsqu’une particule fragmente dans le CsI, la lumière résultante est une composition de celle de la particule avant fragmentation et de celles des fragments. Elle ne peut donc plus être correctement identifiée par la méthode “rapide-lent”.

L'identification des α qui ont fragmentés dans le CsI se fait alors en deux étapes. Une première sélection (avec un contour graphique) a tout d'abord été faite sur la carte "rapide-lent" pour sélectionner les noyaux d'hélium qui n'ont pas fragmenté (cf. Fig. 3.8(a)). Ces événements sont ensuite "retirés" de la carte ΔE -E. Seuls les événements correspondants aux α qui ont fragmentés dans le CsI apparaissent alors (cf. Fig. 3.8(b)). Ils peuvent maintenant être sélectionnés à partir d'une "coupure graphique", puis retirés des taux de comptages des ${}^3\text{He}$ et enfin être identifiés comme des α . De plus, comme seule l'énergie déposée dans le silicium épais est nécessaire pour l'étalonnage, les énergies de ces α pourront être correctement déterminées.



(a) Sélection des fragments d'Hélium n'ayant pas fragmenté dans le CsI.

(b) carte ΔE -E à laquelle ont été retirés les événements présents dans la sélection de la figure 3.8(a). Les événements correspondants aux α qui ont fragmentés dans le CsI sont alors visibles (entourés en rouge).

FIGURE 3.8 – Correction des taux de comptage Hélim

Cette analyse permet donc de récupérer la proportion des α qui ont fragmenté dans le CsI et de les supprimer des distributions ${}^3\text{He}$.

Afin de comparer les prédictions des modèles BIC et QMD avec les données expérimentales, les erreurs qui auraient été induites sur les taux de comptages expérimentaux des fragments d'Hélium ont été superposées à celles prédites par les modèles (cf. Fig. 3.7). En ce qui concerne les α perdus, les deux modèles prédisent des valeurs autour de 10% pour les angles les plus avant, ce qui surestime légèrement les mesures expérimentales. Par contre, la "pollution" engendrée dans les taux de comptages des ${}^3\text{He}$ fait apparaître de grosses différences entre les modèles et les données. Ces différences s'expliquent par le fait que les modèles ne prédisent pas des rapports ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ identiques ce qui modifie les erreurs relatives. Bien que QMD soit le plus proche des résultats expérimentaux, aucun des modèles utilisés ne parvient à les reproduire avec précision.

Nous avons donc choisi d'utiliser l'identification "rapide-lent" pour corriger expérimentalement cette source d'erreur.

3.4.2.2 Correction de l'empilement "2 α "

La seconde source d'erreur systématique importante provient de l'empilement de deux particules issues de la même réaction dans un même télescope. Dans cette situation, la résolution en temps des détecteurs ne permet pas de séparer les deux particules. Elles sont donc vues comme une seule particule qui aurait déposé dans les détecteurs l'énergie des deux. L'identification de ces deux particules n'est alors plus possible.

Une étude particulière des simulations a été réalisée en vue d'étudier le phénomène d'empilement. Il apparaît, quelque soit le modèle, qu'environ 4% des événements totaux proviennent

de l'empilement de deux particules (l'empilement de trois particules ou plus représente environ 0.1%). D'après les simulations, les trois "voies" principales sont les voies " $\alpha + \alpha$ " ($\sim 35\%$), " $\alpha + p$ " ($\sim 25\%$) et " $p + p$ " ($\sim 20\%$). Le reste est partagé sur toutes les voies à deux particules possibles avec des probabilités inférieures au pourcent.

Nous n'avons trouvé aucun moyen d'isoler expérimentalement la voie " $p + p$ ". Cette contribution, si elle existe, ne modifierait les taux de comptages protons et deutons que de quelques pourcents d'après les simulations. Cette contribution est comprise dans l'erreur systématique déterminée sur la figure 3.6.

En ce qui concerne la voie " $\alpha + p$ ", de même que pour la voie " $p + p$ ", nous n'avons pas réussi à la mettre en évidence expérimentalement. Son existence devrait d'après les simulations créer une quasi-hyperbole juste au dessus de la ligne des α mais nous ne l'avons pas observée (probablement à cause des résolutions en énergie qui ne permettent pas de la séparer des particules α).

Nous nous sommes arrêtés plus en détail sur la voie d'empilement " $\alpha + \alpha$ " que nous nommerons dorénavant " 2α ". Avant même d'effectuer des simulations, l'observation des cartes "rapide-lent" faisait apparaître une ligne ne correspondant à aucun isotope. Cette ligne, bien démarquée de toutes les autres, est située entre les lignes Hélium et Lithium (cf. Fig. 3.9). Cette ligne a été nommée "ligne 2α ", nous allons maintenant tenter de le justifier.

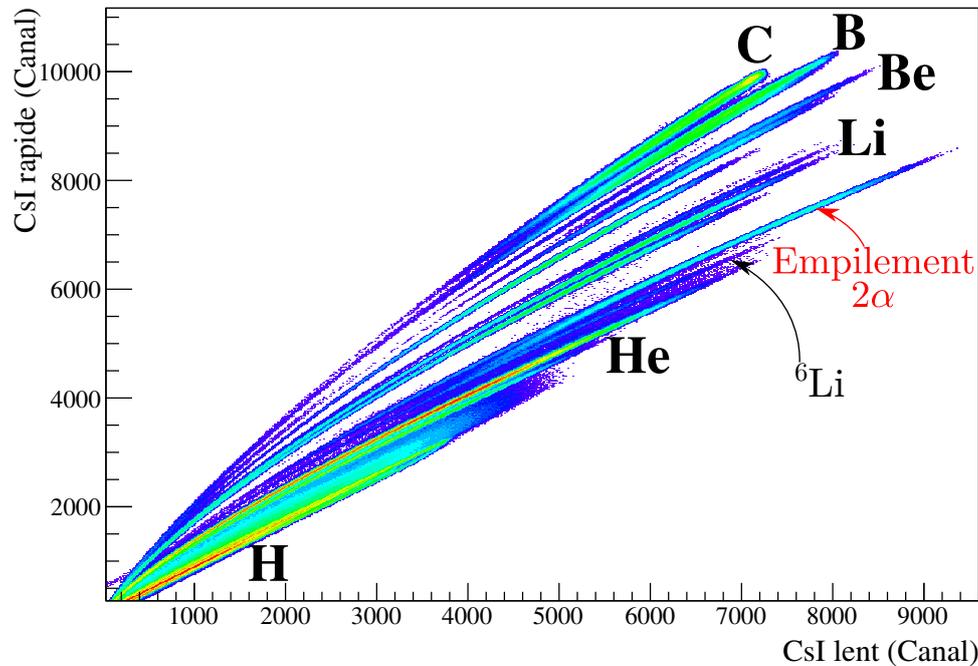


FIGURE 3.9 – carte "rapide-lent" du télescope n°1. La ligne correspondant aux événements que nous supposons être issus de l'empilement de deux α est entourée en rouge.

Quand les événements de cette ligne sont représentés sur la carte ΔE - E (cf. Fig. 3.10(a)), ils apparaissent sous la forme de deux contributions, la première sur la ligne ${}^6\text{He}$ et la seconde sur les lignes Lithium.

Les résultats simulés ont été étudiés de sorte à être comparés aux résultats expérimentaux. Les événements pour lesquels deux α issus de la même réaction et qui interagissent dans un même détecteur ont été sélectionnés. La somme des énergies déposées dans les détecteurs par les deux α est alors représentée. La figure 3.10(b) représente l'équivalent de la figure 3.10(a) mais pour les données simulées. On retrouve bien les deux contributions observées expérimentalement. Les simulations permettent maintenant d'identifier les deux contributions observées. Elles correspondent bien à l'empilement de deux α , sauf que dans un cas, les deux particules traversent les

siliciums avant de s'arrêter dans le CsI et dans l'autre, une des deux particules α atteint le CsI sans toucher les siliciums (possible du fait du plus grand diamètre du CsI). L'étude de l'énergie déposée dans les siliciums par les événements de la "ligne 2α " va confirmer cette observation.

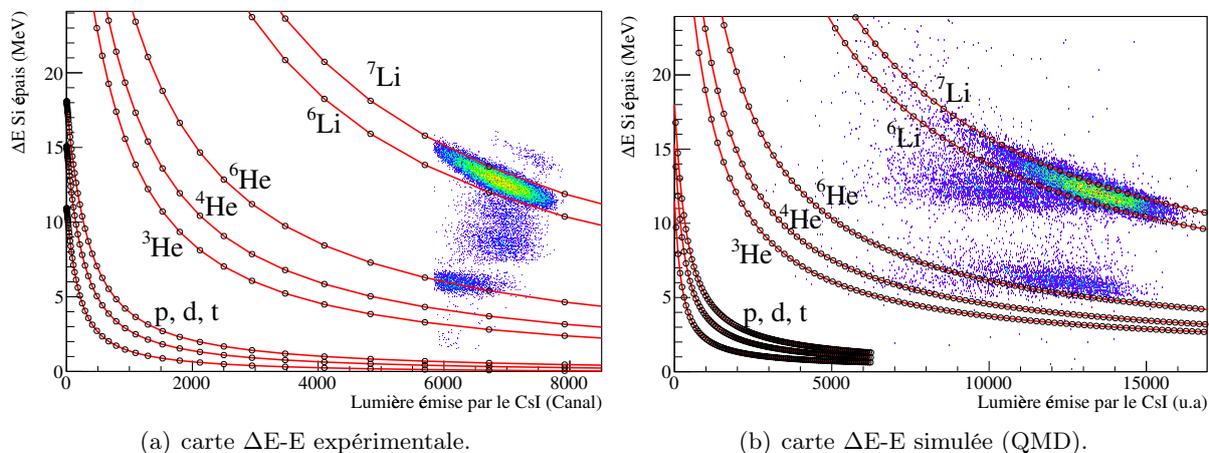


FIGURE 3.10 – Représentation des particules de la ligne “ 2α ” expérimentale (a) et des événements issus de la détection de deux α dans les simulations (b) sur la carte ΔE - E . (données du télescope n°4 à 7°)

Énergie déposée dans les siliciums :

Ne connaissant pas la nature des particules composant la ligne 2α , l'étalonnage de l'énergie qu'elles ont déposée dans le CsI n'est pas possible. Cependant, puisque les détecteurs Silicium sont linéaires quelque soit la nature de la particule, l'énergie qui y est déposée peut être déterminée. La figure 3.11 représente d'une part l'énergie déposée dans les siliciums du télescope n°1 placé à 4° par les différents fragments légers détectés ($p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$ ainsi que la distribution α multipliée par deux pour la comparaison) et d'autre part celle déposée par les particules de la ligne 2α .

Le spectre en énergie des particules de la ligne 2α est séparé en deux contributions (cf. Fig. 3.11, bas). La première, piquée exactement à l'énergie de la distribution des α et la seconde à l'énergie des α multipliée par deux. La ligne 2α est donc bien constituée de deux particules α empilées dans le CsI. Elle contient deux contributions, une pour laquelle les α sont passés dans les siliciums et une pour laquelle un seul des deux α a traversé le silicium, l'autre ayant traversé l'armature du détecteur.

Bien que les simulations prédisent correctement les effets de l'empilement dans les détecteurs, leur proportion ne correspond pas à celles observées expérimentalement. La figure 3.12 représente la proportion d'événements “ 2α ” dans la statistique des ${}^7\text{Li}$, et ce, pour les données expérimentales et simulées (avec les modèles BIC et QMD). La tendance prédite par BIC ne correspond pas du tout aux observations expérimentales. Bien que les résultats obtenus avec QMD semblent plus proches au niveau de la forme de la distribution, la proportion reste inexacte. Une correction des données expérimentale à partir des modèles serait donc trop modèle-dépendante. C'est pourquoi nous avons décidé de ne pas utiliser les simulations pour corriger les données expérimentales de l'empilement mais de le faire directement à partir de la sélection sur la carte “rapide-lent”. Les événements de la ligne “ 2α ” ont été retiré de la statistique ${}^6\text{He}$ et des isotopes de Lithium. La figure 3.13 représente les distributions angulaires (a) et en énergie (b) des isotopes de Lithium produits dans la cible de carbone avant et après cette correction.

La ligne 2α étant éloignée de celle des Lithium, aucune erreur n'a été rajoutée aux distributions des isotopes de Lithium. Le même traitement a été appliqué à la distribution ${}^6\text{He}$,

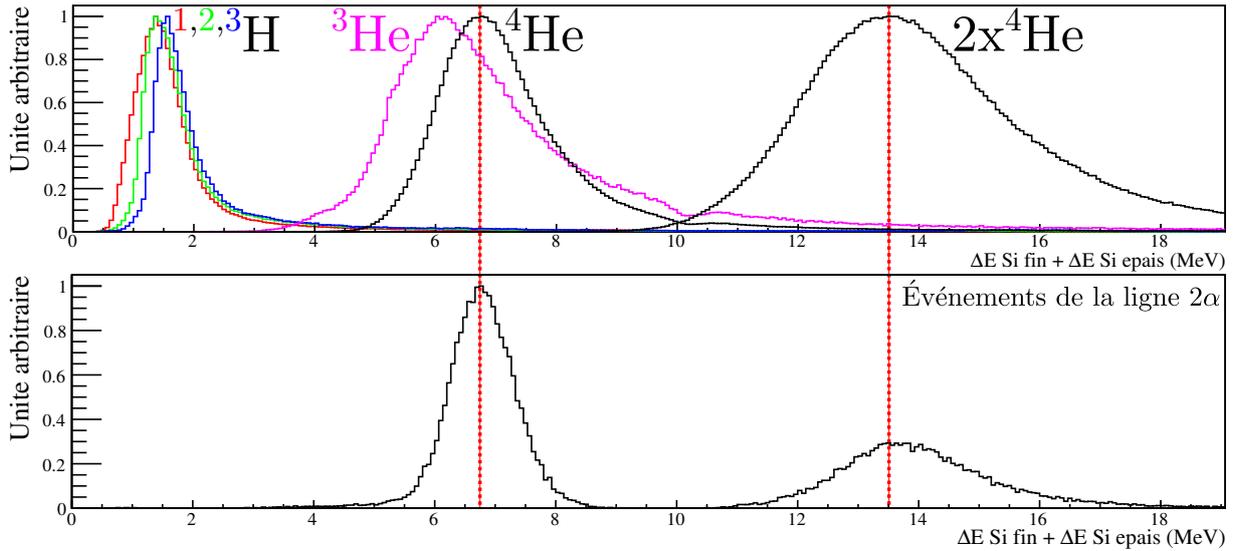


FIGURE 3.11 – Comparaison entre les énergies déposées dans les siliciums ($\Delta E_{\text{Si fin}} + \Delta E_{\text{Si épais}}$) par les particules de la ligne 2α (bas) et par les particules légères connues (p,d,t, ^3He , α) (haut). Ces spectres correspondent à ceux du télescope n°1 placé à 4° . Tous les spectres ont été normalisés de sorte à ce que leur amplitude maximale soit égale à 1 pour faciliter les comparaisons.

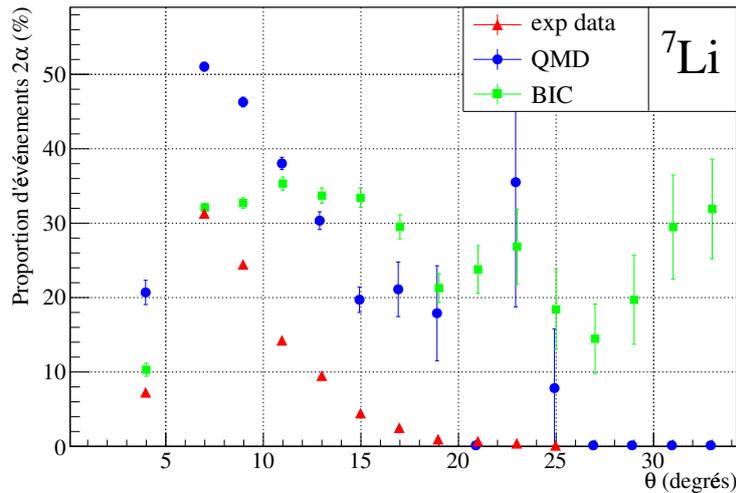


FIGURE 3.12 – Proportion des événements de la ligne 2α identifiés sur la carte ΔE - E comme des ^7Li . Les résultats expérimentaux et simulés avec les modèles BIC et QMD sont superposés.

cependant, les lignes 2α et ^6He sur la carte “rapide/lent” se chevauchent (cf. Fig. 3.9) à basse énergie. Une partie des ^6He risque par conséquent d’être retirés lors de la correction des données (sélection graphique des “ 2α ”). Afin de prendre en compte cette source d’erreur, le choix a été fait de reporter sur les barre d’erreur des distributions ^6He l’équivalent de la différence entre avec et sans correction 2α .

En ce qui concerne la correction des distributions ^4He , deux cas sont à prendre en compte. Pour chaque événement de la ligne “ 2α ”, la statistique des particules α devrait être augmentée de deux. Cependant nous avons vu que ces événements se séparent en deux contributions :

Une première constituée des événements pour lesquels deux particules α sont détectées dans le CsI mais une seule est détectée dans les silicium, et par conséquent comprise dans l’angle solide du télescope (événements présents sur la ligne des ^6He). Dans ce cas précis, seul la particule α

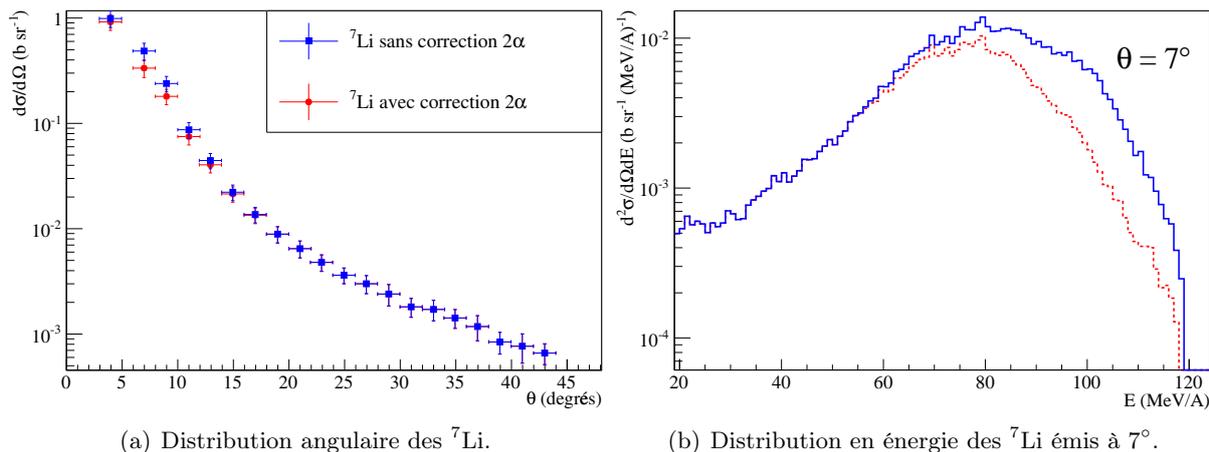


FIGURE 3.13 – Distributions angulaires (a) et en énergie (b) des isotopes de Lithium produits dans la cible de carbone avant et après la correction des événements “ 2α ”.

détectée dans les siliciums doit être prise en compte. Elle est alors ajoutée à la statistique α et son énergie est obtenue à partir de l'énergie déposée dans le silicium épais. Environ 1% des α sont concernés par cette correction.

La seconde contribution est constituée des événements pour lesquels les deux particules α passent dans l'angle solide du télescope (événements présents sur la ligne des isotopes de Lithium). Dans cette configuration, la statistique α est augmentée de deux, mais l'information sur l'énergie de chaque α n'est plus connue. La détermination sur l'énergie a alors été faite suivant l'approximation que chaque α est émis à énergie égale. Cette hypothèse a été validée par les différents modèles nucléaires utilisés dans les simulations GEANT4. Le nombre de particules α pour lesquelles cette correction a été appliquée concerne environ 2.5% de la statistique α (mais jusqu'à 10% aux angles avants).

Les différentes corrections apportées aux données expérimentales pour corriger les erreurs systématiques ont été détaillées. Les erreurs systématiques sur les taux d'identification vont maintenant être présentées pour toutes les particules détectées.

3.4.3 Estimation des erreurs systématiques par isotope

Les erreurs systématiques sont estimées à partir de simulations Monte-Carlo. Nous avons pu observer que ces simulations ne reproduisent pas les distributions expérimentales. La détermination des erreurs systématiques dépend donc obligatoirement du modèle choisi. Aux vues des comparaisons effectuées dans ce chapitre, les résultats obtenus avec le modèle nucléaire QMD semblent plus proche des données expérimentales que ceux obtenus avec BIC. C'est pourquoi la décision a été prise d'effectuer l'estimation des erreurs systématiques avec QMD. Pour être conservateur sur les barres d'erreurs, le choix a été fait d'appliquer, pour un isotope donné, quelque soit l'angle, la valeur de l'erreur systématique estimée pour un angle de 4° . En effet, c'est pour cet angle que les erreurs sont les plus élevées (cf. Fig. 3.6).

L'étude des erreurs systématiques a été réalisée pour les différentes cibles utilisées, mais les variations entre les cibles étant très faibles devant les erreurs systématiques à appliquer, les mêmes erreurs ont été appliquées quelle que soit la cible.

Le tableau 3.1 récapitule les erreurs qui ont été prises en compte pour chaque isotope.

Du fait de la grande dépendance des erreurs systématiques aux modèles nucléaires utilisés, cette étude nécessitera d'être améliorée dès lors qu'un modèle sera à même de reproduire assez

Isotope $^A X$	$^1 H$	$^2 H$	$^3 H$	$^3 He$	$^4 He$	$^6 He$	$^6 Li$	$^7 Li$	
Erreur relative (%)	3	6	10	10	5	20	10	10	
Isotope $^A X$	$^7 Be$	$^9 Be$	$^{10} Be$	$^8 B$	$^{10} B$	$^{11} B$	$^{10} C$	$^{11} C$	$^{12} C$
Erreur relative (%)	5	6	10	50	10	10	50	10	10

TABLE 3.1 – Erreurs systématiques appliquées par isotope.

précisément les données expérimentales. Les barres d'erreurs seront alors probablement diminuées car nous les avons dans cette étude volontairement surévaluées.

3.4.4 Estimation des erreurs systématiques de l'expérience 0°

Afin de compléter l'analyse de l'expérience 0°, une étude des erreurs systématiques similaire à celle qui vient d'être présentée a été effectuée, toujours à l'aide du code de transport GEANT4. Le dispositif expérimental spécifique à l'expérience 0° a été modélisé de sorte à prendre en compte les erreurs dues aux interactions dans les détecteurs et à la méthode d'analyse détaillée dans le chapitre précédent (cf. Sec. 2.5, Chap. 2, p. 46). Cette étude étant très similaire à celle faite sur les erreurs systématiques de l'expérience E600, elle ne sera pas détaillée.

Les erreurs systématiques déterminées par cette étude pour l'expérience 0° sont comprises entre 5 et 10% en fonction des isotopes, conduisant à une erreur totale sur les sections efficaces différentielles de 10 à 15%.

3.5 Étude des effets systématiques sur la reconstruction de l'énergie

Afin de vérifier l'impact de notre méthode d'analyse sur l'énergie des particules détectées, les distributions en énergie simulées ont été étudiées. De même que dans la partie sur les erreurs d'identification, l'utilisation des simulations permet de connaître la distribution en énergie de tous les fragments émis en sortie de cible. Ces distributions peuvent alors être comparées à celles obtenues en utilisant notre méthode d'analyse. Cette comparaison permettra de vérifier si la méthode utilisée pour déterminer l'énergie déposée dans le CsI uniquement à partir de l'énergie déposée dans le silicium épais fonctionne. Elle permettra également d'observer l'impact des effets de détecteurs, tels que la fragmentation des particules dans le CsI, sur les distributions en énergie.

La figure 3.14 représente la reconstruction de l'énergie de différents fragments à partir de la méthode d'analyse développée dans le chapitre 2. Ces énergies sont comparées aux distributions issues de la simulation en sortie de cible. Tous les angles sont pris en compte dans ces représentations.

Dans l'ensemble, l'énergie des particules est très bien reproduite par la méthode d'analyse, cependant, les interactions inélastiques entre les fragments et le CsI engendrent quelques erreurs pour les isotopes les plus lourds. Ces erreurs sont illustrées dans la distribution des $^{11} B$ (cf. Fig. 3.14(c)). Un pic est visible à une énergie inférieure que celle du pic principal. Ce pic ne correspond pas à des fragments de $^{11} B$ mais à des noyaux de carbones qui ont fragmentés dans le CsI. La traînée horizontale créée par les fragments de carbone vient alors couper la ligne des $^{11} B$ à plus basse énergie. Ce phénomène est également observé expérimentalement. Il ne peut être corrigé mais reste généralement négligeable (de l'ordre du pourcent) par rapport aux taux de comptages totaux (mis à part pour les isotopes les plus rares).

Cette étude reste toutefois qualitative. Dans un cas idéal, il serait nécessaire d'effectuer un calcul des erreurs systématiques pour chaque angle et pour chaque énergie de chaque particule.

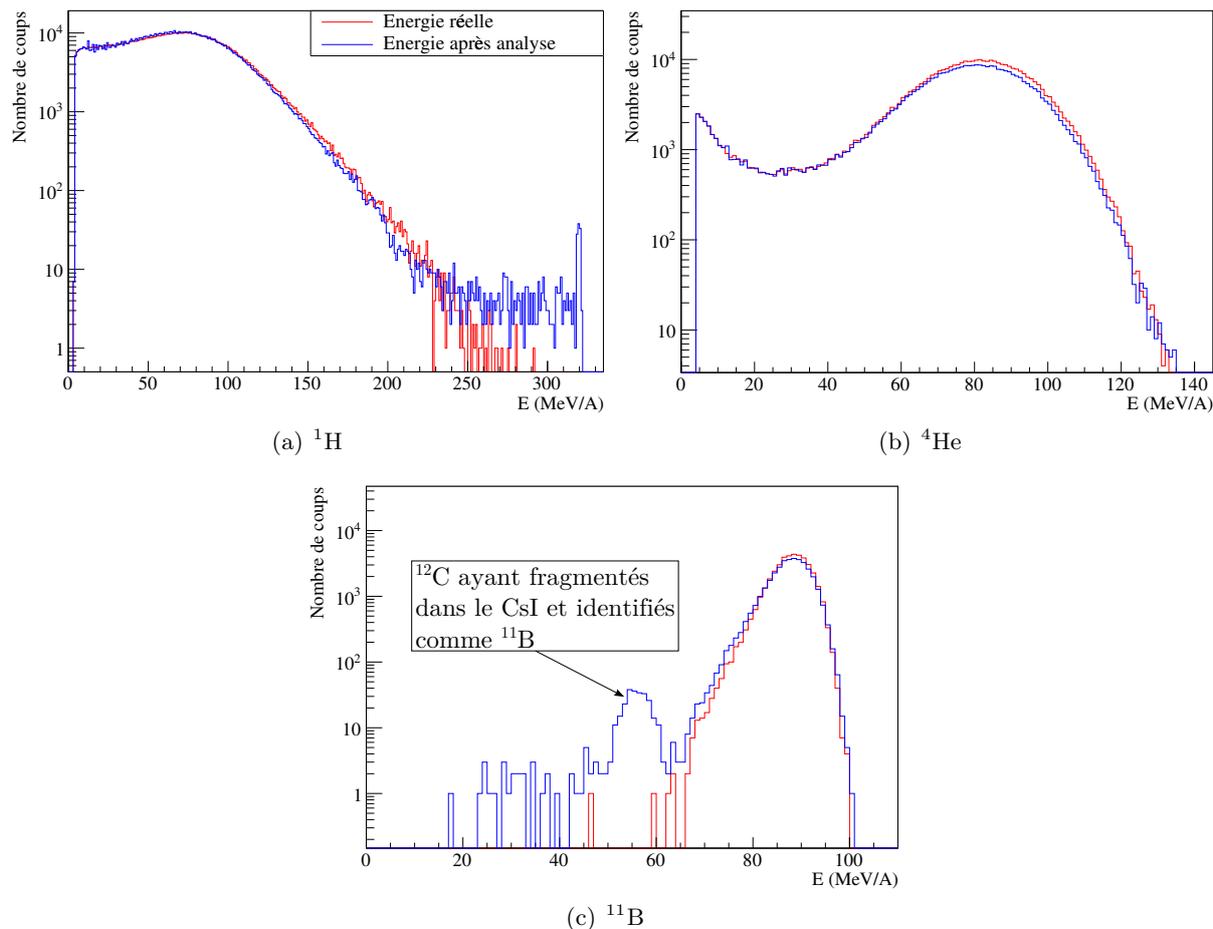


FIGURE 3.14 – Comparaison entre les distributions en énergie issues de la simulation (en rouge) et celles obtenues par application de la méthode d’analyse (en bleu) pour différents fragments (^1H , ^4He et ^{11}B). Les données ont été simulées avec le modèle nucléaire QMD.

Cependant, les calculs d’erreurs sur les taux de productions faits dans la section précédente ont montré de fortes dépendances aux modèles nucléaires utilisés, lesquels ne sont pas capables pour le moment de reproduire les résultats expérimentaux. Nous ne considéreront donc pas dans la suite d’erreur systématique sur la détermination de l’énergie des particules autre que celle déterminée à partir de l’erreur sur l’étalonnage en énergie des détecteurs Silicium (cf. Sec. 2.4.4, Chap. 2, p. 43).

3.6 Conclusions

Ce chapitre a été consacré à l’étude des erreurs systématiques faites lors de l’analyse des données expérimentales. Cette étude s’est basée sur des simulations Monte-Carlo réalisées avec GEANT4 et a permis de prendre en compte tant les erreurs induites par la méthode d’analyse développée dans le chapitre 2 que celles directement causées par les caractéristiques intrinsèques du dispositif expérimental.

Dans un premier temps, une étude a permis de vérifier que les angles donnés aux télescopes étaient représentatifs de la distribution des fragments détectés.

Dans un deuxième temps, l’étude détaillée des erreurs systématiques faites sur l’identification des particules a mis en évidence deux sources d’erreur importantes. Ces sources d’erreur ont été corrigées expérimentalement par une analyse en forme du signal émis par le CsI appelée

identification “rapide-lent”.

Les simulations ont été effectuées en utilisant les modèles nucléaires BIC et QMD. Bien qu’aucun des deux modèles ne soit en mesure de reproduire les résultats expérimentaux observés, QMD semble tout de même plus réaliste dans la forme des distributions observées (cf. Fig. 3.12, p. 72). C’est pourquoi nous avons pris la décision d’estimer les erreurs systématiques à partir des prédictions faites par QMD.

Dans une approche conservatrice, le choix a été fait de maximiser les barres d’erreurs en les prenant, pour chaque isotope, et quel que soit l’angle et l’énergie, égales à leur estimation maximale (correspondant à la valeur de l’angle le plus faible, soit 4°). Lorsqu’un modèle nucléaire parviendra à reproduire les résultats expérimentaux avec les barres d’erreurs actuelles certainement surestimées, l’étude des systématiques devra être reprise pour calculer des barres d’erreurs moins conservatives.

L’idée globale à retenir de cette recherche sur les erreurs systématiques est que les effets de détecteurs affectent majoritairement les régions de faible statistique. La démarche à adopter consiste dans un premier temps à se concentrer sur les domaines les mieux maîtrisés pour améliorer les modèles, et ensuite aller rechercher les “effets fins” dans les régions à faible statistique.

Résultats Expérimentaux

Sommaire

Introduction	78
4.1 Quelques notions de mécanismes de réaction	78
4.2 Utilisation des cibles composites	80
4.3 Résultats de l'expérience E600	81
4.3.1 Sections efficaces différentielles en angle	81
4.3.1.1 Remarque sur les distributions angulaires	81
4.3.1.2 Distributions des différents isotopes de la cible de carbone	81
4.3.1.3 Distributions pour les différentes cibles	82
4.3.1.4 Sections efficaces de production par isotope et par cible	82
4.3.2 Sections efficaces doublement différentielles en énergie et en angle	87
4.3.3 Reconstruction de la cible de PMMA	89
4.4 Résultats de l'expérience 0°	92
4.4.1 Vérification croisée à 9° avec l'expérience E600	92
4.4.2 Sections efficaces différentielles à 0°	92
4.4.3 Sections efficaces doublement différentielles à 0°	93
4.4.4 Correction des sections efficaces de production	94
4.5 Conclusions	98

Introduction

Les deux expériences qui ont été réalisées au GANIL ont pour but d’obtenir les sections efficaces doublement différentielles de fragmentation du carbone à 95 MeV/A sur différentes cibles minces représentatives du corps humain. Les résultats expérimentaux obtenus grâce aux méthodes décrites dans les chapitres précédents vont être présentés dans ce chapitre.

Les différents processus mis en jeu lors de collisions nucléaires dans le domaine en énergie entre 40 et 100 MeV/A, nommées énergies intermédiaires (ou de Fermi) sont très débattues depuis des années. L’approche “participant-spectateur” que nous avons décidé d’aborder pour interpréter certains résultats expérimentaux sera dans un premier temps décrite.

Afin d’obtenir les sections efficaces doublement différentielles pour les cibles d’hydrogène et d’oxygène, des cibles composites ont été utilisées (CH_2 et Al_2O_3). La méthode utilisée pour extraire les sections efficaces des cibles élémentaires à partir des cibles composites sera détaillée dans un deuxième temps.

Les résultats expérimentaux seront ensuite présentés. Une première partie sera consacrée aux distributions angulaires et une seconde aux distributions en énergie. Enfin, une dernière partie présentera les comparaisons entre les résultats obtenus pour la cible de PMMA et ceux calculés à partir des sections efficaces élémentaires des cibles de carbone, hydrogène et oxygène.

4.1 Quelques notions de mécanismes de réaction

En physique des collisions d’ions lourds aux énergies intermédiaires, les mécanismes de réactions restent encore mal connus. Les réactions sont généralement décrites en les séparant en une partie dynamique, appelée voie d’entrée, et en une partie de désexcitation statistique appelée voie de sortie. Les mécanismes de la voie d’entrée décrivent la collision de sorte à produire des “noyaux chauds”, qui seront alors désexcités par la voie de sortie.

Pour interpréter les résultats expérimentaux, nous avons décidé de modéliser les mécanismes de voie d’entrée par une représentation “participants-spectateurs” [75, 76]. Cette représentation consiste à considérer que seuls les nucléons présents dans la zone de recouvrement des deux noyaux entrant en collision participent activement à la réaction. Les nucléons de la cible et du projectile non concernés sont alors considérés comme “spectateurs” de la réaction (cf. Fig. 4.1).

Différents “types” de collisions peuvent alors être considérés en fonction de la valeur du paramètre d’impact.

Pour des paramètres d’impact plus grands que la somme des rayons des deux noyaux (~ 5 fm pour la réaction $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$) et inférieur à la distance de l’interaction nucléaire (~ 8 fm pour la réaction $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$ [77]), il n’y a pas de zone dite “participante”. Un échange de nucléons peut néanmoins avoir lieu entre la cible et le projectile. Le modèle de voie d’entrée conduira alors à deux “sources chaudes” composées de nucléons “spectateurs” de la cible et du projectile dont l’énergie d’excitation moyenne restera faible. Ces collisions sont généralement caractérisées de périphériques et constituent la majeure partie des collisions.

Par contre, lorsque le paramètre d’impact devient plus faible, un recouvrement géométrique entre les deux noyaux apparaît. La description “participants-spectateurs” de cette situation donne cette fois lieu à trois “sources chaudes”. Les deux premières, peu excitées, sont composées des nucléons spectateurs de la cible et du projectile nommées quasi-cible (QC) et quasi-projectile (QP). Leur caractère “spectateur” implique que leurs nucléons soient restés proches de leur configuration initiale. Les nucléons de la quasi-cible restent approximativement au repos, et ceux du quasi-projectile restent animés d’une vitesse proche de celle du projectile. La troisième “source”, composée des nucléons de la zone dite participante ou “boule de feu”, possède une énergie d’excitation élevée. Ses nucléons auront donc des vitesses comprises entre celles de la QC et celle du

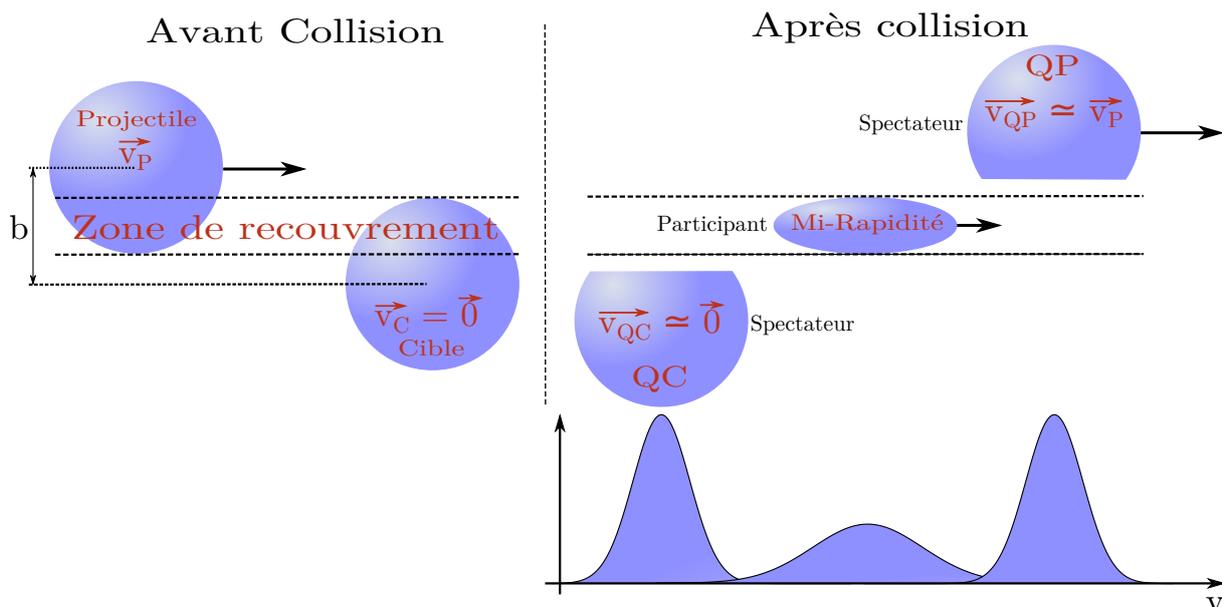


FIGURE 4.1 – Représentation schématique du mécanisme de réaction “participant-spectateur”

QP. Elle est nommée “source de mi-rapidité”. Ces collisions sont qualifiées de semi-périphériques.

Finalement, reste le cas des collisions centrales pour lesquelles les deux noyaux se recouvrent presque totalement. Tous les nucléons (cible et projectile) deviennent alors “participants”. Les notions de quasi-cible et de quasi-projectile n’ont ici plus de sens. Une seule “source chaude” est créée, avec une grande énergie d’excitation. Les collisions centrales restent toutefois très peu probables (la probabilité d’une collision étant proportionnelle au paramètre d’impact)

Les modèles de la voie de sortie prennent ensuite le relais. Les “sources chaudes” créés par la voie d’entrée sont désexcitées par émission statistique séquentielle (et isotrope) de particules légères. De même que pour la voie d’entrée, il existe différentes représentations des mécanismes de voie de sortie (évaporation, fermi break-up, multi-fragmentation statistique...).

La quasi-cible étant considérée comme au repos et peu excitée, on peut s’attendre à ce qu’elle se désexcite de manière quasi-isotrope dans le référentiel du laboratoire en émettant des particules à des énergies très faible. Au contraire, il est probable que le quasi-projectile, qui lui, conserve les propriétés cinématiques du projectile, se désexcite principalement en émettant des fragments aux angles avant et à des vitesses proches de celle du projectile. Finalement, la contribution “mi-rapidité”, du fait de son énergie d’excitation élevée et de son énergie cinétique conséquente (la moitié de la vitesse du projectile en collision symétrique) est attendue sur un domaine en angle et en énergie assez large.

Notre choix s’est porté sur ce mécanisme participant-spectateur, bien qu’il ait été développé initialement pour des énergies supérieures à celle de nos expérience, car il est relativement simple et semble permettre d’expliquer un certain nombre de phénomènes observés. Cependant, les modèles actuels ne parviennent pas à représenter correctement les processus de collisions nucléaires et il est possible de trouver dans la littérature différentes visions des mécanismes de réaction mis en jeu. Les interprétations faites des résultats expérimentaux seront donc obligatoirement dépendantes de la représentation choisie. Cette représentation ne sert ici qu’à définir les termes qui seront utilisés pour définir l’origine probable des fragments détectés.

4.2 Utilisation des cibles composites

Afin d'obtenir les sections efficaces de fragmentation pour les cibles d'oxygène et d'hydrogène, des cibles composites ont été utilisées (CH_2 et Al_2O_3). Les sections efficaces pour la cible d'hydrogène ont été obtenues par combinaison des cibles C et CH_2 . De même, les sections efficaces pour la cible d'oxygène ont été obtenues par combinaison des cibles Al et Al_2O_3 . L'extraction de ces sections efficaces a été faite comme suit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{H}) = \frac{1}{2} \times \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{CH}_2) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{C}) \right), \quad (4.1)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{O}) = \frac{1}{3} \times \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{Al}_2\text{O}_3) - 2 \times \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{Al}) \right). \quad (4.2)$$

La figure 4.2 représente un exemple de la méthode utilisée pour extraire la distribution angulaire des α pour la cible d'hydrogène. L'inconvénient d'une telle méthode est que les barres d'erreur pour la cible extraite peuvent devenir importantes. En effet, les sections efficaces sont obtenues par soustraction. Elles sont donc plus faibles que celles qui ont été mesurées expérimentalement. Or les erreurs résultantes, elles, sont obtenues par somme quadratique des erreurs des cibles mesurées expérimentalement. C'est notamment le cas lorsque l'on cherche à extraire une section efficace d'une cible légère (donc faible), à partir d'une cible composite composée de noyaux plus lourds. On le voit très bien sur la cible d'hydrogène (cf. Fig. 4.2), d'autant plus que les cibles de C et CH_2 sont de masse très proches. Leur soustraction donnant des valeurs faibles, les erreurs relatives deviennent par conséquent importantes.

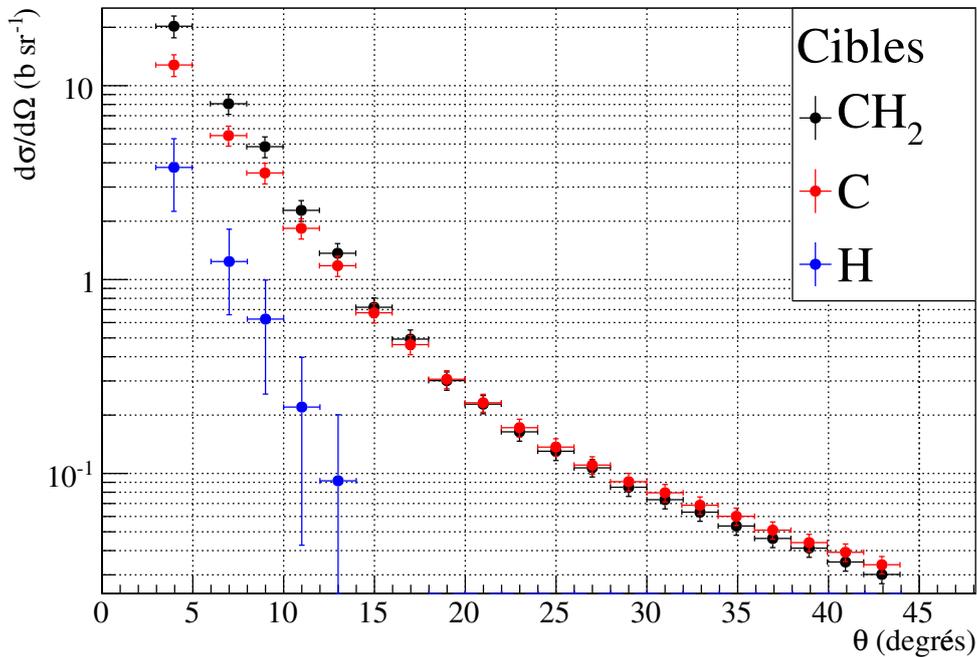


FIGURE 4.2 – Extraction de la distribution angulaire des α à partir des cibles de carbone et CH_2 . La distribution angulaire pour la cible d'hydrogène correspond à la différence entre les cibles de CH_2 et de carbone, divisée par deux.

Comme on le voit, les sections efficaces pour la cible d'hydrogène auront une incertitude importante. La seule solution pour y remédier serait de faire des cibles minces d'hydrogène pures, ce qui est plus compliqué. Les sections efficaces pour la cible d'oxygène, obtenues à partir

de Al_2O_3 , seront plus précises car $M(\text{Al}_2) \sim M(\text{O}_3)$.

4.3 Résultats de l'expérience E600

Tous les éléments permettant de déterminer les sections efficaces doublement différentielles ont été décrits. Les résultats expérimentaux vont à présent être présentés en commençant par les distributions angulaires.

4.3.1 Sections efficaces différentielles en angle

4.3.1.1 Remarque sur les distributions angulaires

Lors de l'expérience E600, les télescopes étaient placés de part et d'autre du faisceau. Les angles mesurés, relativement au faisceau, sont donc compris entre -41° et 43° . Cependant, la décision a été prise de présenter les distributions angulaires sur des angles positifs. Les valeurs absolues des angles des télescopes n°4 et n°5 ont donc été pris. La figure 4.3 représente en ronds pleins les angles des différents télescopes à leurs positions réelles lors de l'expérience. Les valeurs absolues des angles des télescopes n°4 et n°5 sont représentés en ronds creux.

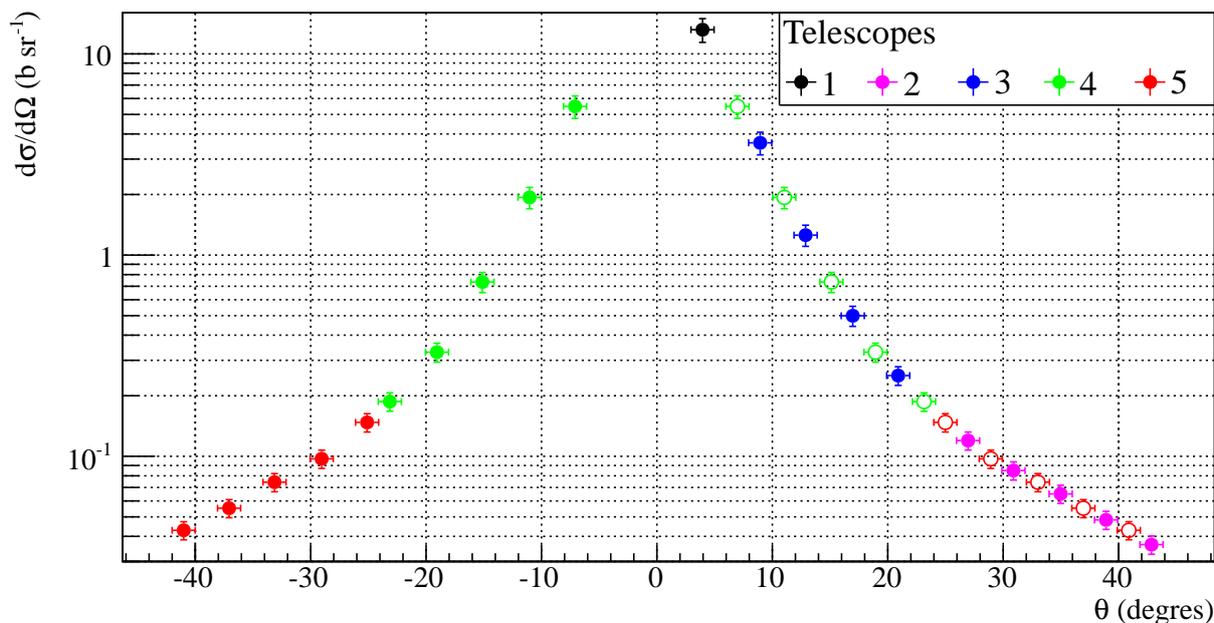


FIGURE 4.3 – Distribution angulaire des α pour la cible de carbone. Les angles correspondant aux positions réelles des télescopes durant l'expérience sont en ronds pleins. Les ronds creux correspondent aux valeurs absolues des angles mesurés par les télescopes n°4 et n°5 pour obtenir une représentation sur $[0; \pi]$.

Cette figure montre que les points des différents télescopes “s’alignent” correctement, ce qui confirme d’une part que le faisceau est bien centré, et d’autre part que les différents télescopes donnent des réponses cohérentes (seuils en énergie, efficacité, temps morts, etc). A partir de maintenant, les distributions angulaires seront présentées en angles positifs.

4.3.1.2 Distributions des différents isotopes de la cible de carbone

La figure 4.4 représente les distributions angulaires obtenues pour les isotopes produits avec la cible de carbone. Les sections efficaces différentielles en angle sont exprimées en barns par

stéradian. Un graphique par valeur de Z est représenté, sur lequel les différents isotopes sont superposés.

D'après la figure 4.4, les taux de productions sont dominés par les isotopes d'hélium et d'hydrogène qui ont des sections efficaces d'environ un ordre de grandeur supérieures à celles des isotopes de charge plus élevée. Les α dominent les taux de productions de 0 à 10° , au delà, les protons sont majoritaires. Cette forte production de particules α peut s'expliquer par la sous-structure du ^{12}C en trois α (état de Hoyle) qui favorise ce canal de décroissance. Ces résultats montrent également que les distributions sont d'autant plus piquées que les fragments sont lourds.

Cette dernière observation peut s'expliquer aisément dans une représentation "participant-spectateur". En effet, plus les collisions sont périphériques (à grand paramètre d'impact), plus la probabilité de créer des fragments lourds est grande. De plus, plus la collision est périphérique, moins les nucléons spectateurs sont excités (ils gardent donc la cinétique du faisceau). Les fragments lourds ont donc une plus grande probabilité d'être émis aux angles avants.

4.3.1.3 Distributions pour les différentes cibles

L'analyse précédente a été effectuée pour toutes les cibles. Les distributions angulaires de chaque cible peuvent maintenant être comparées. La figure 4.5 représente les distributions angulaires des isotopes les plus produits de chaque Z pour chaque cible élémentaire : H, C, O, Al et ^{nat}Ti .

Cette figure montre que plus les cibles sont de masse élevée, plus les taux de production sont élevés. Ce résultat était évidemment attendu, plus les rayons des noyaux sont grands et plus la section efficace totale de réaction est élevée. Cependant, l'augmentation de la taille de la cible ne semble pas affecter de la même manière les émissions de fragments à faibles et à grands angles. Il semblerait que plus les angles d'émission sont élevés, plus les écarts sur les taux de production entre les différentes cibles augmentent.

La cible d'hydrogène se distingue très clairement des autres. Mis à part pour la production de protons pour laquelle, bien que les taux de production soient bien plus faibles que pour les autres cibles (environ d'un facteur 5), la forme de la distribution est similaire aux autres cibles, la production des fragments de $Z > 1$ ne ressemble pas aux autres cibles. Leurs distributions angulaires sont très focalisées vers les angles avant. Il n'y a plus de production mesurable par notre dispositif pour des angles supérieurs à 15° . Ceci est vrai pour tous les isotopes pour lourds que les ^3He . Ceci peut s'expliquer par le fait que les fragments de $Z > 1$ produits sur la cible d'hydrogène appartiennent obligatoirement au quasi-projectile qui est le seul à avoir le nombre de nucléons nécessaire. Il peut également être remarqué que les distributions sont d'allure gaussienne. Ce résultat laisse penser que la distribution angulaire du quasi-projectile pourrait être d'allure gaussienne dans le référentiel du laboratoire.

4.3.1.4 Sections efficaces de production par isotope et par cible

D'après les observations précédentes, les distributions angulaires semblent être en première approximation bien décrites aux angles avant par une distribution gaussienne. Les plus grands angles, eux, semblent mieux reproduits par une distribution exponentielle. La présence de ces deux contributions a déjà été observée précédemment par M. Golovkov et N. Matsufuji [50, 42] (^{12}C sur eau et PMMA à 270 et 290 MeV/A).

Nous avons alors choisi d'ajuster les distributions angulaires par une fonction résultant de la somme d'une gaussienne centrée à 0° et d'une exponentielle. La fonction résultante est définie

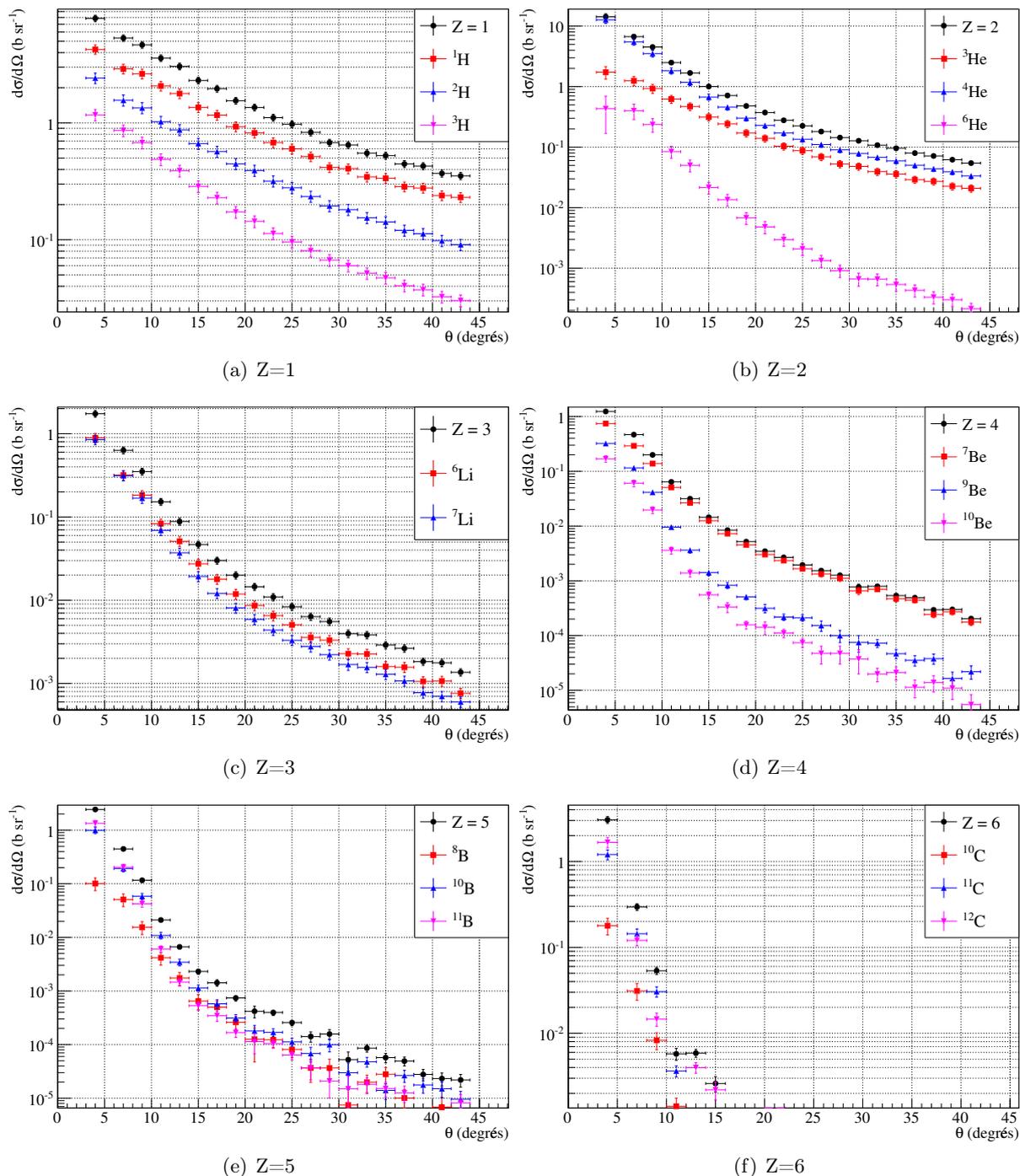


FIGURE 4.4 – Distribution angulaire des fragments issus de la fragmentation du carbone sur la cible de carbone.

comme suit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a \times \exp\left(-\frac{(\theta - b)^2}{2 \cdot c^2}\right) + d \times \exp(e \times |\theta|) \quad (4.3)$$

où a , b , c , d et e sont des paramètres ajustables correspondant respectivement à la constante, au centre et à la largeur de la gaussienne ainsi qu'à la constante et la pente de l'exponentielle.

La figure 4.6 représente un exemple de ces ajustements pour les distributions protons et α , pour les cibles de carbone et d'hydrogène. L'accord entre les données et l'ajustement est bon

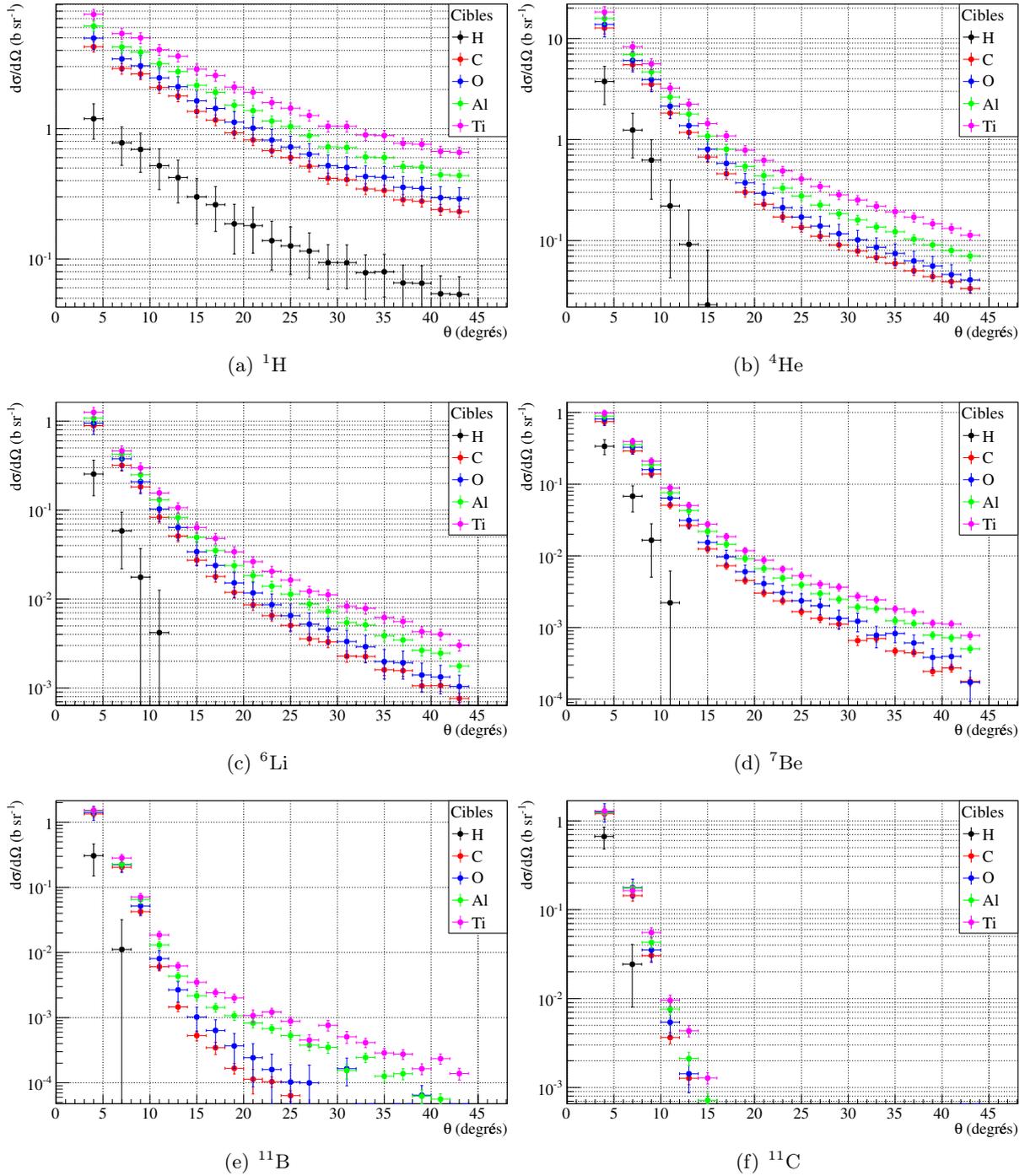


FIGURE 4.5 – Distributions angulaires des fragments les plus produits pour chaque cible élémentaire.

quelque soit l'isotope et la cible. Il semble toutefois qu'avec ces ajustements, les valeurs de sections efficaces soient sous-estimées à 4° et au contraire, surestimées à 7° . Ces résultats montrent que d'une part, plus les fragments sont lourds, plus la contribution gaussienne est importante, et que d'autre part, plus la masse de la cible est élevée, plus la contribution exponentielle est importante. Cette observation est valable pour toutes les cibles et tous les isotopes. Ces résultats confirment également ce qui a été observé plus tôt, il n'y a pas de contribution exponentielle pour les fragments de $Z > 1$ pour la cible d'hydrogène.

L'intérêt de cette approche réside dans le fait qu'en intégrant ces distributions ajustées sur

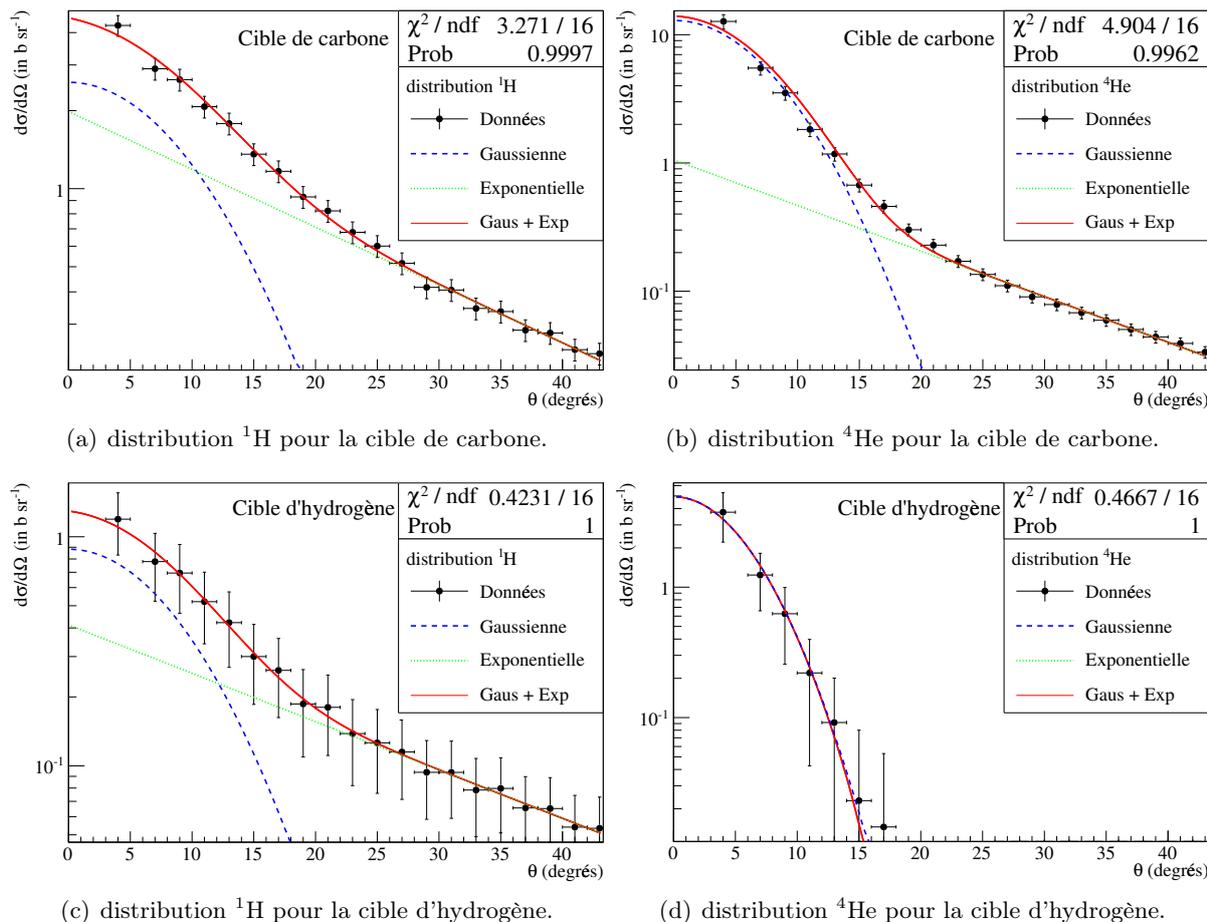


FIGURE 4.6 – Distributions angulaires protons et α pour les cibles de carbone et d'hydrogène. Les distributions ont été ajustées avec une gaussienne et une exponentielle.

les données expérimentales, il est possible de déterminer les sections efficaces de production de chaque fragment, et ce, pour chaque cible. Ces distributions sont intégrées sur l'angle solide d'après la formule suivante :

$$\sigma = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = 2\pi \times \int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin(\theta) d\theta \quad (4.4)$$

Les résultats de ces intégrations sont résumés dans le tableau 4.1. L'incertitude sur l'intégrale est obtenue par propagation des erreurs faites sur les différents paramètres d'ajustement.

En ce qui concerne la cible d'hydrogène, il n'a pas été possible d'intégrer les distributions pour les fragments plus lourds que le ^7Be . En effet, dans ce cas précis, la distribution gaussienne est tellement focalisée que nous ne disposons plus que d'un ou deux points. Un ajustement n'aurait alors plus de sens.

Ces valeurs peuvent être vues comme un premier objectif dans l'optique de contraindre les modèles nucléaires. Avant de faire en sorte qu'ils reproduisent les distributions en énergies et en angle, la première étape pourrait être de reproduire correctement les taux de production de chaque fragment.

Une autre information pertinente peut être extraite de ces ajustements. Les figures 4.7(a) et 4.7(b) représentent les sections efficaces de productions extraites des ajustements pour les cibles de carbone et titane, sous lesquelles sont représentées les proportions provenant de l'intégration

Fragments	σ (b)				
	Cibles				
	H	C	O	Al	Ti
^1H	$3.8(3.6)\times 10^{-1}$	1.586(0.079)	1.9(1.7)	2.73(0.20)	3.9(1.8)
^2H	$7.1(1.3)\times 10^{-2}$	$7.2(3.0)\times 10^{-1}$	$8.51(0.63)\times 10^{-1}$	1.184(0.052)	1.703(0.82)
^3H	$9.5(8.7)\times 10^{-3}$	$2.89(0.35)\times 10^{-1}$	$3.31(0.25)\times 10^{-1}$	$4.7(2.1)\times 10^{-1}$	$7.02(0.32)\times 10^{-1}$
^3He	$3.2(1.5)\times 10^{-2}$	$3.06(0.20)\times 10^{-1}$	$3.60(0.38)\times 10^{-1}$	$4.7(2.2)\times 10^{-1}$	$6.0(3.0)\times 10^{-1}$
^4He	$1.80(0.65)\times 10^{-1}$	1.08(0.11)	1.16(0.16)	1.53(0.14)	1.96(0.30)
^6He	$9.2(6.7)\times 10^{-3}$	$4.44(0.92)\times 10^{-2}$	$5.0(1.8)\times 10^{-2}$	$6.2(1.1)\times 10^{-2}$	$7.7(1.3)\times 10^{-2}$
^6Li	$1.07(0.51)\times 10^{-2}$	$5.99(0.81)\times 10^{-2}$	$6.6(1.2)\times 10^{-2}$	$8.35(0.98)\times 10^{-2}$	$1.03(0.11)\times 10^{-1}$
^7Li	$7.3(4.3)\times 10^{-3}$	$5.39(0.78)\times 10^{-2}$	$5.9(1.1)\times 10^{-2}$	$7.70(0.95)\times 10^{-2}$	$9.6(1.1)\times 10^{-2}$
^7Be	$1.44(0.57)\times 10^{-2}$	$4.49(0.65)\times 10^{-2}$	$4.95(0.87)\times 10^{-2}$	$5.88(0.76)\times 10^{-2}$	$6.68(0.83)\times 10^{-2}$
^9Be	—	$1.64(0.32)\times 10^{-2}$	$1.83(0.40)\times 10^{-2}$	$2.12(0.73)\times 10^{-2}$	$2.63(0.79)\times 10^{-2}$
^{10}Be	—	$8.4(1.8)\times 10^{-3}$	$9.7(2.8)\times 10^{-3}$	$1.11(0.23)\times 10^{-2}$	$1.35(0.25)\times 10^{-2}$
^8B	—	$5.8(1.4)\times 10^{-3}$	$6.5(4.4)\times 10^{-3}$	$7.37(0.33)\times 10^{-3}$	$8.0(1.7)\times 10^{-3}$
^{10}B	—	$4.2(1.1)\times 10^{-2}$	$4.6(1.5)\times 10^{-2}$	$4.9(1.2)\times 10^{-2}$	$5.6(1.4)\times 10^{-2}$
^{11}B	—	$5.4(1.9)\times 10^{-2}$	$5.6(2.2)\times 10^{-2}$	$6.2(3.1)\times 10^{-2}$	$6.5(3.0)\times 10^{-2}$
^{10}C	—	$7.3(2.4)\times 10^{-3}$	$7.8(5.8)\times 10^{-3}$	$8.5(2.8)\times 10^{-3}$	$9.5(3.0)\times 10^{-3}$
^{11}C	—	$4.8(1.7)\times 10^{-2}$	$5.0(3.0)\times 10^{-2}$	$5.0(1.6)\times 10^{-2}$	$5.6(3.2)\times 10^{-2}$

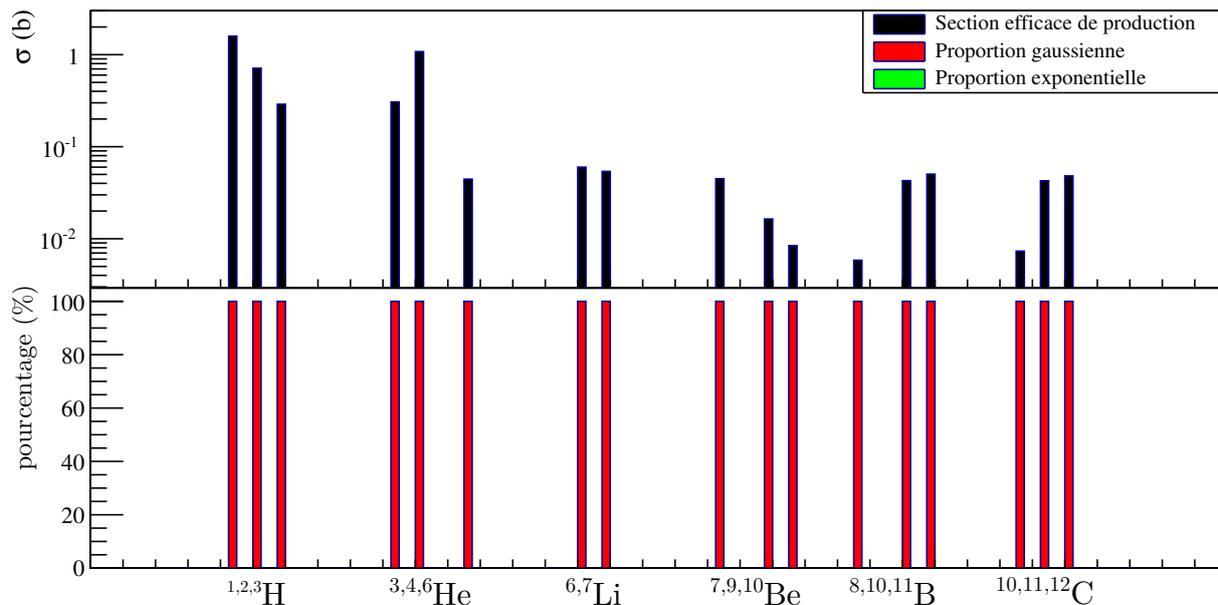
TABLE 4.1 – Sections efficaces de production par isotope et pour chaque cible.

des fonctions gaussiennes et exponentielles. Il apparaît que plus les fragments sont lourds, plus la proportion de la contribution gaussienne est importante. Les évolutions “gaussienne/exponentielle” semblent similaires sur les deux cibles, bien que de manière générale, la contribution exponentielle soit légèrement plus élevée pour la cible de titane.

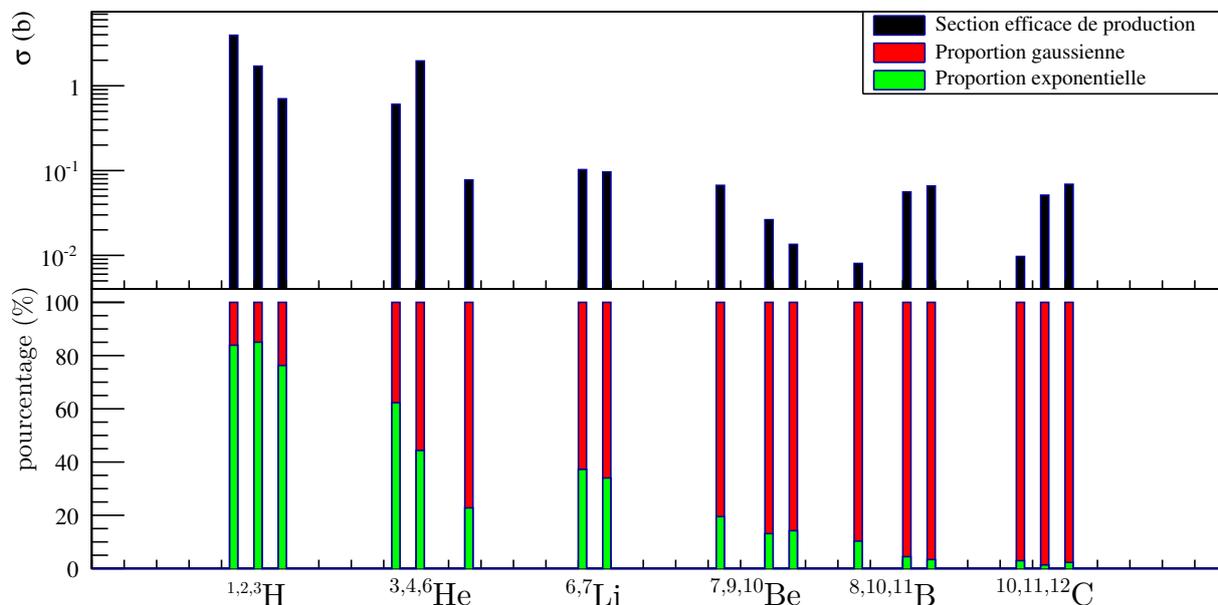
Ces résultats suggèrent donc que la contribution du quasi-projectile soit de distribution gaussienne, ce qui est cohérent avec l’observation faite sur les distributions des fragments de $Z > 1$ obtenues pour la cible d’hydrogène qui étaient purement gaussiennes (cf. Fig. 4.6(d)). La contribution exponentielle, elle, correspondrait alors à l’émission de la mi-rapidité et de la quasi-cible. Cette supposition est cohérente avec la comparaison entre la cible de carbone et celle de titane. En effet, la cible de titane étant de masse (donc de rayon) supérieure, le nombre de nucléons de la zone participante devient plus élevé pour un même paramètre d’impact (cf. Fig. 4.8). La contribution de la mi-rapidité est donc plus importante.

L’influence de la taille de la cible sur la contribution de mi-rapidité est visible sur la figure 4.9. Cette figure représente les distributions angulaires α obtenues pour les cibles d’hydrogène, de carbone, d’aluminium et de titane (la cible d’oxygène n’est pas représentée car très proche en masse de la cible de carbone, leurs résultats sont similaires). Ces distributions ont été ajustées par une fonction somme d’une gaussienne et d’une exponentielle, et normalisées par leur section efficace de production (cf. Tab 4.1). L’intégrale de chaque distribution est ainsi équivalente. La figure 4.9 montre que le rapport entre les contributions exponentielle et gaussienne est d’autant plus grand que la cible est lourde. En effet, à intégrale égale, plus la cible est légère, plus la contribution gaussienne est importante et à l’inverse, plus la cible est lourde, plus la contribution exponentielle est importante. Cette observation est valable pour les différents isotopes.

Tous les résultats concernant les distributions angulaires sont récapitulés dans l’annexe A.



(a) Cible de carbone.



(b) Cible de titane

FIGURE 4.7 – Sections efficaces de production de chaque isotope produit pour les cible de carbone (a) et titane (b) sous lesquelles sont représentées les proportions provenant des contributions gaussienne et exponentielle.

4.3.2 Sections efficaces doublement différentielles en énergie et en angle

Afin d'obtenir les sections efficaces doublement différentielles, les distributions en énergie doivent être déterminées pour chaque angle.

Les barres d'erreur des distributions en énergie ont été obtenues de la façon suivante :

- Pour une distribution donnée (un isotope à un angle), on suppose que l'erreur sur la section efficace est constante quelle que soit l'énergie. Elle correspond à l'erreur de la distribution angulaire associée, à l'angle en question.
- L'erreur sur l'énergie a été obtenue à partir de l'estimation de l'erreur faite sur l'étalonnage

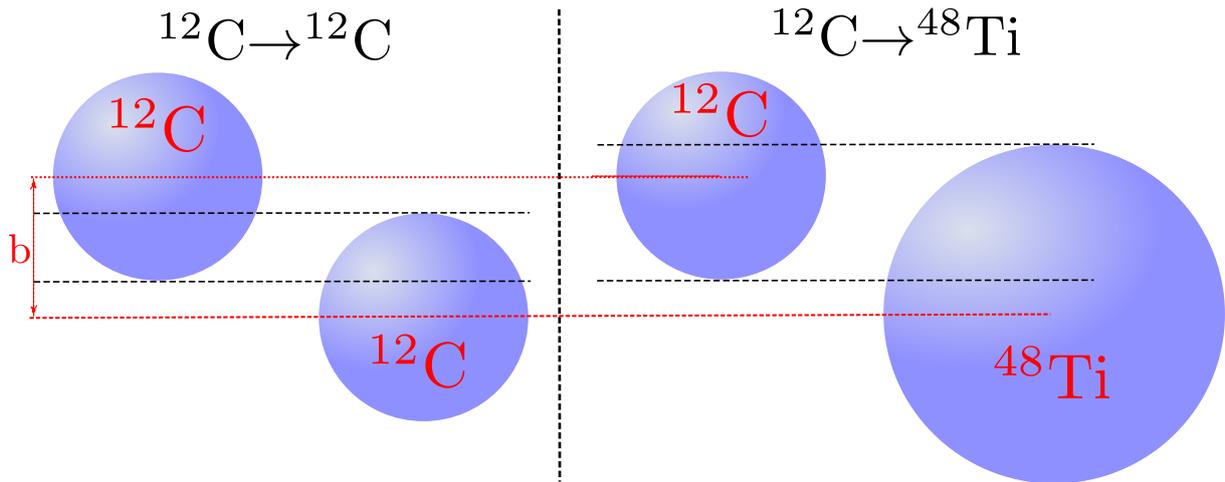


FIGURE 4.8 – Comparaison entre les zones participantes à paramètre d'impact égal pour les cibles de carbone et de titane (échelle réaliste).

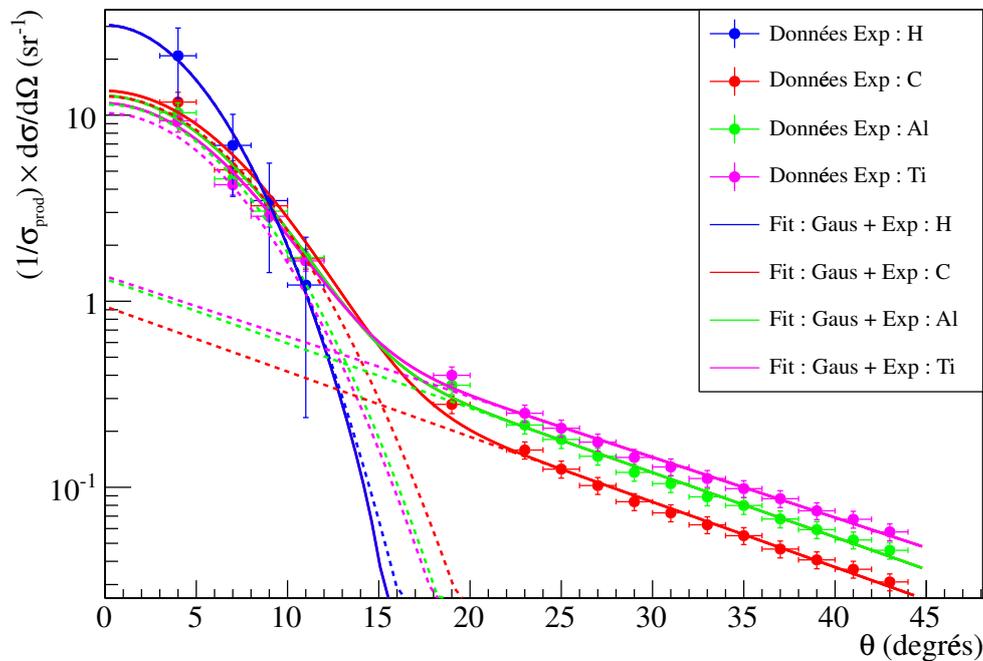


FIGURE 4.9 – Distributions angulaires des particules α obtenues pour les cibles d'hydrogène, de carbone, d'aluminium et de titane, normalisées par leur section efficace de production précédemment mesurée. Ces distributions ont été ajustées par une fonction somme d'une gaussienne et d'une exponentielle.

en énergie des détecteurs pour chaque isotope (cf. Chap. 2, p. 43).

Quelques exemples de distributions en énergie sont représentés sur les figures 4.10 et 4.11. Sur chaque figure, l'énergie du faisceau est reportée en pointillés rouges et les seuils expérimentaux sont représentés par la zone grisée à basse énergie.

La figure 4.10 représente les distributions en énergie des protons, ${}^4\text{He}$ et ${}^6\text{Li}$ pour les cibles de carbone et de titane. La première observation qui peut être faite concerne l'incertitude sur l'énergie des particules détectées. Comme cela a été expliqué dans le chapitre 2 (p. 43), la méthode utilisée pour étalonner les détecteurs ne permet pas de déterminer avec précision l'énergie des

protons (cf. Fig. 4.10 (a,b)). Seule la partie basse énergie (<100 MeV) des spectres proton devra être considérée pour contraindre les modèles nucléaires en toute confiance.

Pour les angles les plus à l'avant, la majorité des fragments sont émis dans un pic dont l'énergie moyenne est légèrement inférieure à celle du faisceau. Plus l'angle de détection augmente, plus cette contribution de fragments de haute énergie diminue et plus son énergie moyenne diminue. Cette observation est cohérente avec les déductions qui ont été faites sur les distributions angulaires. Nous avons alors supposés que les fragments émis à faibles angles étaient principalement produits par le quasi-projectile. Or, les distributions en énergie montrent que les faibles angles sont dominés par un pic centré à une énergie proche de celle du faisceau, énergies pour lesquelles on s'attend à retrouver les fragments issus du quasi-projectile. De plus, les distributions en énergie pour la cible d'hydrogène, donc issues du quasi-projectile, sont uniquement composées de ce pic pour les isotopes de charge supérieure à 1 (cf. Fig. 4.11).

Les distributions en énergie à grands angles ($>30^\circ$) sont comprises entre 0 et 80 MeV/A (mis à part pour les protons) ce qui est en accord avec une émission de la mi-rapidité. De plus, pour les énergies les plus faibles (~ 10 MeV/A), les sections efficaces tendent à se rapprocher, quel que soit l'angle, laissant penser à une distribution quasi-isotrope dans le laboratoire. Il pourrait donc s'agir ici de la contribution de la quasi-cible.

La figure 4.11 représente les distributions en énergie des fragments ^4He et ^6Li émis à 4° et 15° pour chaque cible élémentaire.

Comme observé pour les distributions angulaires, les sections efficaces augmentent avec la masse de la cible. Mais cette augmentation n'est pas constante en fonction de l'énergie. L'écart entre les différentes cibles augmente avec la masse de la cible, essentiellement à basse énergie (sauf pour la cible d'hydrogène). Cet écart est clairement visible entre 0 et 50 MeV/A. La même remarque avait été faite plus tôt concernant la partie à grands angles des distributions angulaires. Ce résultat se comprend bien, en effet, les produits issus de la fragmentation du projectile sont majoritairement émis dans l'axe du faisceau, et à des vitesses proches de celle du faisceau. Les fragments détectés à grands angles et à basse énergie sont donc essentiellement des produits issus de la fragmentation de la cible, ou provenant de la zone de recouvrement du projectile et de la cible. L'augmentation de la taille de la cible provoque donc principalement une augmentation des contributions de mi-rapidité et de la quasi-cible, observées à basse énergie.

4.3.3 Reconstruction de la cible de PMMA

Une autre cible que celles présentées précédemment a été utilisée en fin d'expérience. Il s'agit de la cible de PMMA, de formule chimique $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$. Cette cible a été utilisée afin de valider la méthode d'extraction des sections efficaces des cibles d'hydrogène et d'oxygène. En effet, en combinant les sections efficaces des cibles de carbone, d'hydrogène et d'oxygène, les sections efficaces expérimentales obtenues avec la cible de PMMA devraient être retrouvées. Les sections efficaces pour la cible de PMMA reconstruite ont été calculées comme suit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{PMMA}) = 5 \times \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{C}) + 8 \times \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{H}) + 2 \times \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{O}). \quad (4.5)$$

La figure 4.12 illustre quelques comparaisons entre les sections efficaces de la cible de PMMA mesurée et celles de la cible de PMMA calculée. Sur la partie gauche sont représentées les distributions angulaires des protons, ^4He et ^6Li . Nous n'avons pas eu le temps de mesurer ces données pour les angles de 9° , 11° , 27° et 39° , ce qui explique les trous dans les distributions angulaires expérimentales de la cible de PMMA. Sur la partie droite sont représentées les distributions en énergie des α à 4° , 19° et 35° .

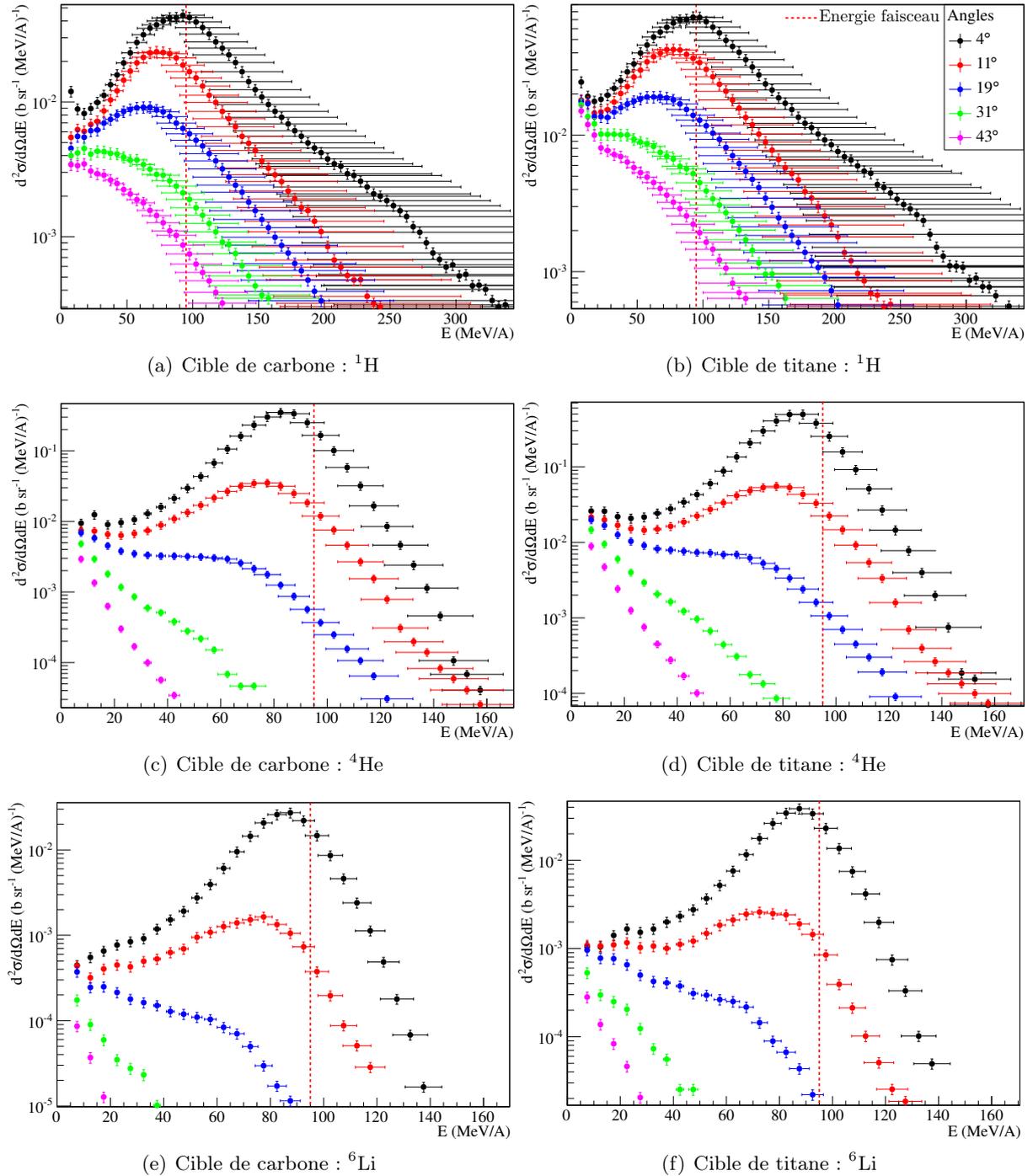


FIGURE 4.10 – Distributions en énergie des protons, ^4He et ^6Li à différents angles pour les cible de carbone et de titane. Le trait en pointillés rouge correspond à l'énergie du faisceau. Les seuils expérimentaux sont représentés par la zone grisée à basse énergie.

Les sections efficaces obtenues pour les cibles de PMMA et de PMMA reconstruite sont vraiment très similaires et sont compatibles aux incertitudes près. L'écart observé entre les deux est compris entre 1 et 5%, que ce soit pour les distributions angulaires ou en énergie.

Ce résultat confirme la grande qualité des données acquises lors de l'expérience E600, mais surtout, valide la méthode utilisant des cibles composites pour extraire les sections efficaces des cibles d'hydrogène et d'oxygène. Les cibles présentées dans cette étude représentent environ 95%

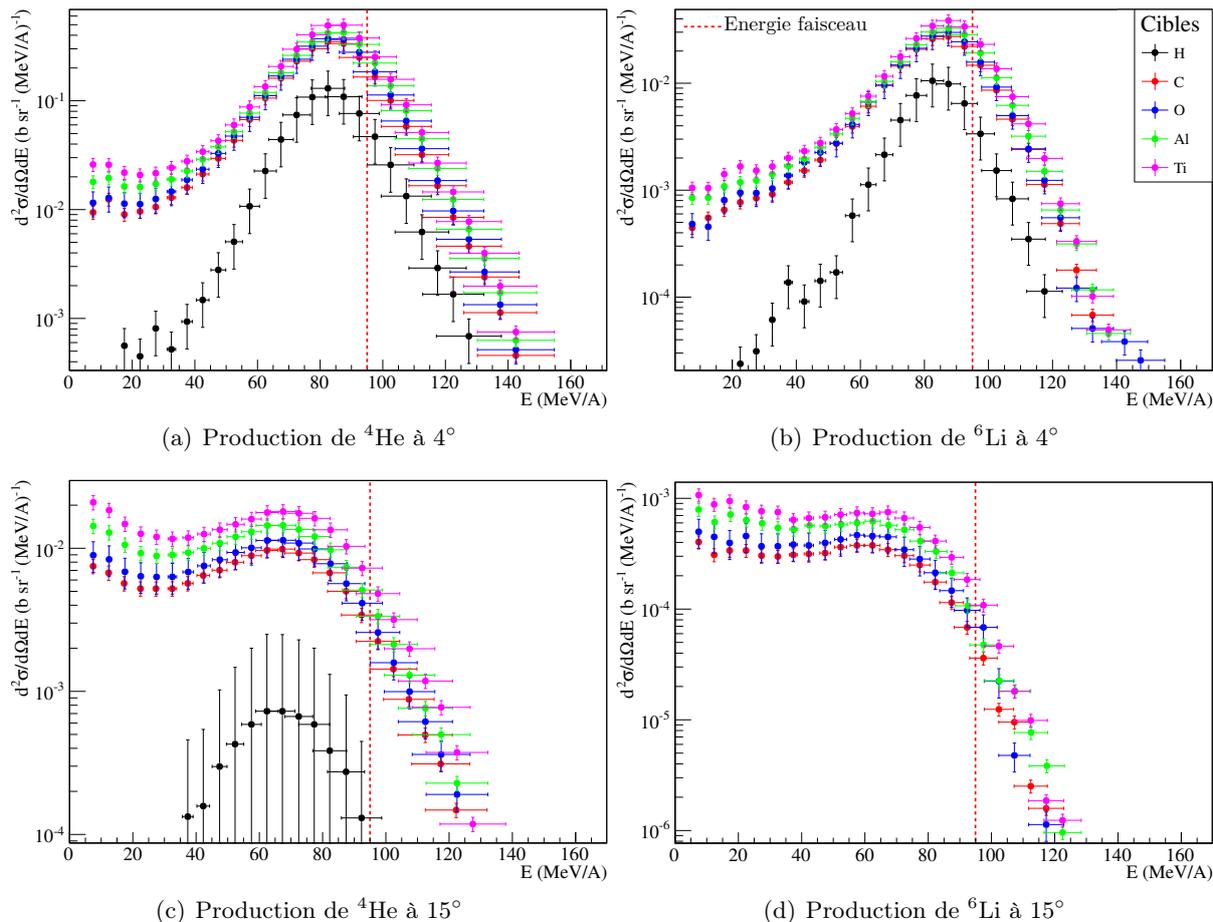


FIGURE 4.11 – Distributions en énergie des fragments ${}^4\text{He}$ et ${}^6\text{Li}$ à 4° et 15° pour chaque cible élémentaire. Le trait en pointillés rouge correspond à l'énergie du faisceau. Les seuils expérimentaux sont représentés par la zone grisée à basse énergie.

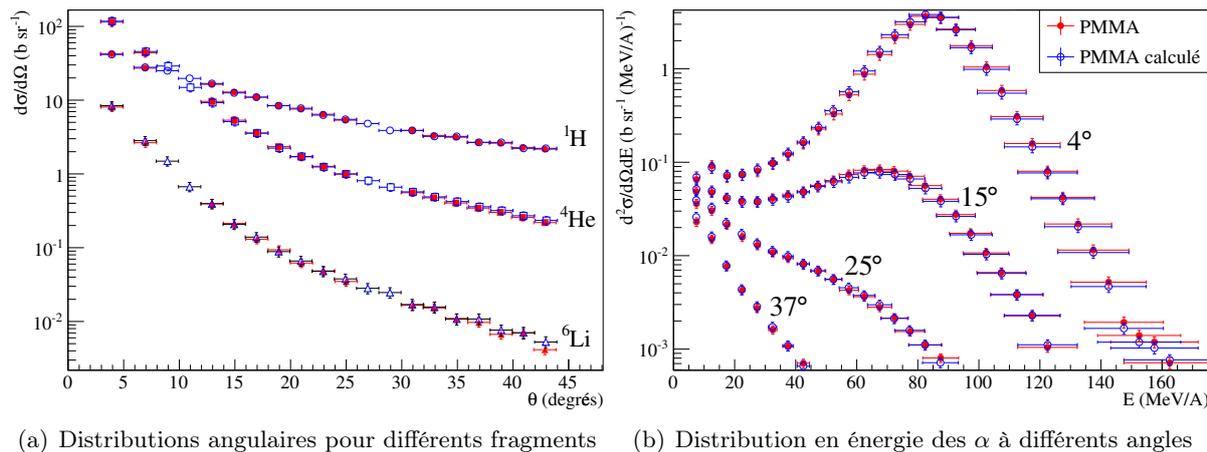


FIGURE 4.12 – Comparaisons entre les sections efficaces obtenues pour les cibles de PMMA et de PMMA reconstruite.

de la composition d'un corps humain. En combinant ces sections efficaces, il serait donc possible de reproduire les sections efficaces de fragmentation du carbone à 95 MeV/A pour la quasi-totalité des tissus humains.

4.4 Résultats de l'expérience 0°

Les résultats expérimentaux de l'expérience 0° vont maintenant être présentés avec, dans un premier temps, la vérification croisée avec les données de l'expérience E600 qui a pu être effectué grâce au télescope placé à 9° . Les sections efficaces mesurées par le télescope placé dans le faisceau seront ensuite détaillées.

4.4.1 Vérification croisée à 9° avec l'expérience E600

Comme cela a été expliqué dans le chapitre 2 (Sec. 2.2, p. 30), lors de l'expérience 0° , un télescope a été placé à une incidence de 9° par rapport à la direction du faisceau. Cette mesure ayant également été faite lors de l'expérience E600, elle permet de vérifier la compatibilité des sections efficaces obtenues dans ces deux expériences.

Les mesures avec le télescope placé à 9° ont été réalisées en même temps que celles avec le télescope placé dans le faisceau. Du fait des faibles intensités utilisées pour cette expérience, la statistique obtenue fût très faible. Il n'a par conséquent pas été possible de séparer les isotopes en masse, c'est pourquoi les comparaisons se feront uniquement par valeur de Z . Ces comparaisons entre les expérience E600 et 0° sont reportées dans le tableau 4.2 pour les valeurs de $Z=1$ à $Z=3$, et pour les cibles de carbone, d'aluminium et de titane. Les erreurs relatives indiquées sont calculées comme un écart à la moyenne des deux valeurs.

Pour les différents Z et les différentes cibles, les résultats des deux expériences sont toujours compatibles aux incertitudes près. L'écart entre les deux expérience est au maximum de 3%. Ce résultat montre que les propriétés de la cible (nombre de noyaux cible "vus" par le faisceau) ainsi que l'estimation du nombre d'ions incidents, les angles solides et les efficacités des détecteurs, qui sont tous deux directement utilisés dans le calcul des sections efficaces, sont très bien maîtrisés. Les mesures réalisées à 0° pourront donc compléter les distributions angulaires obtenues lors de l'expérience E600.

Cible	$d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)		
	Z=1	Z=2	Z=3
C _{Exp E600}	4.63(0.69)	4.53(0.68)	0.34(0.05)
C _{Exp 0°}	4.65(0.30)	4.68(0.47)	0.35(0.034)
Err rel (en %)	0.4	3.3	2.9
Al _{Exp E600}	7.0(1.1)	6.23(0.93)	0.48(0.07)
Al _{Exp 0°}	6.96(0.45)	6.31(0.62)	0.49(0.05)
Err rel (en %)	0.6	1.3	2.0
Ti _{Exp E600}	8.9(1.3)	7.4(1.1)	0.60(0.09)
Ti _{Exp 0°}	9.09(0.59)	7.64(0.75)	0.59(0.06)
Err rel (en %)	1.3	2.8	-1.7

TABLE 4.2 – Résultats de la comparaison entre les expériences E600 et 0° à 9° .

4.4.2 Sections efficaces différentielles à 0°

La méthode d'analyse du télescope placé dans l'axe du faisceau a été détaillée dans le chapitre 2 (Sec. 2.5, p. 46). Cette méthode d'analyse a permis de séparer les isotopes pour des valeurs de $Z=2$ à $Z=5$ et pour les isotopes les plus produits.

Les sections efficaces différentielles en angle obtenues pour le télescope placé à 0° sont représentées dans le tableau 4.3 pour la production de fragment par valeur de Z et dans le tableau 4.4 pour les isotopes les plus produits. Les incertitudes comprenant les effets systématiques et statistiques sont de l'ordre de 10 à 15% (cf. Chap. 3, Sec. 3.4.4, p. 74). Comme cela avait déjà été observé dans les résultats de l'expérience E600, les sections efficaces augmentent avec la masse de la cible utilisée. La prédominance des Z=2 est toujours observée, bien que les isotopes les plus lourds (Be, B), très piqués à l'avant, soient également très produits à 0°.

Cible	$d\sigma/d\Omega$ (b sr ⁻¹)			
	Z=2	Z=3	Z=4	Z=5
H	9.4(2.7)	1.28(0.38)	1.31(0.42)	5.7(1.7)
C	30.8(2.9)	3.99(0.38)	4.65(0.44)	18.7(1.7)
Al	46.9(4.7)	5.25(0.51)	7.42(0.72)	26.8(2.5)
Ti	64.8(6.0)	7.23(0.70)	11.3(1.1)	33.1(3.1)

TABLE 4.3 – Sections efficaces différentielles à 0° par valeur de Z et pour différentes cibles.

Cible	$d\sigma/d\Omega$ (b sr ⁻¹)			
	⁴ He	⁶ Li	⁷ Li	⁷ Be
H	8.9(4.2)	0.75(0.32)	0.54(0.29)	0.82(0.32)
C	28.5(4.4)	2.03(0.32)	1.96(0.31)	1.87(0.29)
Al	42.6(6.5)	2.48(0.40)	2.77(0.44)	2.47(0.39)
Ti	57.6(8.8)	3.47(0.55)	3.76(0.59)	3.54(0.56)

TABLE 4.4 – Sections efficaces différentielles à 0° par isotope et pour différentes cibles.

Ces sections efficaces ont été ajoutées sur les distributions angulaires de l'expérience E600. La figure 4.13 représente les distributions angulaires de l'expérience E600 par valeur de Z, incluant les valeurs à 0° du tableau 4.3. Ces distributions montrent que la production de fragments est largement dominée par les angles avants, surtout pour les $Z \geq 2$. La connaissance de ces sections efficaces aux angles avants est donc primordiale pour estimer précisément la production de fragments et contraindre les modèles nucléaires.

4.4.3 Sections efficaces doublement différentielles à 0°

En ce qui concerne les sections efficaces doublement différentielles, la figure 4.14 représente les distributions en énergie des fragments ⁴He et ⁷Li obtenues pour les cibles de carbone et de titane. Les cibles ayant été prises quatre fois plus épaisses que pour l'expérience E600, l'atténuation de l'énergie du faisceau dans la cible, bien que toujours faible, n'est plus négligeable (environ 5 MeV/A). Les processus de fragmentation dans la cible sont donc susceptibles d'arriver pour des énergies comprises entre 90 et 95 MeV/A. Cette gamme en énergie est représentée en rouge sur la figure 4.14. Cette représentation n'a pas été effectuée sur les distributions en énergie de l'expérience E600 car les cibles étant quatre fois moins épaisses, l'énergie perdue dans la cible était négligeable.

De même que cela a été observé par les angles avants dans l'expérience précédente, les distributions en énergie sont piquées à l'énergie du faisceau. La production de fragment à 0° semble

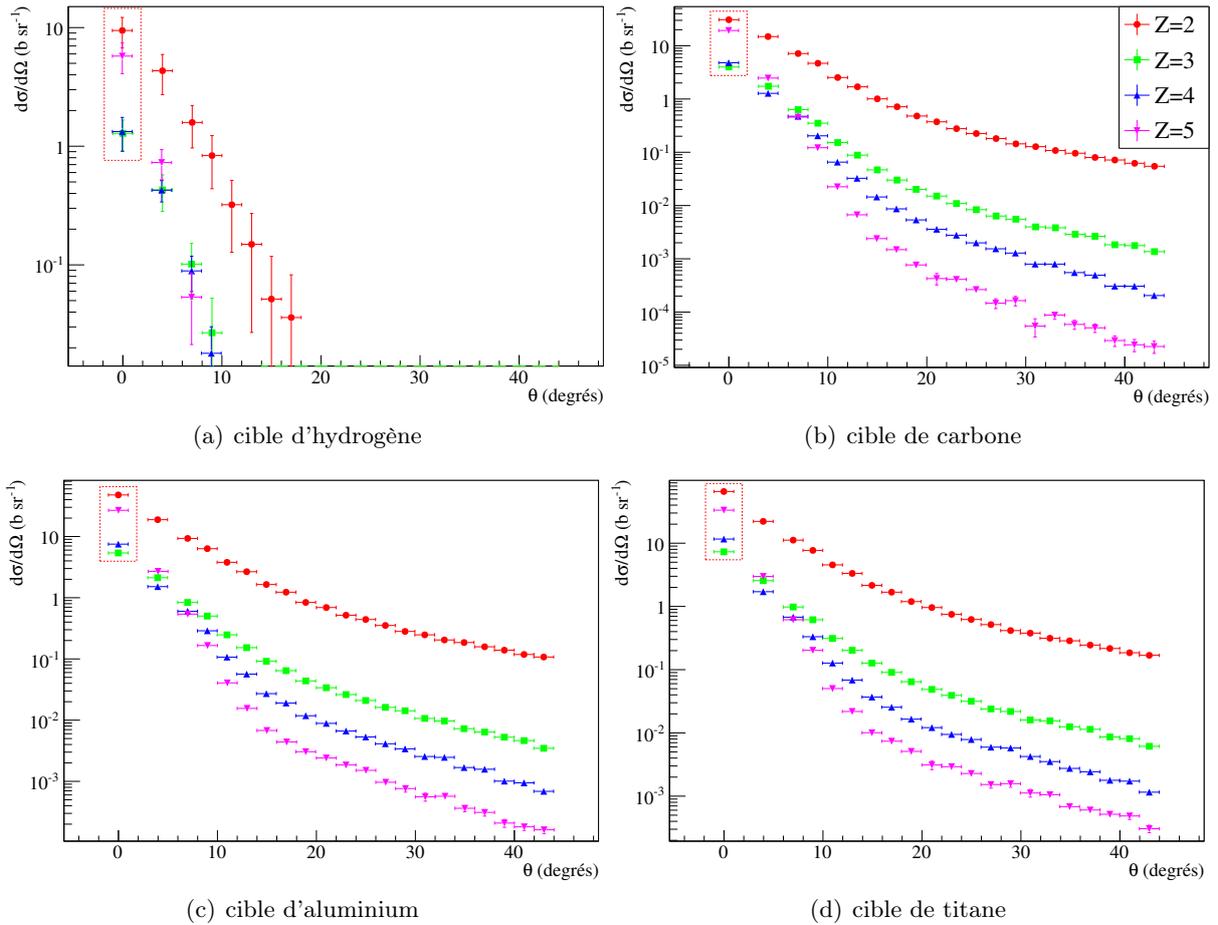


FIGURE 4.13 – Distributions angulaires de l'expérience E600 par valeur de Z pour différentes cibles, auxquelles ont été rajoutées les valeurs à 0° du tableau 4.3.

donc dominée par la fragmentation du projectile, ce qui confirme les conclusions tirées des résultats de l'expérience E600.

4.4.4 Correction des sections efficaces de production

Dans la section 4.3.1.4, nous avons montré que les distributions angulaires obtenues à partir des données de l'expérience E600 pouvaient se modéliser comme la somme de deux contributions. Une première contribution, gaussienne, permettait de reproduire la forme de la distribution des angles avant associée à la fragmentation du projectile. L'autre contribution, exponentielle, reproduisait bien les plus grands angles composés de fragments issus de la zone de recouvrement (ou mi-rapidité) et de la fragmentation de la cible. Cette modélisation a permis d'extrapoler les valeurs des sections efficaces sur tous les angles et d'obtenir, par intégration sur tout l'angle solide, les sections efficaces de production des différents fragments. Cependant, l'angle le plus faible dont nous disposions était de 4° . Les distributions angulaires étant très focalisées, une erreur, même faible, sur l'extrapolation des sections efficaces à 0° peut alors engendrer une erreur très importante sur l'intégrale de la distribution.

En prenant en compte les valeurs de l'expérience 0° dans l'ajustement des distributions angulaires, cette modélisation en fonctions gaussienne et exponentielle ne semble plus valide. Bien que les distributions angulaires pour la cible d'hydrogène aient toujours une allure proche d'une gaussienne (cf. Fig. 4.15(a)), ce n'est plus le cas pour les cibles plus lourdes. Pour ces dernières,

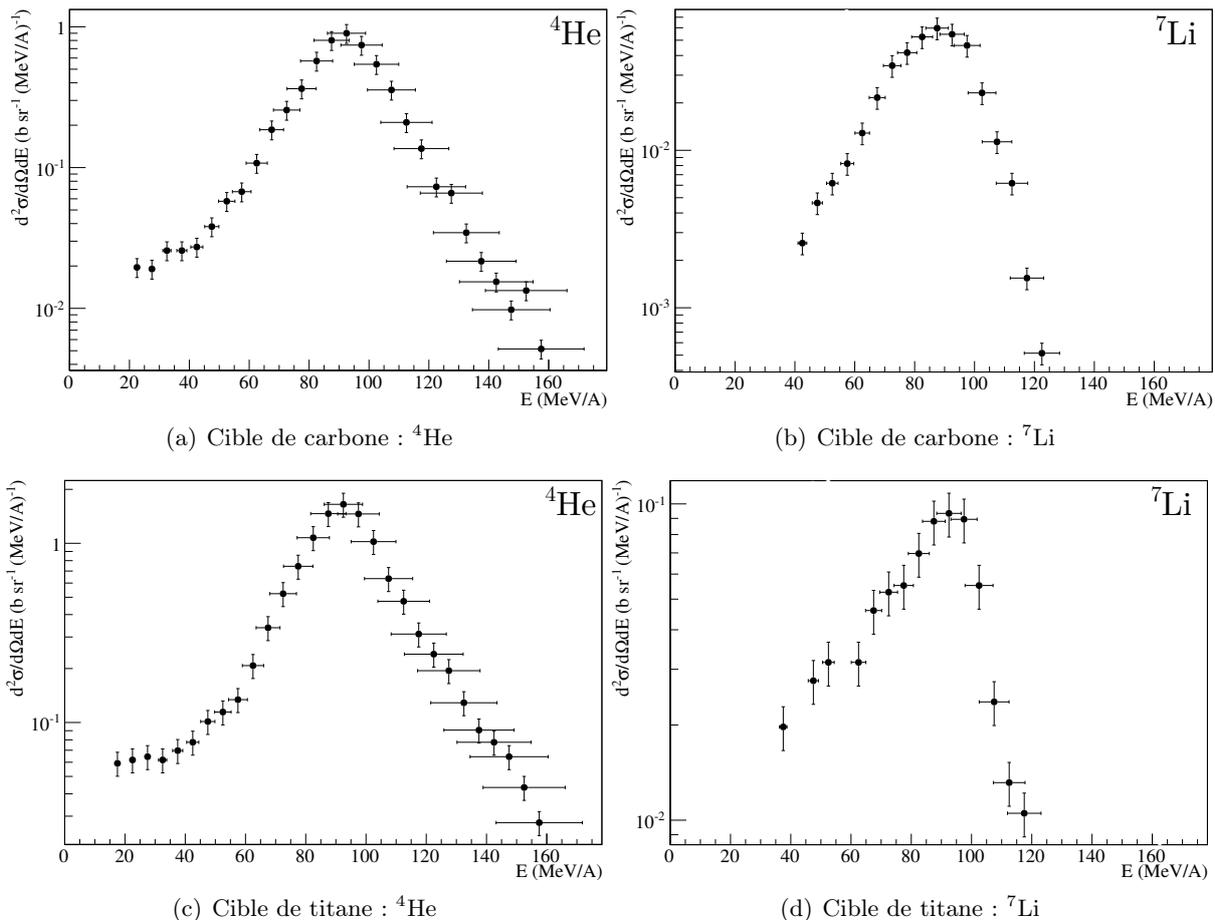


FIGURE 4.14 – Distributions en énergie des fragments ${}^4\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$, émis à 0° , obtenues pour les cibles de carbone et de titane.

le comportement des angles avant est mieux reproduit en remplaçant la fonction gaussienne par une exponentielle (en bleu sur la figure 4.15(b) pour la cible de titane).

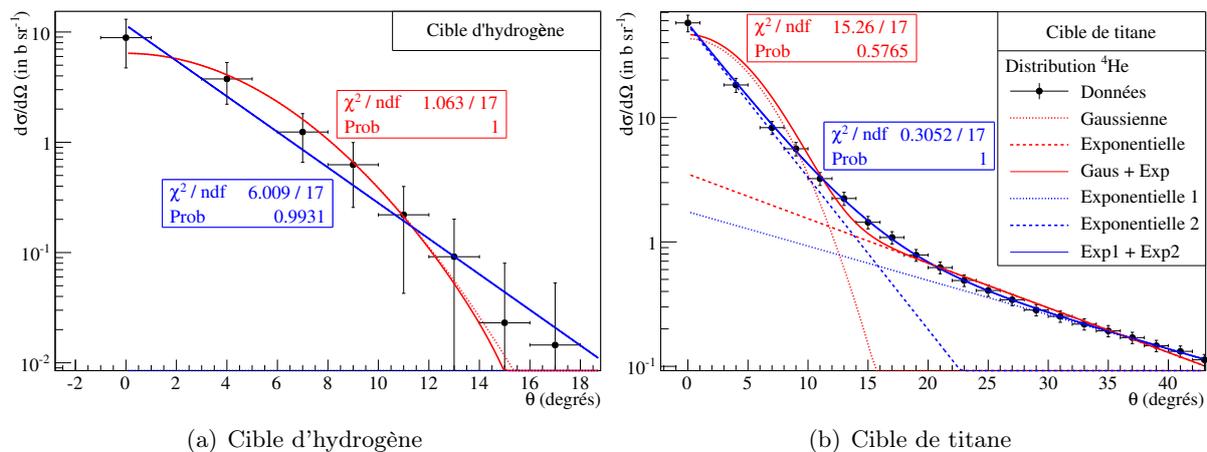


FIGURE 4.15 – Distributions angulaires des fragments ${}^4\text{He}$ pour les cibles d'hydrogène (a) et de titane (b). Deux fonctions ont été ajustées sur ces distributions. La première (en rouge) est le résultat de la somme d'une gaussienne et d'une exponentielle. La seconde (en bleue) est le résultat de la somme de deux exponentielles.

Le comportement de la distribution aux angles avants étant différent de ce que nous supposions, de nouveaux ajustements ont été effectués en utilisant une nouvelle fonction, somme d'une gaussienne et d'une exponentielle aux angles avant, et d'une exponentielle à grand angle. Ces nouveaux ajustements sont représentés sur la figure 4.16, pour les distributions des fragments ^4He produits dans les cibles d'hydrogène (a), de carbone (b), d'aluminium (c) et de titane (d). La compatibilité de ces nouvelles fonctions ajustées est très satisfaisante, elles sont toujours comprises dans les barres d'erreur expérimentales. La figure 4.16 montre que plus la cible est lourde, moins la contribution gaussienne est importante (elle devient même négligeable pour la cible de titane).

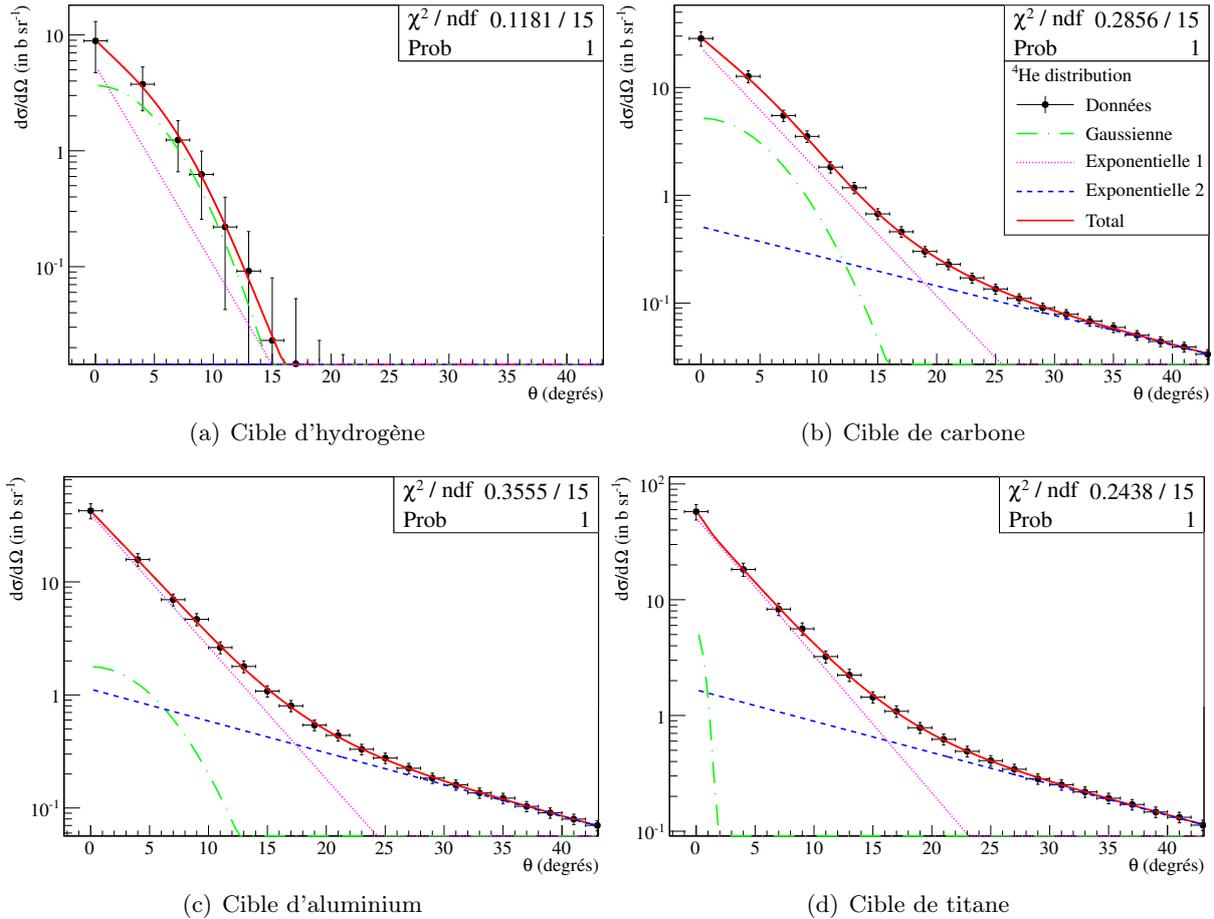


FIGURE 4.16 – Distributions angulaires des fragments ^4He pour les cibles d'hydrogène (a), de carbone (b), d'aluminium (c) et de titane (b). Une fonction résultant de la somme d'une gaussienne et de deux exponentielles a été ajustée sur les distributions.

Ces ajustements ont également été effectués sur les distributions des différents isotopes. La figure 4.17 représente le résultat de ces ajustements pour les distributions des fragments ^4He , ^6Li et ^7Be obtenues pour la cible de carbone. Encore une fois, l'accord entre les fonctions ajustées et les données est très bon. Cette figure montre que plus les fragments émis sont lourds, plus la contribution gaussienne est prédominante aux angles avant. Ce comportement a également été observé pour les autres cibles.

Nous ne sommes pour le moment pas capable de donner une explication physique valide pouvant justifier l'utilisation de ces trois fonctions. Cependant, deux tendances qui nous semblent intéressantes sortent de ces ajustements.

Plus la cible est légère et/ou plus les fragments émis sont lourds, plus la composante gaus-

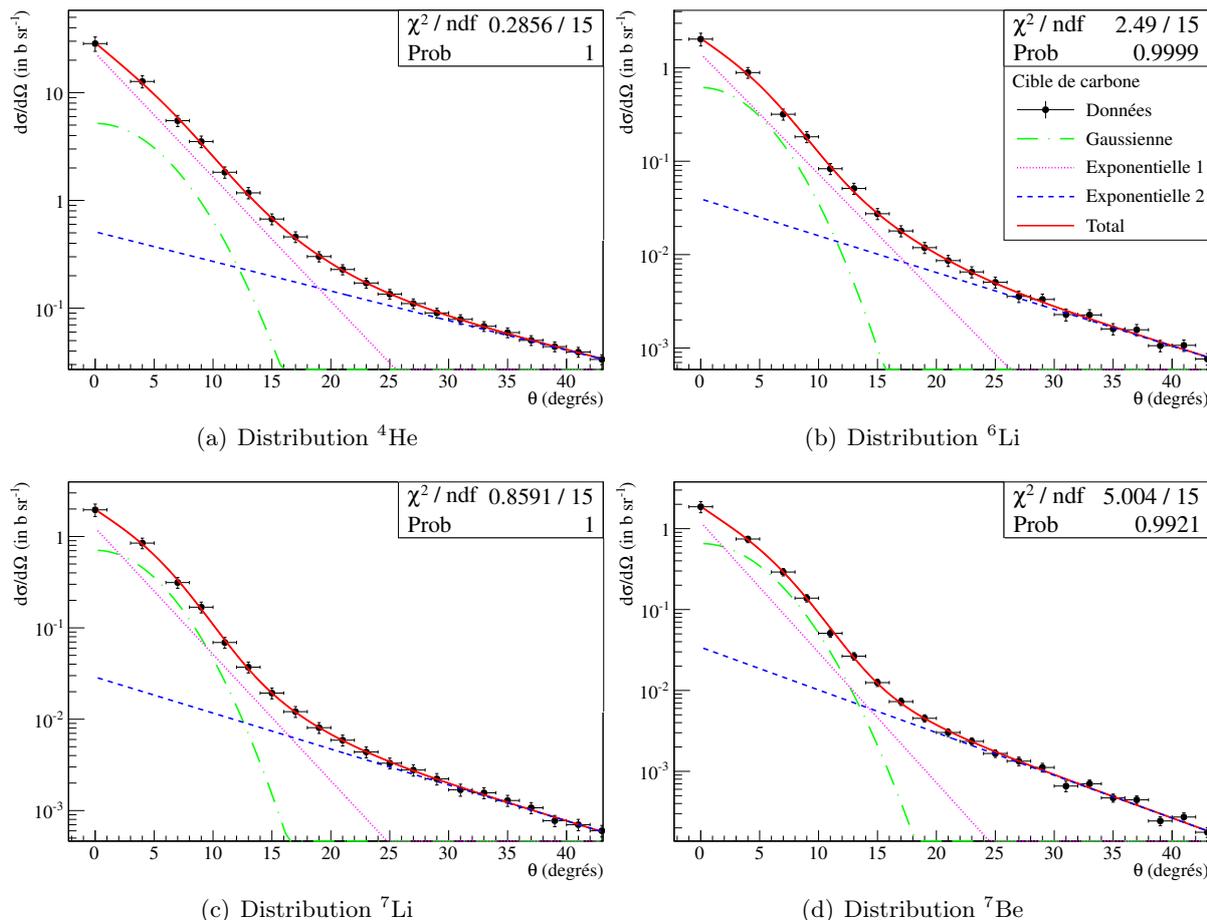


FIGURE 4.17 – Distributions angulaires des fragments ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$ pour la cible de carbone. Une fonction résultant de la somme d'une gaussienne et de deux exponentielles a été ajustée sur les distributions.

sienne est importante. Il semblerait donc que cette partie gaussienne de la distribution soit associée à des fragments produits lors des collisions les plus périphériques.

L'ajustement de ces fonctions sur les distributions angulaires permet une meilleure reproduction des données qu'avec les premiers ajustements précédemment effectués, et par conséquent, une meilleure estimation des sections efficaces de production. Néanmoins, les sections efficaces de production obtenues à partir de ces nouvelles fonctions ne sont la plupart du temps pas très différentes de celles obtenues avec les premier ajustements (fonction gaussienne aux angle avant et exponentielle pour les grand angles). Une comparaison entre les sections efficaces de production obtenues avec ces nouveaux ajustements et les anciens est faite dans le tableau 4.5. Pour les cibles de carbone et d'aluminium, l'écart n'est que de 1 à 3%. Il est légèrement supérieur pour les cibles d'hydrogène et de titane. Dans le cas de la cible d'hydrogène, cela peut s'expliquer du fait des grandes barres d'erreurs sur les sections efficaces. La différence entre les deux ajustements est alors largement comprise dans les barres d'erreur. Finalement, nous avons vu que plus la cible est lourde, plus la composante gaussienne devient négligeable. En modélisant les angles avants par une fonction gaussienne dans les premiers ajustements, l'erreur faite pour la cible de titane, pour laquelle la composante gaussienne est négligeable, était donc plus importante. L'erreur reste dans tous les cas assez faible. Il sera donc tolérable, dans les cas où les mesures à 0° ne sont pas disponibles, d'utiliser la première modélisation des distributions angulaires.

Cible	σ (b)			
	${}^4\text{He}$	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^7\text{Be}$
H (Gaus+Exp+Exp)	$2.01(0.27)\times 10^{-1}$	$1.12(0.59)\times 10^{-2}$	$7.9(5.2)\times 10^{-3}$	$1.47(0.75)\times 10^{-2}$
H (Gaus+Exp)	$1.80(0.61)\times 10^{-1}$	$1.07(0.48)\times 10^{-3}$	$7.3(4.2)\times 10^{-3}$	$1.44(0.34)\times 10^{-2}$
Err rel (en %)	10.4	4.6	7.6	2.0
C (Gaus+Exp+Exp)	1.09(0.38)	$6.01(0.87)\times 10^{-2}$	$5.45(0.84)\times 10^{-2}$	$4.55(0.72)\times 10^{-2}$
C (Gaus+Exp)	1.08(0.11)	$5.99(0.81)\times 10^{-2}$	$5.39(0.78)\times 10^{-2}$	$4.49(0.65)\times 10^{-2}$
Err rel (en %)	1.0	0.3	1.1	1.3
Al (Gaus+Exp+Exp)	1.58(0.14)	$8.4(1.0)\times 10^{-2}$	$7.9(1.1)\times 10^{-2}$	$5.99(0.87)\times 10^{-2}$
Al (Gaus+Exp)	1.53(0.22)	$8.34(0.98)\times 10^{-2}$	$7.77(0.95)\times 10^{-2}$	$5.88(0.76)\times 10^{-2}$
Err rel (en %)	3.2	1.2	1.3	1.8
Ti (Gaus+Exp+Exp)	2.06(0.31)	$1.06(0.14)\times 10^{-1}$	$1.01(0.13)\times 10^{-1}$	$7.0(1.1)\times 10^{-2}$
Ti (Exp+Gaus)	1.96(0.30)	$1.03(0.11)\times 10^{-1}$	$9.6(1.1)\times 10^{-2}$	$6.68(0.83)\times 10^{-2}$
Err rel (en %)	4.9	2.9	5.0	4.3

TABLE 4.5 – Comparaison entre les sections efficaces de production obtenues avec les nouveaux (Gaus+Exp+Exp) et anciens (Gaus+Exp) ajustements.

4.5 Conclusions

Les résultats expérimentaux des expériences E600 et 0° ont été présentés pour les différentes cibles utilisées et les différents fragments détectés. Ces expériences ont permis d’obtenir un très grand nombre de données de bonne qualité.

Les taux de production sont d’autant plus importants et les angles d’émission d’autant plus larges que la charge et/ou la masse de la cible est élevée. Dans l’ensemble, les distributions angulaires sont dominées par l’émission de fragments légers ($Z < 3$), plus précisément de particules α pour les angles avant ce qui peut s’expliquer par la sous-structure en 3α du ${}^{12}\text{C}$.

Les distributions en énergie sont dominées aux angles avants par l’émission de fragments à des énergies proches de celle du faisceau. L’énergie de ces fragments diminue lorsque l’angle d’émission augmente. D’autre part, l’augmentation de la charge et/ou de la masse de la cible engendre une augmentation globale des sections efficaces. Ce phénomène est principalement visible à grand angle et à basse énergie. Ces résultats sont cohérents avec ce qui a été observé en cible épaisse [55] et à plus basse énergie [61].

La prise en compte des données de l’expérience E600 ainsi que les mesures à 0° ont permis de modéliser les distributions angulaires en ajustant une fonction composée de la somme d’une gaussienne et de deux exponentielles. La représentation des distributions angulaires par une fonction analytique a ainsi permis de déterminer les sections efficaces de production de chaque fragment.

Ces informations ont été interprétées en supposant un mécanisme de réaction de type “participant-spectateur”. Les angles avant, dominés par des énergies proches de celle du faisceau, ont ainsi été assimilés à la contribution du quasi-projectile. Les plus grands angles, peuplés essentiellement d’énergie intermédiaires [0 ; 50 MeV/A] ont quant à eux été associés à l’émission de particules depuis la zone de recouvrement du projectile et de la cible (partie dite de “mi-rapidité”). La contribution de la quasi-cible n’est en majorité pas détectée car principalement sous les seuils en énergie expérimentaux. Cette contribution est toutefois visible à très basse

énergie pour les angles les plus élevés.

Finalement, la méthode de combinaison des cibles composites pour extraire les sections efficaces des cibles élémentaires (CH_2 et C pour extraire la cible d'hydrogène par exemple) a été validée. Les sections efficaces obtenues pour la cible de PMMA ont été reconstruites (combinaison des cibles Al_2O_3 , Al, CH_2 et C). Les cibles utilisées représentant 95% de la composition d'un corps humain, la combinaison de ces sections efficaces permet donc d'obtenir les sections efficaces pour la quasi-totalité des tissus organique.

Nous disposons des sections efficaces totales de production de chaque fragment, pour chaque cible, mais également des sections efficaces doublement différentielles. Ces données vont permettre de contraindre les modèles nucléaires tout d'abord sur les taux de production des différents fragments, puis sur leurs distributions angulaires, et enfin sur leurs distributions en énergie.

La quantité de données obtenues est telle qu'il est impossible de tout présenter dans ce manuscrit. C'est pourquoi toutes les données sont disponibles en libre accès sur le site web : <http://hadrontherapy-data.in2p3.fr>. Les données de ces deux expériences ont fait l'objet de deux publications [78, 79].

Comparaisons aux prédictions des modèles nucléaires disponibles

Sommaire

Introduction	102
5.1 Simulations GEANT4	103
5.1.1 Description de la physique utilisée	103
5.1.1.1 Les modèles de voie d'entrée	103
5.1.1.2 Les modèles de voie de sortie	105
5.1.2 Comparaisons aux données expérimentales	105
5.1.2.1 Sections efficaces de production	106
5.1.2.2 Distributions angulaires	107
5.1.2.3 Distributions en énergie	109
5.1.2.4 Modification de la longueur d'onde associée aux nucléons dans QMD	111
5.1.2.5 Influence de la masse de la cible	112
5.2 HIPSE	114
5.2.1 Description du modèle	114
5.2.2 Comparaisons aux données expérimentales	115
5.2.2.1 Sections efficaces de production	115
5.2.2.2 Distributions angulaires	116
5.2.2.3 Distributions en énergie	117
5.3 Conclusion	117

Introduction

Afin d'estimer avec précision la dose déposée dans les différents tissus d'un patient lors d'un traitement en hadronthérapie, nous avons vu plus tôt qu'il est impératif de considérer les processus nucléaires responsables de la fragmentation des ions incidents. Lors d'un tel traitement, le TPS utilisé doit par conséquent être capable de reproduire ces processus de fragmentation pour toutes les énergies susceptibles d'être mises en jeu (0 à 400 MeV/A) et pour tous les type de tissus traversés par le faisceau.

Les méthodes Monte Carlo représentent vraisemblablement le type d'outil le plus à même de prendre en compte de tels effets. Même si elles ne peuvent pas être utilisées directement lors d'un traitement clinique du fait du grand temps de calcul nécessaire, les simulations Monte Carlo peuvent être utilisées pour contraindre et optimiser les TPS analytiques [80, 81] ou pour générer des bases de données fiables et complètes [45, 40, 48, 28, 61].

Les interactions électromagnétiques et les sections efficaces totales de réaction sont aujourd'hui bien modélisées, cependant, les processus nucléaires sont toujours difficilement reproduits par les différents modèles disponibles dans la littérature. La capacité des différents codes Monte Carlo à reproduire les sections efficaces doublement différentielles de fragmentation du carbone aux énergies thérapeutiques a été récemment étudié. Une comparaison entre les modèles nucléaires inclus dans FLUKA [38] et GEANT4 [37] a été effectuée dans Bölen *et al.* [59]. Cette étude concernait la fragmentation d'un faisceau de ^{12}C à 400 MeV/A dans des cibles épaisses d'eau. Des écarts entre données expérimentales et simulations de plus de 100% ont été mis en évidence pour les modèles de GEANT4. Les résultats obtenus avec FLUKA semblent de meilleur qualité à cette énergie (10 à 40% d'écart sur les taux de production).

Une autre étude comparative des différents modèles nucléaires de GEANT4 a été effectuée, cette fois ci à plus basse énergie, pour un faisceau de ^{12}C à 95 MeV/A envoyé sur cible épaisse de PMMA [60]. Des écarts aux données de plus d'un ordre de grandeur ont été observés sur les taux de production de certain fragments.

Aux vues des difficultés éprouvées par ces modèles à reproduire les processus de fragmentation sur cible épaisse, il est apparu nécessaire de les contraindre à partir de données de fragmentation sur cibles fines. Une récente étude a été publiée sur des mesures de sections efficaces doublement différentielles de fragmentation du ^{12}C sur cible fine de carbone à 62 MeV/A [61]. Des comparaisons à deux modèles de GEANT4 y sont faites et des écarts important par rapport aux données ont été observés (jusqu'à plus d'un ordre de grandeur).

Les résultats expérimentaux obtenus suite à l'analyse des expériences E600 et 0° ont été présentés dans le chapitre 4. Il convient dorénavant de tester la capacité des différents modèles nucléaires disponibles à reproduire ces données. Dans ce chapitre, les résultats de simulations utilisant différents modèles nucléaires seront présentés. Dans un premier temps, nous nous concentrerons sur le logiciel de simulation GEANT4. Ce logiciel a déjà été présenté dans le chapitre 3 (cf. Sec. 3.1, p. 60). Il laisse à l'utilisateur une totale liberté dans le choix des modèles à considérer, tant sur les aspects électromagnétiques que nucléaires. Après avoir décrit les modèles nucléaires choisis, ils seront comparés aux données expérimentales. Le logiciel de simulation HIPSE² sera ensuite présenté et comparé aux résultats obtenus avec GEANT4, ainsi qu'aux données expérimentales.

5.1 Simulations GEANT4

5.1.1 Description de la physique utilisée

Le logiciel de simulation GEANT4 est un code de transport utilisé pour simuler la propagation de particules dans la matière en prenant en compte les processus électromagnétiques et nucléaires. Les détails inhérents à l'utilisation même de GEANT4 ont été fournis dans le chapitre 3 (cf. Sec. 3.1, p. 60). Nous ne nous concentrerons donc ici que sur les modèles utilisés dans les simulations.

Les simulations présentés dans ce chapitre ont été faites à partir de la version 9.6 de GEANT4. D'après ce qui est conseillé par les développeurs de GEANT4 pour les applications médicales, les interactions électromagnétiques ont été modélisées à partir du "standard package option 3". Le seuil en distance sur la production de particules secondaires (communément appelé "particle Cuts") a été fixé à $700 \mu\text{m}$. Ce seuil signifie qu'un ion primaire propagé dans GEANT4 ne pourra pas émettre d'ions secondaires si leur parcours est inférieur à $700 \mu\text{m}$. Les sections efficaces totales de réaction ont été modélisée à partir du modèle de Glauber-Gribov [27], récemment implémenté dans GEANT4. Cette modélisation fournit un ensemble complet des sections efficaces noyau-noyau nécessaires (inélastique, élastique, production de particules et quasi-élastique) pour les énergies incidentes supérieures à 100 keV/A .

En ce qui concerne la reproduction des réactions nucléaires, une démarche en deux étapes est conventionnellement adoptée dans GEANT4 : une première étape traitant la partie dynamique de la collision appelée "voie d'entrée", suivie d'un processus de désexcitation appelée "voie de sortie". Le modèle de voie d'entrée décrit la collision ainsi que le production de fragments excités jusqu'à ce qu'un équilibre thermique soit atteint. La décroissance de ces fragments est ensuite traitée par l'intermédiaire de modèles de désexcitation statistique. Dans ce travail, trois modèles de voie d'entrée et deux modèles de voie de sortie ont été étudiés, soit six combinaisons possibles. Les différents modèles utilisés lors de ces simulations sont récapitulés dans le tableau 5.1.

5.1.1.1 Les modèles de voie d'entrée

Deux modèles de voie d'entrée sont généralement recommandés dans GEANT4 pour la hadronthérapie. Le premier est un modèle de dynamique moléculaire quantique (QMD) définit dans GEANT4 par la classe *G4QMDReaction* [82]. Ce modèle a été adapté à partir du code JAERI QMD (JQMD) [83, 84]. Il s'agit d'un code semi-classique qui cherche à résoudre l'équation de Landau-Vlasov [85]. Dans le modèle QMD, l'hypothèse principale consiste à représenter chaque nucléon par une fonction d'onde gaussienne, propagée dans le milieu nucléaire. Tous les nucléons sont pris en compte et interagissent par l'intermédiaire d'un potentiel nucléon-nucléon phénoménologique. On dit dans ce cas précis que tous les nucléons sont participants. L'évolution temporelle est stoppée au bout d'un temps de 100 fm/c pour lequel l'équilibre thermique est supposé atteint. Le modèle QMD n'inclut pas de modèles de pré-équilibre dans son implémentation dans GEANT4.

Le deuxième modèle habituellement recommandé pour la hadronthérapie est un modèle de cascade intra-nucléaire (BIC) définit par la classe *G4BinaryLightIonReaction* [86]. Il s'agit du modèle de cascade binaire standard de GEANT4 [87], étendu aux réactions des noyaux légers (réactions mettant en jeu des noyaux de $A \leq 12$). Ce modèle peut être considéré comme un modèle "hybride", mélangeant une description de cascade intra-nucléaire classique et un approche de dynamique moléculaire quantique. En effet, comme pour QMD, dans ce modèle, les nucléons dits "participants" sont décrits sous la forme d'une fonction d'onde gaussienne. Le terme participants considère ici uniquement les nucléons composant initialement le projectile ou ceux qui ont subi au moins une collision au cours de la cascade. Seuls les nucléons participants sont ensuite propagés

sous l'interaction d'un Hamiltonien construit à partir d'un potentiel optique indépendant du temps. Il est important de spécifier que dans ce modèle, les collisions entre participants ne sont pas considérées. Les nucléons participants sont suivis jusqu'à ce qu'ils sortent du noyau, ou jusqu'à la fin de la cascade. La cascade s'arrête soit si l'énergie des participants dans le milieu nucléaire est inférieure à 15 MeV, soit si tous les participants ont des énergies cinétiques inférieures à 75 MeV. Si une de ces conditions est remplie, le système est considéré à l'équilibre thermique, laissé dans un état excité, et traité par le modèle de pré-équilibre natif de GEANT4 *G4PreCompoundModel* [86].

Un troisième modèle de voie d'entrée a également été étudié. Il s'agit de la cascade intra-nucléaire de Liège INCL++ [88, 89, 86]. Ce dernier modèle a récemment montré des résultats prometteurs [60], comparables à ceux obtenus avec les modèles BIC et QMD. Les nucléons y sont modélisés comme un gaz de Fermi dans un puits de potentiel statique. Pour traiter la collision, un "volume cible" est tout d'abord calculé géométriquement comme une sphère centrée sur la cible, de rayon $R_{\max} = R_0 + 8a$, où R_0 est le rayon de la cible et a la diffusivité de la densité nucléaire du noyau cible [88] (cf. Fig. 5.1). Les nucléons du projectile dont la trajectoire traverse ce volume sont appelés "participants". Le quasi-projectile est construit à partir des nucléons spectateurs du projectile, ainsi que de ses participants qui n'ont pas subi de collision. Ce quasi-projectile est ensuite traité par le modèle de voie de sortie sélectionné. Les nucléons participants et les nucléons spectateurs de la cible sont eux traités par le modèle de cascade INCL++. L'état final de la quasi-cible est déterminé par la dynamique complète de la cascade. Sa description physique est par conséquent plus fiable. Les collisions noyau-noyau ne sont de ce fait pas traitées symétriquement. Une étude a montré que le code INCL reproduit mieux la fragmentation de la cible que celle du projectile [60]. Suite à ces observations, le choix a été fait de traiter les réactions par défaut en cinématique inverse afin de mieux reproduire la fragmentation du projectile qui est souvent la plus étudiée. Cependant, INCL ne peut pour le moment pas gérer de noyaux projectiles de masse supérieure à $A=18$. Lorsque la cible est plus lourde que $A=18$, la collision ne peut donc plus être réalisée en cinématique inverse, elle sera donc effectuée en cinématique directe. Dans l'éventualité où la cible et le projectile vérifient la condition $A > 18$, la collision est alors traitée à partir du modèle *G4BinaryLightIonReaction*. L'effet de cette asymétrie dans le traitement du projectile et de la cible sera discutée dans la suite, lorsque nous nous concentrerons sur des cibles lourdes (Al, Ti). La cascade est stoppée lorsque tous les participants sont sortis du volume cible, ou pour un temps d'arrêt défini comme : $t_{\text{stop}} = 70 \times (A_{\text{cible}}/208)^{0.16}$ fm/c. Comme pour QMD, le modèle INCL n'inclue pas de modèle de pré-équilibre.

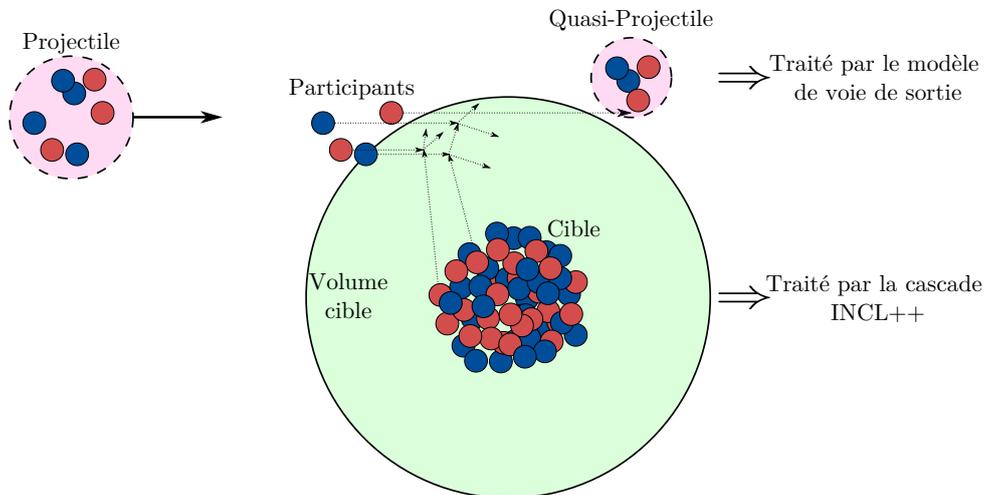


FIGURE 5.1 – Représentation schématique d'une collision noyau-noyau dans le modèle INCL++.

Pour les modèles QMD et INCL, une procédure d'agrégation est appliquée aux nucléons. Des fragments excités peuvent alors être produits à la fin de la cascade. Pour le modèle BIC, aucune procédure d'agrégation n'intervient. Les énergies d'excitation sont déterminées pour les résidus de la cible et du projectile uniquement.

L'ensemble des fragments créés, pour lesquels une énergie d'excitation a été estimée, est ensuite traité par le modèle de voie de sortie.

5.1.1.2 Les modèles de voie de sortie

Tout comme pour les modèles de voie d'entrée, GEANT4 propose un certain nombre de modèles de désexcitation [90]. Ces modèles permettent de faire décroître les noyaux excités créés par la voie d'entrée. Deux modèles de voie de sortie ont été étudiés.

Le premier modèle est un modèle de Fermi Break-Up (FBU) [86]. Ce modèle, implémenté par défaut dans GEANT4, traite la décroissance d'un noyau excité en n fragments stables produits dans leur état fondamental ou sur des états discrets de basse énergie. La probabilité de décroissance de chaque canal de désintégration est dans un premier temps calculée en considérant une distribution à n corps dans l'espace des phases. Ces probabilités sont ensuite utilisées pour échantillonner les canaux de désintégration par méthode Monte Carlo. Ce modèle est uniquement utilisé pour les noyaux légers ($Z \leq 8$ et $A \leq 16$) pour des raisons de temps de calcul. Pour des noyaux plus lourds, la désexcitation est effectuée en utilisant le modèle d'évaporation généralisé GEM décrit ci-dessous.

Ce second modèle est un modèle d'évaporation généralisé (GEM) [91, 86], basé sur le modèle d'évaporation de Weisskopf-Ewing [92], permet l'émission séquentielle de particules jusqu'au ^{28}Mg . Il gère également la fission et la décroissance par gamma. Il faut préciser que pour n'utiliser que ce modèle, il a été nécessaire de modifier la classe de GEANT4 gérant la désexcitation *G4ExcitationHandler* afin de désactiver l'utilisation du Fermi Break-Up.

Version de GEANT4 utilisée	9.6-p01
Interactions électromagnétiques	em standard option 3
Particle Cuts	700 μm
Sections efficaces totales de réaction noyau-noyau	Glauber-Gribov model
Traitement de la phase dynamique de la collision (Modèle de voie d'entrée)	G4BinaryLightIonReaction (BIC) Q4QMDReaction (QMD) Intra Nuclear Cascade of Liège (INCL)
Traitement de la phase statistique de la collision (Modèle de voie de sortie)	Generalized Evaporation model (GEM) Fermi Break Up (FBU)

TABLE 5.1 – Liste des modèles utilisés dans les simulations GEANT4.

5.1.2 Comparaisons aux données expérimentales

Il convient maintenant d'exploiter les données expérimentales acquises lors des expériences E600 et 0° , en les comparant aux prédictions des différents modèles utilisés.

Dans les simulations présentées dans ce chapitre, seuls les seuils en énergie expérimentaux ont été pris en considération (cf. Tab. 2.5, p.28). La prise en compte de ces seuils en énergie a pour effet principal de réduire la proportion de particules issues de la fragmentation de la cible. Pour des raisons de gain de temps de calcul, le dispositif expérimental n'a pas été modélisé dans les

simulations présentées dans ce chapitre. L'étude effectuée dans le chapitre 3 a permis de prendre en compte, dans les barres d'erreur expérimentales, les effets systématiques dus aux interactions des particules dans les détecteurs. En ce qui concerne les cibles utilisées dans les simulations, elles ont été prises de sorte à ce que leur densité surfacique soit identiques aux valeurs expérimentales (cf. Tab. 2.2, p.26). Finalement, pour chaque simulation, un nombre de 10^9 ^{12}C incidents a été utilisé afin de minimiser l'erreur statistique sur les données simulées (moins de 1% dans la majorité des cas mais jusqu'à 20% pour les plus grands angles). Le choix a été fait pour ne pas surcharger les figures de ne pas représenter ces erreurs systématiques.

Finalement, comme cela a été le cas pour l'analyse des données expérimentales, le mécanisme de réaction participant-spectateur (cf. Chap. 4, Sec. 4.1, p. 78) sera utilisé pour décrire les simulations. Ces comparaisons aux données expérimentales se feront dans un premier temps sur les taux de production, les distributions angulaires et en énergie obtenus pour la cible de carbone. Les dépendances à la masse de cible seront ensuite traités.

5.1.2.1 Sections efficaces de production

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'une fonction résultant de la somme d'une fonction gaussienne et exponentielles permettait de reproduire les distributions angulaires. L'intégrale de cette fonction sur l'angle solide a ainsi permis d'obtenir les sections efficaces de production de chaque isotope.

La figure 5.2 représente les sections efficaces de production des fragments les plus abondants obtenus pour la cible de carbone. Ils sont comparés aux résultats prédits par les 6 combinaisons de modèles voie d'entrée/voie de sortie discutées précédemment. Les sections efficaces présentées pour les isotopes ^{12}C ne prennent en compte que les réactions inélastiques, les diffusions élastiques ne sont pas considérées.

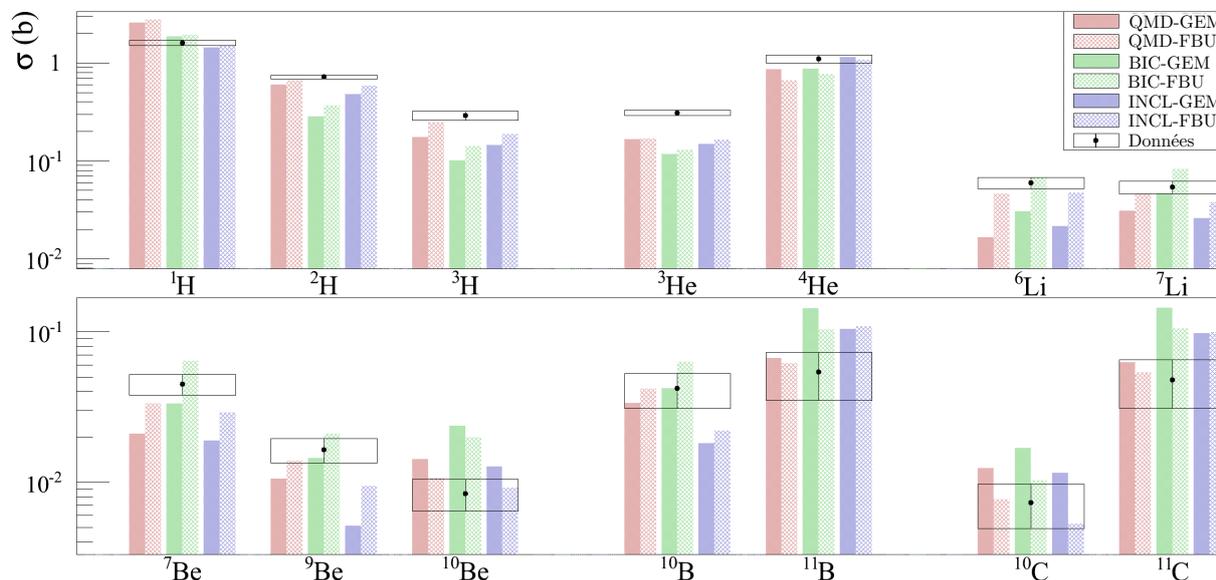


FIGURE 5.2 – Comparaison des sections efficaces de production entre les données expérimentales et les 6 combinaisons de modèles de voie d'entrée et de sortie de GEANT4 pour la cible de carbone.

Les résultats de la figure 5.2 montrent clairement qu'aucune des 6 combinaisons de modèles utilisée n'est capable de reproduire les taux les taux de production de l'ensemble des isotopes. Cependant, il apparaît difficile à la vue de cette représentation de dire quel modèle semble le

plus prédictif. Pour pouvoir formuler des conclusions plus précises, un χ^2 a été calculé comme suit :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{Y_i(\text{G4}) - Y_i(\text{Exp})}{\sigma(Y_i(\text{Exp}))} \right)^2 \quad \text{avec } i = {}^1\text{H}, {}^2\text{H}, \dots, {}^{11}\text{C}, {}^{12}\text{C} \quad (5.1)$$

La figure 5.3 représente le résultat de ce calcul de χ^2 pour les différentes combinaisons de modèles. Bien que les valeurs de χ^2 obtenues soient très élevées, deux conclusions principales se dégagent. Premièrement, le modèle BIC reproduit beaucoup moins bien les taux de production que les modèles QMD et INCL. Finalement, quelque soit le modèle de voie d'entrée utilisé, le Fermi Break-up donne de meilleurs résultats que le modèle d'évaporation généralisé seul. Des observations similaires ont déjà été faites dans Bölen *et al.* [59] et Ivanchenko *et al.* [93]. C'est dans une certaine mesure dû au fait que la description du Fermi Break-up permet d'explorer un plus grand domaine de l'espace des phases (principalement pour les grandes énergies d'excitation pour lesquelles les décroissances à trois corps ou plus jouent un rôle plus important) que le modèle GEM pour lequel seule l'évaporation séquentielle est considérée (voies à deux corps uniquement). Afin de faciliter les représentations, seuls les résultats obtenus avec le modèle de désexcitation FBU seront présentés dans la suite de cette étude.

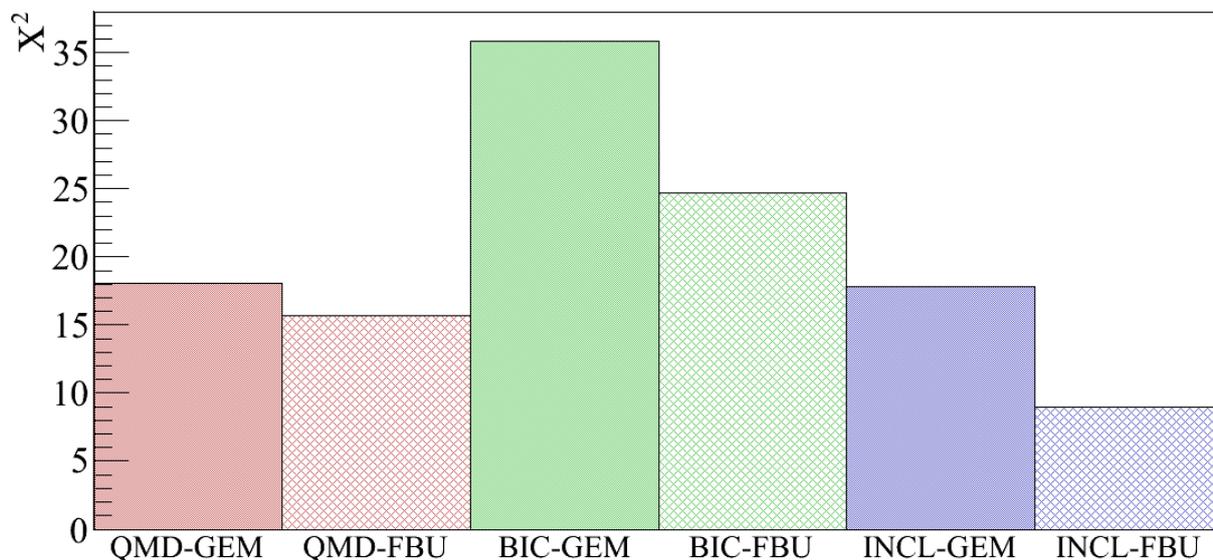


FIGURE 5.3 – Résultat de ce calcul de χ^2 pour les différentes combinaisons de modèles.

5.1.2.2 Distributions angulaires

Les données expérimentales des expériences E600 et 0° nous ont permis de couvrir un domaine angulaire de 0° à 43° par pas de 2° . La figure 5.4 représente la comparaison entre données et simulations pour les distributions angulaires des isotopes les plus produits de chaque Z, pour la cible de carbone. Les modèles représentés sont QMD, BIC et INCL, couplés au modèle de désexcitation FBU.

Bien que QMD semble le modèle le plus abouti des trois du point de vue du traitement de la dynamique de la collision, il ne parvient pas à reproduire les distributions angulaires. Le taux de production de protons est fortement surestimé ($\sim 50\%$) et les distributions des fragments plus lourds est très mal reproduite (jusqu'à un ordre de grandeur d'écart). En particulier, la forme de la distribution, avec un maximum observé aux alentours de 7° , puis une diminution aux angles

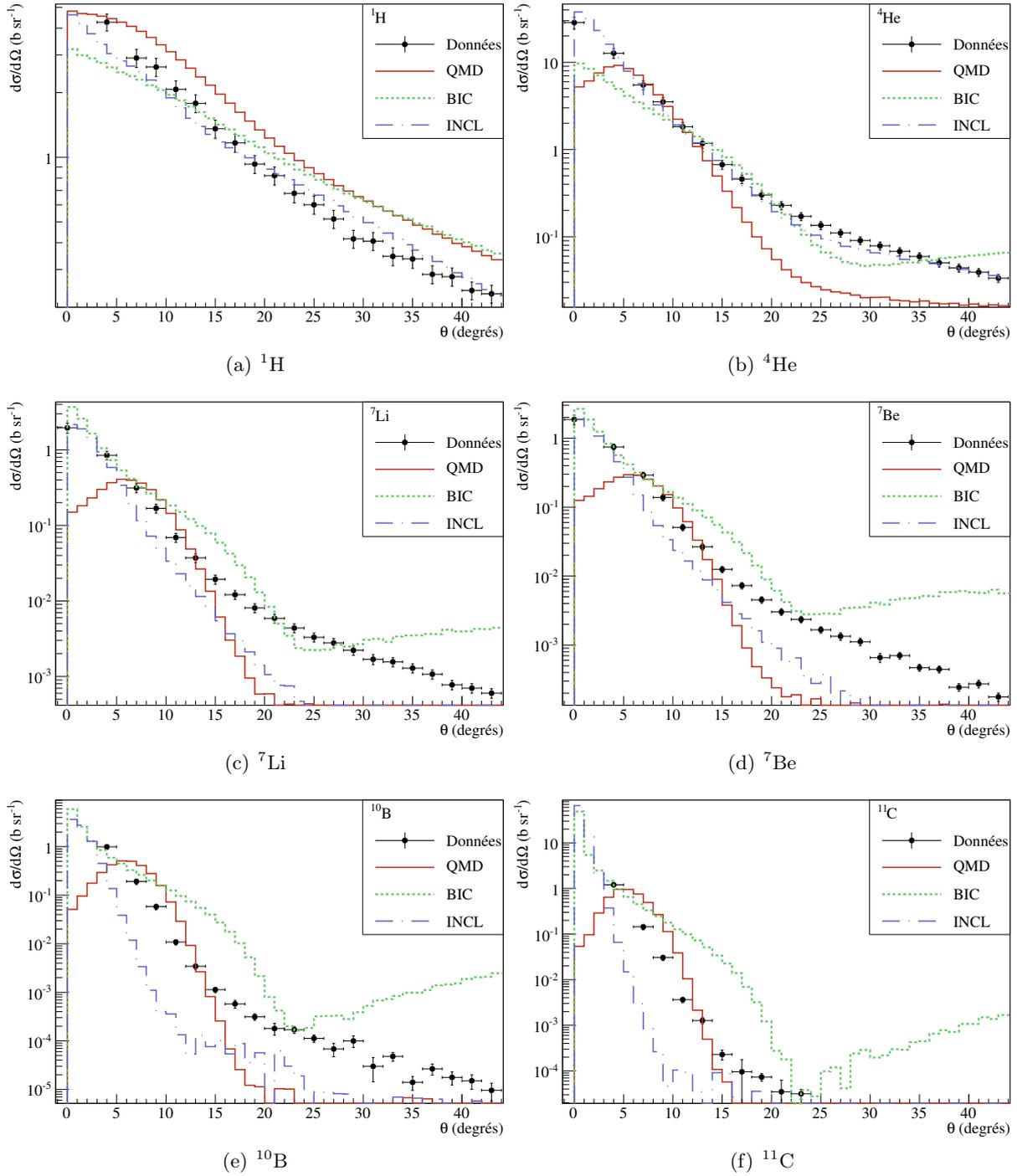


FIGURE 5.4 – Distribution angulaire des isotopes les plus produits de chaque Z obtenues pour la cible de carbone. Les données expérimentales sont comparées aux prédictions des modèles QMD, BIC et INCL couplés au modèle de désexcitation FBU.

avants, ne correspond absolument pas à ce qui est observé expérimentalement.

Les distributions obtenues avec le modèle BIC sont sensiblement plus proche des données comparé aux résultats de QMD, plus particulièrement pour les fragments émis aux angles avant. On peut cependant remarquer que les distributions sont systématiquement trop larges, entraînant une surestimation aux grands angles. De plus, la production de fragments légers est largement sous-estimée aux angles avant. La forme globale de la distribution n'est toutefois pas correcte.

La contribution du quasi-projectile est trop large et les grands angles sont mal reproduits. Les distributions obtenues avec BIC sont croissante à partir d'environ 25° (mis à part pour les protons). Ce phénomène semble dû à la contribution de la quasi-cible mais n'est pas en accord avec les données expérimentales.

Finalement, parmi les trois modèles, INCL est celui qui reproduit le mieux les distributions angulaires, en particulier pour les fragments légers ($Z \leq 2$). Les formes des distributions protons et α sont très similaires aux distributions expérimentales sur tout le domaine angulaire ($\sim 10 - 20\%$), bien que les protons soient légèrement sous-estimés aux angles avants. Pour ce qui est des fragments plus lourds, de même que pour le modèle BIC, seuls les angles très à l'avant ($< 7^\circ$) sont bien reproduits, cependant, les distributions sont systématiquement trop étroites (trop piquées aux angles avants). Pour les plus grands angles, INCL sous-estime largement les données expérimentales (jusqu'à un ordre de grandeur).

Nous avons montré dans le chapitre précédent que les distributions angulaires pouvaient se modéliser par la somme de fonctions gaussienne et exponentielles. Cependant aucun de ces trois modèle ne parvient à reproduire ce comportement. La difficulté majeure réside dans la reproduction de la composante exponentielle dominante à grand angle. Cette contribution a principalement été associée à l'émission de fragments depuis la zone de recouvrement (contribution de mi-rapidité). Il semblerait par conséquent que ces modèles n'aient pas les ingrédients nécessaires pour décrire les processus d'émission de fragments à mi-rapidité. Cette analyse va maintenant être approfondie en abordant les distributions en énergie.

5.1.2.3 Distributions en énergie

La reproduction des sections efficaces doublement différentielles représente de loin la contrainte la plus sévère sur les modèles. Pour les reproduire, les taux de production ainsi que la totalité de la cinématique (distributions angulaire et en énergie) doivent être corrects. D'après que ce nous avons vu dans les sections précédentes, les taux de production et les distributions angulaires étant mal reproduits par l'ensemble des modèles étudiés, on ne peut par conséquent pas s'attendre à ce que les distributions en énergie soient reproduites dans leur globalité. C'est pourquoi nous allons surtout nous focaliser sur la forme des distributions, permettant de juger du traitement de la cinématique, plutôt que sur les valeurs absolues des sections efficaces doublement différentielles. La figure 5.5 représente les distributions en énergie des fragments ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$ obtenus pour la cible de carbone, à 4° et 17° .

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les distributions en énergie pouvaient s'interpréter comme suit : la contribution majeure, issue de la décroissance du quasi-projectile, est constituée de fragments émis à une énergie par nucléon proche de celle du faisceau. Ces fragments gardant une grande mémoire de la cinématique du projectile, sont très focalisés vers les angles avants (cf. Fig. 5.5). La partie basse énergie de la distribution est associée aux fragments émis depuis la zone de recouvrement et à la décroissance de la quasi-cible, bien que cette dernière soit très peu observée, car principalement sous les seuils en énergie expérimentaux. Le pouvoir prédictif des modèles sera donc jugé sur deux aspects : la décroissance du quasi-projectile et les mécanismes de production de fragments à mi-rapidité.

La figure 5.5 montre que BIC est le modèle parmi les trois qui a le plus grand désaccord comparé aux données expérimentales. L'énergie moyenne du quasi-projectile est systématiquement trop élevée et pas suffisamment atténuée lorsque l'angle d'émission augmente. Un pic proche de l'énergie faisceau est toujours observé pour les fragments lourds à 17° ce qui est en total désaccord avec les observations expérimentales. De plus, ce modèle est incapable de reproduire la contribution de mi-rapidité. Ce phénomène semble provenir de la nature binaire des mécanismes de réaction utilisés. En effet, ce modèle n'incluant pas de procédure d'agrégation, seuls des nucléons

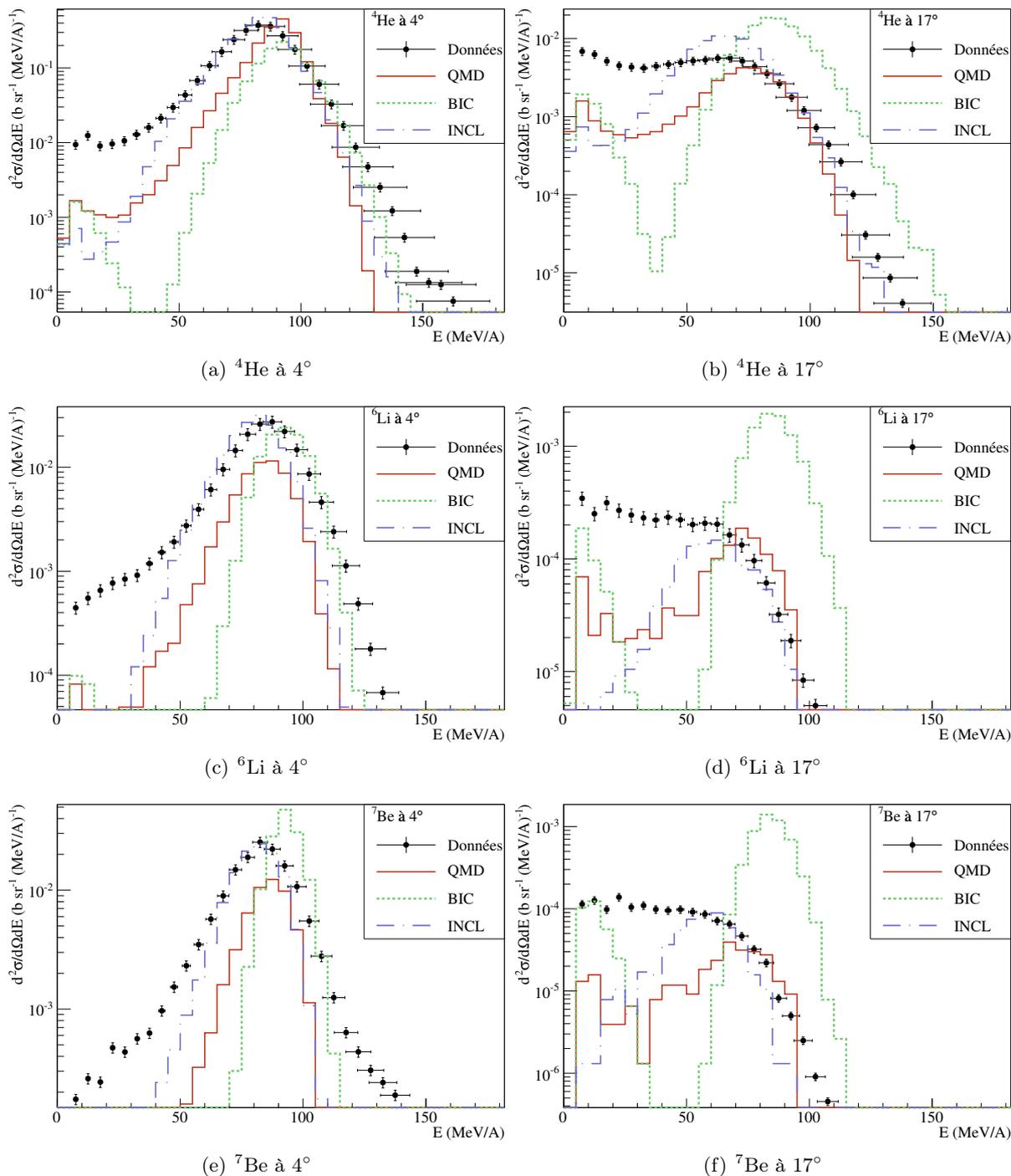


FIGURE 5.5 – Distribution en énergie pour la cible de carbone des fragments ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$, émis à 4° et 17° . Les données expérimentales sont comparées aux prédictions des modèles QMD, BIC et INCL couplés au modèle de désexcitation FBU.

peuvent alors être émis à mi-rapacité suite à des collisions nucléon-nucléon. La cinématique de la collision n'est donc pas correctement traitée par le modèle BIC.

Le modèle INCL reproduit mieux la contribution du quasi-projectile, tant sur l'énergie moyenne que sur la largeur de la distribution. Contrairement au modèle BIC, l'énergie du quasi-projectile est correcte et diminue avec l'angle d'émission des particules, comme observé expérimentalement (cf. Fig. 4.10, p. 90). Il prédit également plus de fragments aux énergies

intermédiaires ($0 < E < 50$ MeV/A) comparé au modèle BIC. Cependant, cette contribution de mi-rapacité est sous-estimée et la forme de la distribution n'est pas en accord avec les données.

A l'opposé des observations faites sur les distributions angulaires, QMD est le modèle qui reproduit le mieux la forme des distributions en énergie dans leur ensemble. Bien que l'énergie moyenne du quasi-projectile soit légèrement trop élevée, la forme de la contribution de mi-rapacité est mieux reproduite que pour les modèles de cascade BIC et INCL. Cela vient vraisemblablement du fait qu'il s'agit du seul modèle à prendre en compte la propagation et les interactions entre tous les nucléons au cours du temps lors de la réaction. Cependant, comme pour ces deux derniers, la proportion de fragments à mi-rapacité est toujours sous-estimée comparé à celle du quasi-projectile.

L'ensemble des remarques qui viennent d'être faites sur ces trois modèles ont été également vérifiées pour tous les isotopes qui ont été obtenus expérimentalement. La principale conclusion qui se dégage est qu'aucun des modèles étudiés n'est à même de reproduire l'ensemble de la cinématique (quasi-projectile + quasi-cible + mi-rapacité). Le modèle INCL apparaît comme le meilleur des trois pour reproduire la fragmentation du projectile. QMD, au contraire, est celui qui décrit le mieux les processus d'émission de particules à mi-rapacité. Des conclusions similaires à celles qui viennent d'être dressées ont été faites à plus basse énergie par De Napoli *et al.* [61]. Dans cette étude, les modèles BIC et QMD ont été étudiés pour des réactions $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$ à 62 MeV/A.

5.1.2.4 Modification de la longueur d'onde associée aux nucléons dans QMD

Dans la littérature, certains travaux ont montré que l'ajustement de certains paramètres du modèle QMD permettait d'obtenir des résultats plus proches des mesures expérimentales [94]. Bien que ces travaux ne concernaient pas directement la reproduction des processus de fragmentation nucléaire, un de ces paramètres permettrait éventuellement d'améliorer la forme des distributions angulaires observées en ce qui concerne la baisse des sections efficaces aux angles avants (cf. Fig. 5.4). Il s'agit de l'étalement de la fonction d'onde qui décrit chaque nucléon. Comme nous l'avons vu plus tôt, dans le modèle QMD, les nucléons sont représentés par une fonction d'onde gaussienne de largeur fixée par défaut à 2 fm. Puisque la simulation des collisions avec la valeur par défaut de ce paramètre semble manquer de "transparence" (les nucléons interagissent trop entre eux), nous avons décidé d'essayer de modifier cette largeur afin d'augmenter la production de fragments aux angles avants. Cela est possible en modifiant la classe `G4QMDParameters` de GEANT4. La figure 5.6 représente les distributions angulaire des particules α (a) et leur distribution en énergie à 4° (b) pour différentes valeurs de cette largeur de la fonction d'onde notée "L".

Comme attendu, la figure 5.6 montre que plus la fonction d'onde des nucléons est faible, plus la distribution angulaire est focalisée vers les angles avant et la distribution en énergie piquée à haute énergie. Cet effet se comprend bien, réduire la longueur d'onde associée aux nucléons va avoir pour effet de rendre les noyaux projectile et cible plus "transparents", les nucléons interagissent moins entre eux, et garderont par conséquent une mémoire plus importante de leur état initial. L'utilisation d'une longueur d'onde de 1 fm permet ainsi de remédier à la diminution des sections efficaces aux angles avants, mais en contre partie, les angles arrières sont moins bien reproduits et l'énergie moyennes des particules devient trop importante. Il semble qu'aucune solution ne puisse être apportée au modèle QMD à partir de la variation de ce paramètre. Une longueur d'onde de 1.5 fm semble légèrement mieux que la valeur par défaut de 2 fm mais l'effet reste très minime.

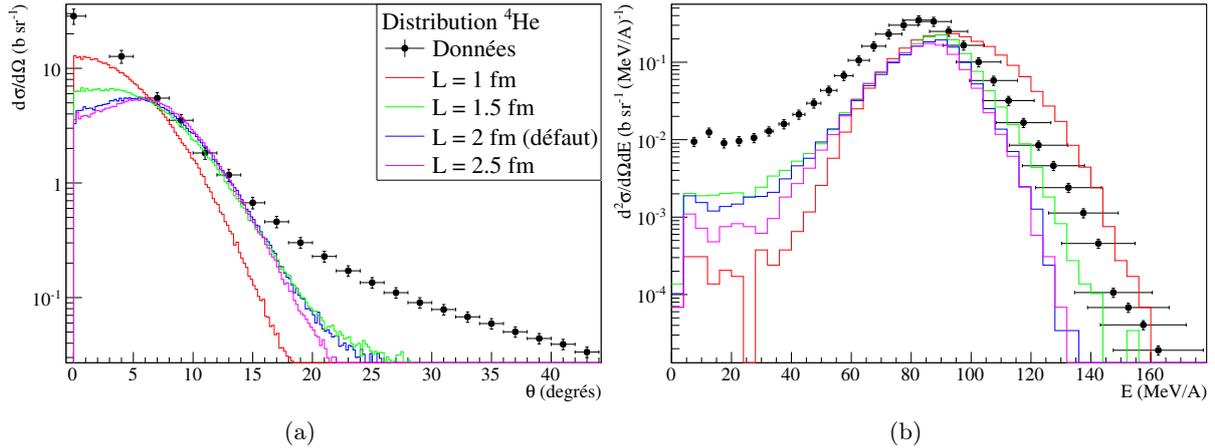


FIGURE 5.6 – Distribution angulaire des particules α (a) et leur distribution en énergie à 4° (b) simulées avec le modèle QMD pour différentes valeurs de la largeur de la fonction d’onde notée “L”. La valeur par défaut est fixée à 2 fm dans GEANT4.

5.1.2.5 Influence de la masse de la cible

Les données expérimentales dont nous disposons comprennent également d’autres cibles que celle de carbone. L’influence de la masse de la cible sur les prédictions des différents modèles en ce qui concerne les sections efficaces doublement différentielles va maintenant être étudiée. La figure 5.7 représente les distributions en énergie des particules α émises à 4° pour les cibles d’hydrogène, d’oxygène, d’aluminium et de titane. Les données expérimentales y sont comparées aux prédictions des modèles QMD, BIC et INCL, toujours couplés au modèle de désexcitation FBU.

Les trois modèles, et plus particulièrement INCL, sont en bon accord pour la cible d’hydrogène. Cependant, une légère contribution à basse énergie est observée expérimentalement (<50 MeV/A) et INCL est le seul modèle à la reproduire. Ces résultats ne sont pas surprenants. En effet, ces modèles ont dans un premier temps été développés pour traiter les collisions nucléon-noyau. Dans de telles réactions, la géométrie de la collision est plus facilement modélisable et la description du quasi-projectile (ou quasi-cible) est plus simple que lors de collisions noyau-noyau. De plus, pour la cible d’hydrogène, les particules α sont essentiellement produites lors de la désexcitation du quasi-projectile.

Nous devons ici porter un intérêt particulier aux résultats du modèle INCL. Pour les cibles d’aluminium et de titane, la forme de la distribution est modifiée par rapport aux cibles plus légères. La contribution du quasi-projectile est surestimée et l’énergie moyenne trop élevée alors que la forme de la distribution aux énergies intermédiaires semble plus proche de celle observée expérimentalement. Cette modification de la cinématique est due à la discontinuité du modèle INCL dans le traitement de la collision pour les cibles de masse supérieures à $A=18$, comme mentionné dans la section 5.1.1.1.

De manière générale, le modèle BIC ne reproduit pas les données expérimentales et ne doit pas être utilisé pour des simulations mettant en scène des systèmes et des énergies telles que ceux étudiés ici. Les modèles QMD et INCL sont un peu plus réalistes. D’un côté, le modèle INCL reproduit bien la contribution du quasi-projectile mais reproduit mal la production de fragments aux énergies intermédiaires. À l’inverse, le modèle QMD reproduit mieux la forme de la partie basse énergie mais prédit une énergie du quasi-projectile légèrement trop élevée. Cependant, pour les deux modèles, des lacunes sont observées dans la reproduction de la contribution de mi-rapacité. Cette observation est d’autant plus nette que la masse du noyau cible est élevée. En

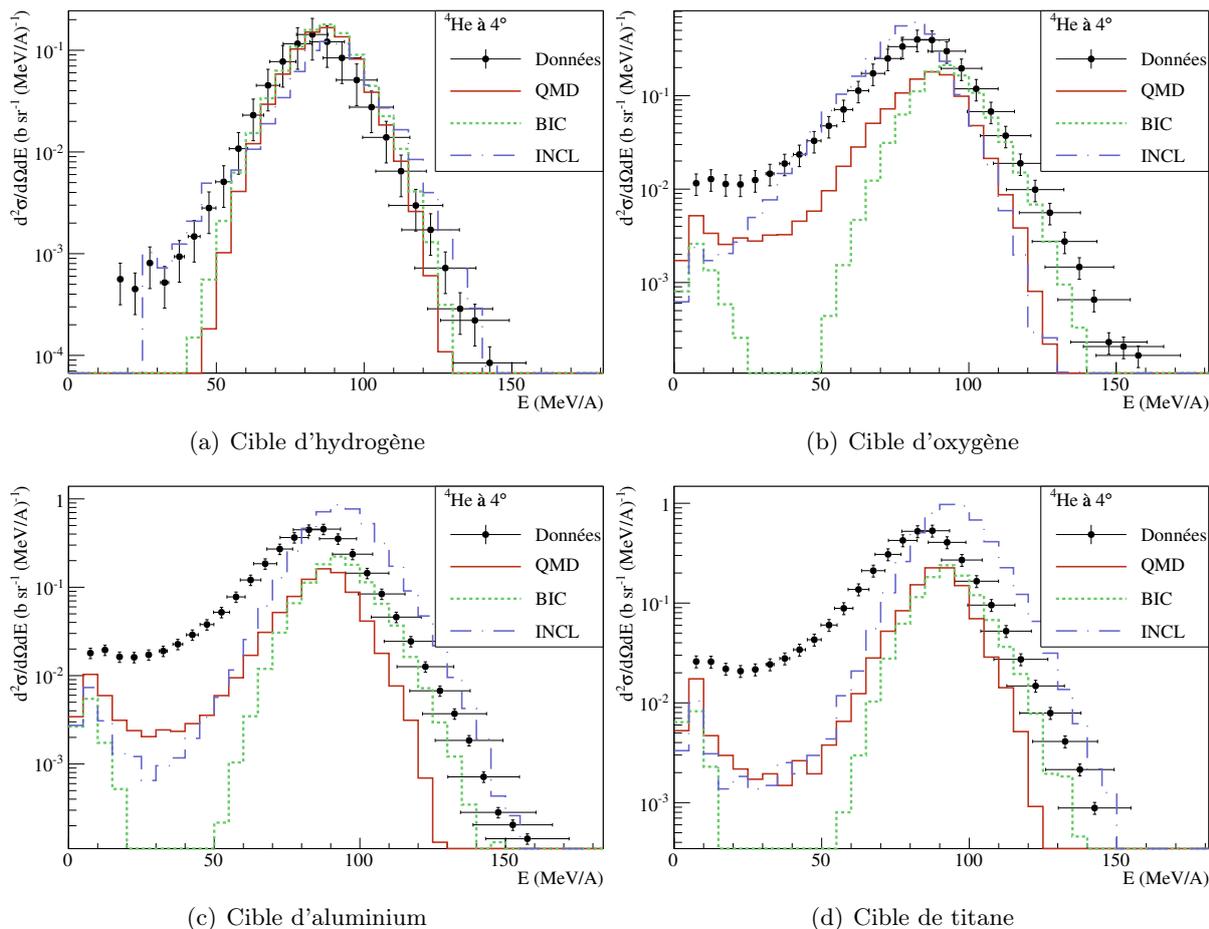


FIGURE 5.7 – Distribution en énergie des fragments ${}^4\text{He}$ émis à 4° pour les cible d’hydrogène, d’oxygène, d’aluminium et de titane . Les données expérimentales sont comparées aux prédictions des modèles QMD, BIC et INCL couplés au modèle de désexcitation FBU.

effet, la géométrie de la réaction implique que plus la cible est lourde, plus la zone de mi-rapidité est importante.

Dans le mécanisme de réaction appelé participant-spectateur, la contribution de mi-rapidité est issue de la zone de recouvrement des deux noyaux en collision. Il s’agit par conséquent d’une contribution géométrique, qui devient plus importante lorsque la masse de la cible augmente. C’est ce qui est observé expérimentalement. De la cible d’hydrogène à celle de titane, de plus en plus de fragments sont produits à basse énergie. Les trois modèles de voie d’entrée qui ont été étudiés ne sont pas capables de reproduire ce comportement. Comme nous allons le voir dans la suite, cela vient vraisemblablement du fait qu’aucun d’entre eux ne prend en compte la zone de recouvrement géométrique des noyaux entrant en collision pour produire des fragments à mi-rapidité. En toute rigueur, le modèle QMD doit la prendre en compte indirectement car tous les nucléons sont en interaction mais cette contribution reste tout de même sous-estimée.

Il est important de préciser que nous ne remettons pas en cause l’aptitude de ces modèles à reproduire les processus nucléaires de fragmentation dans leur globalité. L’ensemble de ces modèles n’ont à la base pas été développés pour ce genre de systèmes, notamment les modèles de cascade qui ont été utiliser en premier lieu pour étudier les collisions nucléon-noyau, et généralement à plus haute énergie. Nous remettons uniquement en cause leur validité pour le système étudié, c’est à dire pour reproduire la fragmentation de noyaux “légers” aux énergies intermédiaires (\sim

100 MeV/A).

5.2 HIPSE

5.2.1 Description du modèle

Nous venons de voir qu’aucun des modèles nucléaires proposés par le logiciel de simulation GEANT4 ne permet de reproduire les sections efficaces de fragmentation pour les systèmes étudiés. Nous avons choisi d’étudier un autre modèle, HIPSE (Heavy Ion Phase Space Exploration) [95]. Il s’agit d’un générateur d’événements, développé en grande partie par Denis Lacroix et Dominique Durand pour reproduire des phénomènes physiques observés dans les collisions nucléaires autour des énergies de Fermi. Il a été développé et utilisé à l’origine pour reproduire des systèmes étudiés sur le multi-détecteur INDRA [68], composés de noyaux beaucoup plus lourds que ceux étudiés dans cette thèse.

Contrairement aux modèles de GEANT4 utilisés dans la section précédente, ce modèle phénoménologique appréhende la collision suivant une approche géométrique, en suivant le mécanisme de réaction participant-spectateur (cf. Chap. 4, Sec. 4.1, p. 78). Le modèle HIPSE a été influencé par des observations expérimentales, ce qui a amené la description des processus de collision à être découpée en quatre étapes temporelles.

La première étape est une phase dite “d’approche”. Les positions et impulsions des nucléons du projectile et de la cible sont échantillonnés suivant une approximation de Thomas-Fermi, calculé à partir d’un potentiel réaliste de type Seyler-Blanchard [96]. L’évolution des deux partenaires de la réaction sont ensuite traités par des potentiels macroscopiques jusqu’au minimum d’approche des deux noyaux. Les propriétés cinématiques des nucléons sont définies par leur mouvement interne et par le mouvement relatif des deux partenaires de la réaction. La phase d’approche est effectuée suivant l’hypothèse dite de “l’approximation soudaine”, c’est à dire que les distributions d’impulsion des nucléons ne sont pas modifiées.

La seconde phase, appelée phase de formation de fragments, consiste, comme son nom l’indique à créer une partition initiale de fragments, constituée d’un quasi-projectile, d’une quasi-cible et d’un ensemble éventuel de fragments dits de mi-rapidité. Durant cette phase, un transfert de nucléon est possible entre le projectile et la cible. Des collisions nucléon-nucléon sont ensuite effectuées. Finalement un algorithme de coalescence dans l’espace des positions et des impulsions permet la formation de fragments parmi les nucléons de la zone de recouvrement des deux noyaux.

La troisième étape, appelée phase de “freeze-out” permet la propagation des fragments de la partition initiale pendant un temps d’environ 50 fm/c. Une importante réorganisation spatiale est alors effectuée, suivie d’un test de fusion entre fragments, empêchant deux fragments de se séparer lorsque leur énergie relative est plus faible que la barrière de fusion.

Finalement, la dernière étape de ce modèle est la phase de désexcitation. De même que pour les modèles de GEANT4, une énergie d’excitation est calculée pour chaque fragment. Le modèle d’évaporation SIMON [97] est ensuite utilisé pour les faire décroître vers leur état final en suivant le formalisme de l’évaporation de Weisskopf [92].

Le modèle HIPSE comprend un certain nombre de paramètres. Certains ont été fixés et sont indépendants du système étudiés, mais trois paramètres restent à ajuster en fonction des noyaux et des énergies mis en jeu. Ces trois paramètres sont la dureté du potentiel α_a , le pourcentage d’échange de nucléons entre le projectile et la cible β et le pourcentage de collisions entre les nucléons de la zone de recouvrement x_{col} . Les résultats de simulations avec le modèle HIPSE qui vont être présentés dans la suite ont été obtenus avec les valeurs de paramètres $\alpha_a = 0.3$, $\beta = 0.2$ et $x_{col} = 0.1$ qui sont conseillées à 95 MeV/A [98].

5.2.2 Comparaisons aux données expérimentales

Comme cela a été fait pour les modèles de GEANT4, les prédictions du modèle HIPSE en ce qui concerne les taux de production des différents fragments, les distributions angulaires et les distributions en énergie vont maintenant être comparées aux données expérimentales.

5.2.2.1 Sections efficaces de production

La figure 5.8 représente les sections efficaces de production obtenues pour la plupart des isotopes avec le modèle HIPSE. Elles sont comparées à celles obtenues avec les trois modèles de voie d'entrée de GEANT4 couplés au modèle de désexcitation Fermi Break-Up et aux données expérimentales.

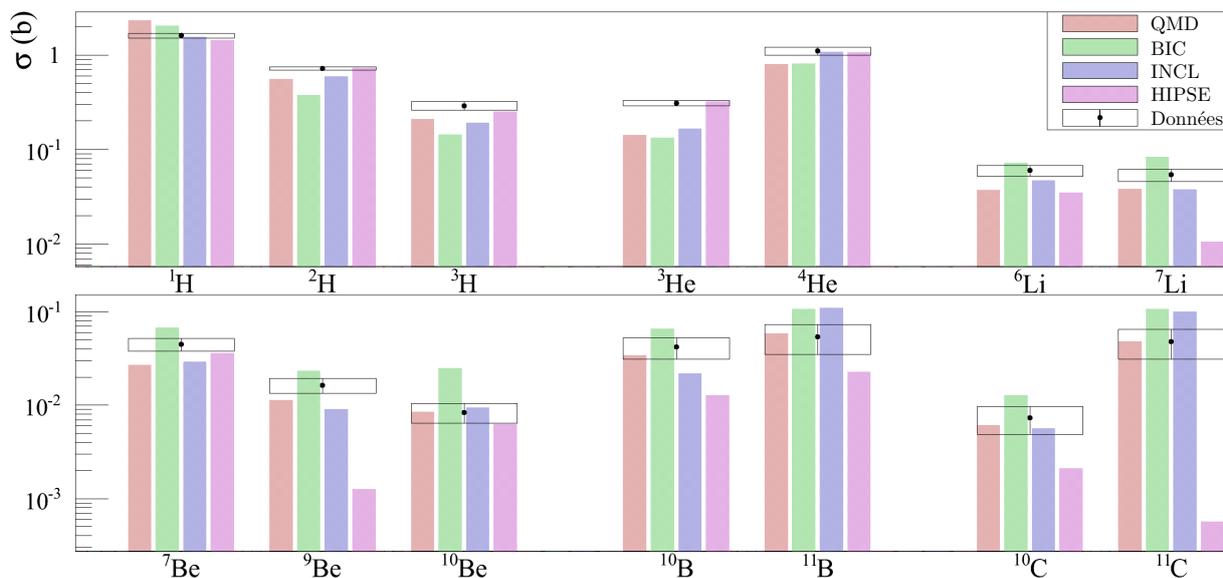


FIGURE 5.8 – Comparaison entre les sections efficaces de production pour la plupart des isotopes obtenus avec le modèle HIPSE et celles prédites par les trois modèles de voie d'entrée de GEANT4 couplés au modèle de désexcitation Fermi Break-Up.

Le modèle HIPSE reproduit très bien la production des fragments légers ($A < 5$). Les sections efficaces de production sont par contre moins proches des données pour tous les fragments plus lourds qui ont tendance à être sous-estimés. Cela laisse à penser que la désexcitation du quasi-projectile, qui domine largement la production des fragments lourds, est mal traitée alors que la contribution de mi-rapacité, qui elle est plutôt peuplée par des fragments légers, est bien modélisée. Un autre modèle de désexcitation a été essayé, le modèle GEMINI++ [99], mais n'a pas donné de résultats plus satisfaisants. Suites aux observations faites sur les modèles de désexcitation de GEANT4, il pourrait être intéressant d'utiliser un modèle de désexcitation de type Fermi Break-Up mais cela n'a pas été effectué dans cette étude.

Pour comparer les taux de production dans leur ensemble avec ceux prédits par les modèles de GEANT4, le paramètre de χ^2 défini par l'équation 5.1 (sec. 5.1.2.1, p. 106) a été recalculé pour le modèle HIPSE. Il est représenté sur la figure 5.9 et comparé aux valeurs de χ^2 obtenues pour les modèles de GEANT4, toujours couplés au modèle de désexcitation Fermi Break-Up.

D'après le résultat du calcul de χ^2 de la figure 5.9, il apparaît que le modèle HIPSE donne des résultats légèrement meilleurs que le modèle INCL, qui était le plus prédictif des trois modèles de GEANT4 en ce qui concerne les taux de production. En effet, bien que la production de

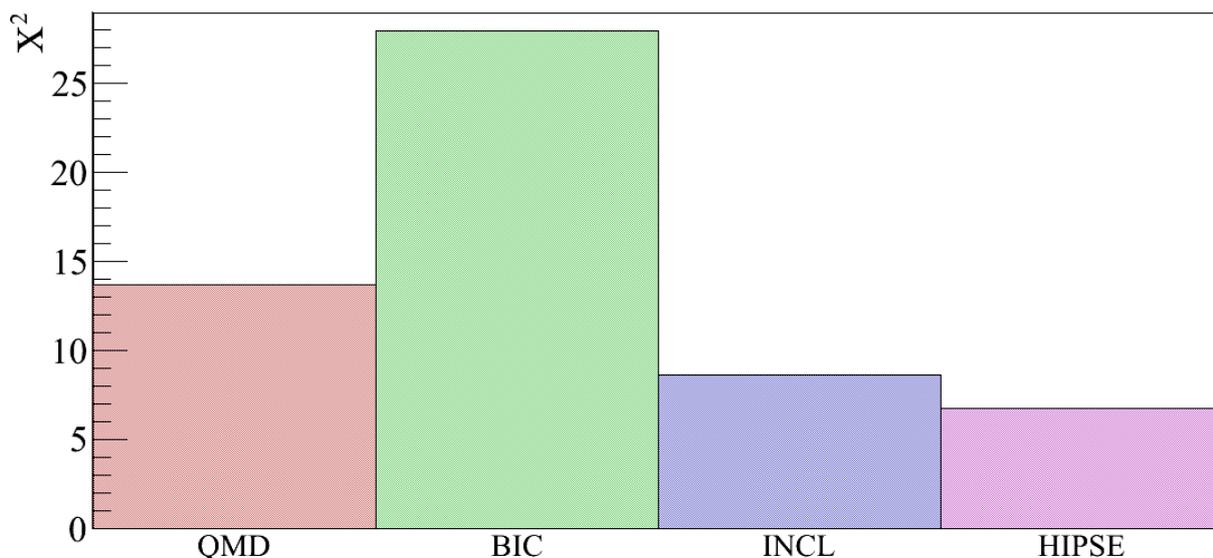


FIGURE 5.9 – Comparaison entre le calcul de χ^2 obtenue pour le modèle HIPSE et ceux des trois modèles de voie d’entrée de GEANT4 couplés au modèle de désexcitation Fermi Break-Up.

fragments lourds soit mal reproduite, les légers le sont très bien et ce sont eux qui dominent la statistique et qui, par conséquent, ont les plus faibles incertitudes expérimentales. Les fragments fragments lourds, pour lesquels les incertitudes sont plus élevées, contribuent donc moins à la valeur totale du χ^2 .

5.2.2.2 Distributions angulaires

La figure 5.10 représente les distributions angulaires de différents fragments allant des protons au ^{11}C , obtenues avec le modèle nucléaire HIPSE lors de la fragmentation d’un faisceau de ^{12}C à 95 MeV/A sur cible de carbone. Ces distributions simulées y sont comparées au données expérimentales présentées dans le chapitre précédent. Pour des raisons pratiques de représentation, les sections efficaces des protons et des fragments de ^7Be ont été multipliées par 10.

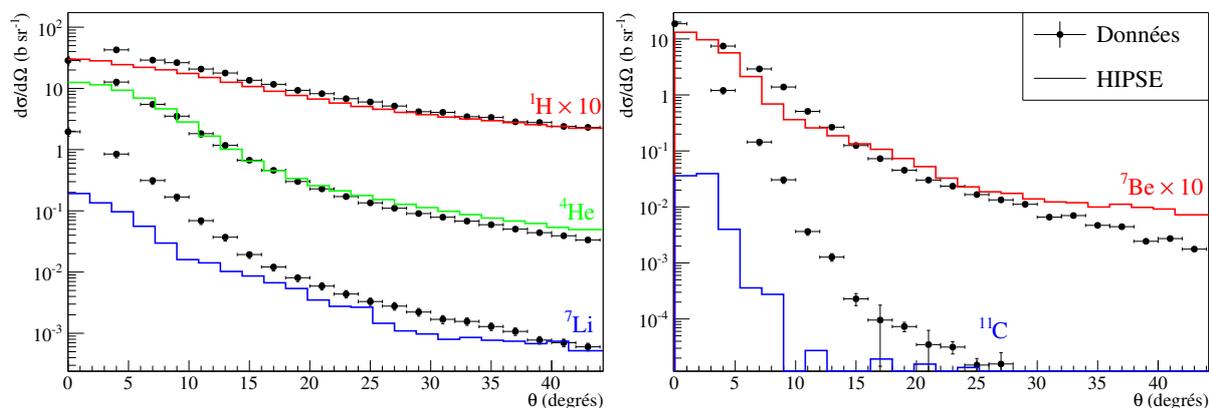


FIGURE 5.10 – Comparaison entre les résultats prédits par le modèle HIPSE et les données expérimentales pour les distributions angulaires de différents fragments allant des protons au ^{11}C lors de la fragmentation d’un faisceau de ^{12}C à 95 MeV/A sur cible de carbone.

Dans l’ensemble, les distributions angulaires expérimentales sont assez bien reproduites par le

modèle HIPSE. A l'inverse des modèles de GEANT4, les angles avants ($<15^\circ$) sont généralement moins bien reproduits que les grands angles. Mis à part pour les fragments de ${}^7\text{Be}$, les distributions des fragments lourds ($A>4$) sont mal reproduites. Il semblerait d'après ces observations que la contribution du projectile soit mal reproduite et que celle de la mi-rapacité soit plus réaliste. Pour des conclusions plus précises, il convient maintenant de regarder les résultats obtenus sur les distributions en énergie.

5.2.2.3 Distributions en énergie

La figure 5.11 représente les distributions en énergie des fragments ${}^1\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$, émis à 4, 17 et 31° pour la cible de carbone.

Comme nous le supposions lors des comparaisons sur les distributions angulaires, ces distributions confirment que la contribution du quasi-projectile est mal reproduite par le modèle HIPSE. Quelle que soit l'isotope, le pic proche de l'énergie du faisceau observé à faible angle, constitué des fragments issus de la désexcitation du quasi-projectile, est mal reproduit. Cependant, plus l'angle d'émission est élevé, plus l'écart entre les données et le modèle est faible. Pour un angle d'émission de 31° , les distributions de tous les isotopes sont très bien reproduites. Cette bonne description des particules émises à grand angle et à basse énergie vient vraisemblablement du fait que le modèle HIPSE traite la collision en suivant une approche géométrique participant-spectateur lors de la production de fragments.

Pour conclure, le modèle HIPSE ne nous permet pas de reproduire avec précision l'ensemble des sections efficaces doublement différentielles pour les systèmes étudiés. Cependant, des informations intéressantes ont été apportées. En effet, bien que le modèle HIPSE semble mal reproduire la contribution du quasi-projectile, les contributions de basses énergies et grand angles sont particulièrement bien reproduites par rapport à ce qui a été observé avec les modèles de GEANT4. La particularité principale du modèle HIPSE comparé aux modèles précédemment étudiés est de prendre en compte la zone de recouvrement géométrique des noyaux entrant en collision pour produire des fragments à mi-rapacité. Cette approche géométrique semble donc nécessaire pour permettre la reproduction des énergies intermédiaires.

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, des comparaisons ont été effectuées entre les données expérimentales et les modèles nucléaires présents dans le logiciel de transport GEANT4 d'une part, et le modèle phénoménologique HIPSE d'autre part.

En ce qui concerne les modèles de GEANT4, trois modèles de voie d'entrée ont été étudiés, le modèle *G4QMDReaction* (QMD), le modèle *G4BinaryLightIonReaction* (BIC) et le modèle *INCL++* (INCL). Ils ont été couplés à deux modèles de désexcitation, l'évaporation généralisée (GEM) et le Fermi Break-Up (FBU).

Il est apparu qu'aucune de ces six combinaisons de modèles n'est à même de reproduire les données expérimentales avec précision, que ce soit en terme de taux de production, de distribution angulaire ou de distribution en énergie.

Cette étude comparative des modèles de GEANT4 a montré que l'utilisation d'un modèle de Fermi Break-Up pour traiter la désexcitation des espèces produites dans la voie d'entrée donnait de meilleurs résultats que l'utilisation d'un modèle d'évaporation. Cette observation a également été faite dans d'autres travaux, à plus haute énergie [59, 93].

En ce qui concerne les distributions angulaires, mis à part le modèle INCL qui reproduit bien les protons (malgré une légère sous-estimation aux angles avant) et les particules α , ces modèles ne sont pas capables de reproduire les observations expérimentales. Le modèle QMD est le plus

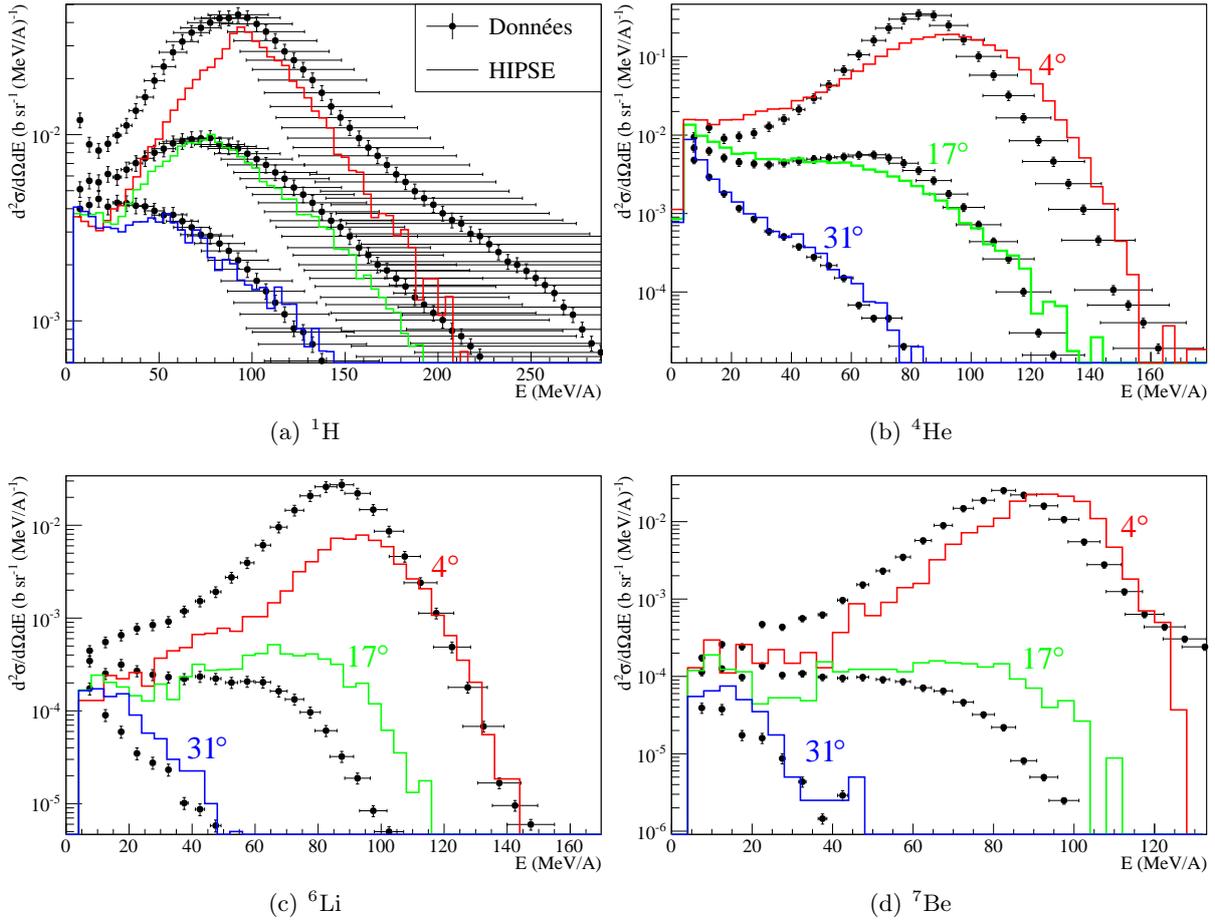


FIGURE 5.11 – Distributions en énergie des fragments ^1H , ^4He , ^6Li et ^7Be , émis à 4, 17 et 31° lors de la fragmentation d'un faisceau de ^{12}C à 95 MeV/A sur cible de carbone. Les résultats obtenus avec le modèle HIPSE sont comparés aux données expérimentales.

éloigné et présente pour les fragment de $Z > 1$ une forme étrange avec un maximum autour de 7° et une chute de la distribution jusqu'à 0° .

Au contraire, QMD est le modèle qui reproduit le mieux la forme des distributions en énergie pour l'ensemble des fragments considérés. Mis à part pour la cible d'hydrogène, le modèle BIC ne parvient pas à produire des distributions en énergie réalistes, en particulier, l'énergie du quasi-projectile est constante et égale à l'énergie du faisceau, quel que soit son angle d'émission. Il ne produit en outre aucune particule de mi-rapidité. Pour ce qui est du modèle INCL, il reproduit dans l'ensemble bien la contribution du quasi-projectile pour des cibles masse inférieure à $A=18$.

Ces conclusions faites sur les modèles de GEANT4 semblent cohérentes avec celles faites à plus basse énergie. En effet, dans les travaux de De Napoli *et al.* [61], des comparaisons ont été faites entre les modèles BIC et QMD de GEANT4 pour la reproduction des sections efficaces de fragmentation du carbone à 62 MeV/A. Ils en avaient conclu que le modèle BIC reproduisait mieux les distributions angulaires que QMD et qu'à l'inverse, le modèle QMD reproduisait mieux la forme des distributions en énergies que BIC. Les tendances de ces modèles semblent donc identiques entre 62 et 95 MeV/A. De plus, une meilleure reproduction des processus de fragmentation pour le modèle QMD que pour le modèle BIC a également été observée à plus haute énergie (400 MeV/A) dans les travaux sur cible épaisse réalisés par Böhlen *et al.* [59]. Cependant, lors de ces deux études, aucune simulation n'a été effectuée avec le modèle INCL. Les comparaisons entre les données de l'expérience E600 et les différents modèles de GEANT4

ont fait l'objet d'une publication [100]

Finalement, une étude sur la dépendance à la masse de la cible a montré que les trois modèles de voie d'entrée étudiés ne sont pas capables de reproduire de manière réaliste la production de fragments, mis à part pour la cible d'hydrogène. De plus, les écarts entre modèles et données expérimentales sont d'autant plus grand que la masse de la cible est élevée, et en particulier en ce qui concerne la production de fragments aux énergies intermédiaires. Or, aucun de ces modèles ne prend en compte la zone de recouvrement géométrique des deux noyaux entrant en collision pour produire des fragments aux énergies intermédiaires.

Enfin, des simulations utilisant le code de simulation HIPSE ont été effectuées. Il s'agit d'un modèle phénoménologique qui traite la collision à partir d'une approche géométrique participant-spectateur. Il est alors apparu que la contribution du quasi-projectile n'est pas correctement reproduite par le modèle HIPSE. Par contre, les énergies intermédiaires et les grands angles, qui correspondent à la contribution de mi-rapacité, est ici bien mieux reproduite que pour ce que nous avons pu voir avec les modèles de GEANT4. Il semble donc essentiel de considérer cette zone de recouvrement géométrique pour reproduire correctement les contributions observées aux énergies intermédiaires.

Pour ce qui est de la mauvaise reproduction de la contribution du quasi-projectile, le modèle de désexcitation peut probablement être en cause (ou au moins en partie). Le modèle HIPSE a été développé pour des systèmes beaucoup plus gros que ceux étudiés ici et pour des énergies généralement plus basses (quelques dizaines de MeV/A). Les modèles d'évaporation sont dans ce cas justifiés et ont déjà fait leurs preuves. Cependant, pour un petit système comme le notre, un modèle de Fermi Break-Up serait probablement plus réaliste, c'est d'ailleurs ce qui a été observé sur les modèles de désexcitation de GEANT4.

Développement d'un nouveau modèle nucléaire : SLIPIE

Sommaire

Introduction	122
6.1 Description du modèle	122
6.1.1 Modélisation de la “voie d’entrée”	123
6.1.1.1 Initialisation du système	123
6.1.1.2 Approche géométrique	123
6.1.1.3 Collisions nucléons-nucléons entre les participants	125
6.1.1.4 Estimation théorique du facteur de collision	126
6.1.1.5 Coalescence aléatoire entre les participants	129
6.1.1.6 Calcul des énergies d’excitation	130
6.1.1.7 Conservation de l’énergie totale	132
6.1.2 Modélisation de la “voie de sortie”	134
6.2 Comparaisons aux données expérimentales	136
6.2.1 Sections efficaces de production	137
6.2.2 Sections efficaces différentielles en angle	138
6.2.3 Sections efficaces doublement différentielles en énergie et en angle	140
6.2.4 Origine des fragments	141
6.3 Conclusion	143

Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'ensemble des modèles nucléaires actuellement disponibles (du moins ceux de GEANT4 et HIPSE) ne sont pas capable de reproduire les processus de fragmentation du carbone à 95 MeV/A. D'après des études faites pour d'autres énergies, des conclusions similaires ont été observées à 62 MeV/A [61] et jusqu'à 400 MeV/A [59]. D'après les résultats obtenus avec le modèle HIPSE, il apparaît nécessaire, pour reproduire correctement les émissions de fragments aux énergies intermédiaires, de prendre en considération la zone de recouvrement géométrique des deux noyaux entrant en collision. Nous avons alors décidé, en collaboration avec Dominique Durand (LPC Caen) de développer un nouveau modèle de fragmentation basé sur l'hypothèse de cette approche géométrique : le modèle SLIPIE[✱] (Simulations of Light Ions Induced Processes at Intermediate Energies).

Ce dernier chapitre est consacré à la description de ce nouveau modèle et à la comparaison des résultats obtenus avec les données expérimentales.

6.1 Description du modèle

Le modèle que nous proposons est un modèle semi-microscopique. C'est à dire que les degrés de libertés seront traités conjointement à l'échelle du nucléon et à l'échelle du noyau. Ce modèle s'appuie sur la représentation géométrique "participant-spectateur", déjà décrite dans les chapitres précédents. Ce modèle repose sur deux hypothèses principales. La première consiste à traiter l'ensemble de la collision de manière quasi-statique. En effet, nous ne considérons pas l'ensemble de l'évolution spatio-temporelle du système comme dans le cas des modèles dynamiques. Dans la suite, nous supposons que les processus de fragmentation et d'agrégation sont suffisamment rapides pour que la distribution d'impulsions initiale n'ait pas le temps de se thermaliser à l'exception de quelques collisions nucléon-nucléon dites dures, qui interviennent dans la zone de recouvrement des deux noyaux dans les tout premiers instants de la réaction. En d'autres termes, nous considérons une sorte d'approximation soudaine avec une distribution d'impulsion figée et une forte mémoire des conditions initiales. La deuxième hypothèse est de ne considérer que l'espace des impulsions dans la totalité du calcul.

De la même manière que dans les modèle précédemment étudiés, nous traitons la collision en deux étapes :

- La première étape est assimilable à ce que nous appelons voie d'entrée pour les modèles de GEANT4. Cette première partie du calcul traite la collision depuis l'initialisation du système composé du projectile et de la cible jusqu'à la formation de fragments dans la zone de recouvrement, ainsi que du quasi-projectile et de la quasi-cible, lesquels sont laissés dans un état excité.
- La seconde étape traite la désexcitation statistique des espèces produites dans la voie d'entrée. Du fait de la petite taille des systèmes étudiés ici, nous avons opté pour un modèle de Fermi Break-Up (FBU). Ce type de modèle est d'autant plus justifié que l'étude des modèles de voie de sortie de GEANT4 à montré que l'utilisation d'un modèle de type FBU donnait des résultats plus proches des données expérimentales.

L'ensemble de ce modèle a été développé en utilisant de langage de programmation C++, à partir des outils fournis par les logiciels ROOT et KaliVeda. Les différents ingrédients qui composent ce modèle vont maintenant être détaillés. Nous nous concentrerons dans un premier temps sur les spécificités de la modélisation de la voie d'entrée, puis sur le processus de désexcitation.

6.1.1 Modélisation de la “voie d’entrée”

6.1.1.1 Initialisation du système

Avant de traiter la collision en elle même, il convient de préparer le système dans son état initial. Cette étape consiste à générer un projectile se déplaçant à la vitesse du faisceau et une cible fixe.

Une des hypothèses principales de ce modèle est de traiter l’ensemble de la collision dans l’espace des impulsions uniquement. La première chose à faire est donc de construire le projectile et la cible à partir d’un nombre de protons $N_p(Proj)$, $N_p(Cible)$ et de neutrons $N_n(Proj)$, $N_n(Cible)$. Les impulsions des nucléons sont alors échantillonnées à partir des distributions d’impulsion prédites par le modèle en couche :

$$\frac{dN}{dp} = \left[1 + \frac{(A-4) \times b_0 \times p^2}{6} \right] \times p^2 e^{-b_0 p^2}, \quad (6.1)$$

où A représente la masse du noyau et $b_0 = 68.5 \times 10^{-6}$ (MeV/c)² est un paramètre phénoménologique [101, 102].

Cette échantillonnage se fait par une méthode de rejet appelée rejet de von Neumann [103]. Cette méthode est utilisée pour engendrer indirectement une variable aléatoire de densité de probabilité f définie sur $[x_{min}; x_{max}]$. L’algorithme utilisé est le suivant :

1. Un nombre aléatoire X est choisi uniformément entre dans l’intervalle $[x_{min}; x_{max}]$.
2. Un nombre aléatoire Y est choisi uniformément sur l’intervalle $[0; \max(f)]$.
3. Si $Y < f(X)$ alors X est accepté comme tirage aléatoire de distribution f . Sinon, reprendre l’étape n°1.

Pour tous les calculs cinématiques effectués dans la voie d’entrée, les impulsions des noyaux sont calculées en sommant les impulsions individuelles des nucléons qui les composent. Les propriétés cinématiques du projectile et de la cible sont donc obtenues à partir de leurs nucléons dont les impulsions individuelles viennent d’être échantillonnées. De ce fait le projectile et la cible ainsi créés ne sont pour le moment pas au repos. Pour cela, une correction de centre de masse est nécessaire : l’impulsion par nucléon \vec{P}_{CM}/A du centre de masse du noyau est alors calculée, puis retranchée à chaque nucléon. La figure 6.1 représente les composantes P_x , P_y et P_z obtenues avant (en bleu) et après (en rouge) cette correction du centre de masse, pour un ensemble de 10^5 ^{12}C générés. Les distributions ont été normalisées à 1. La correction de centre de masse n’affecte que légèrement la distribution d’impulsion des nucléons (-4.1% sur l’écart type de la distribution).

Une fois les noyaux projectile et cible créés au repos, le projectile est accéléré à la vitesse v du faisceau en appliquant un “boost” relativiste le long de l’axe \vec{u}_z . Les nouvelles impulsions p'_z des nucléons du projectile sont donc obtenues à partir de la transformation de Lorentz suivante :

$$\begin{pmatrix} E/c \\ P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'/c \\ P'_x \\ P'_y \\ P'_z \end{pmatrix} \quad \text{Soit :} \quad \begin{cases} E'/c = E/(\gamma c) + \beta p_z \\ P'_x = P_x \\ P'_y = P_y \\ P'_z = p_z/\gamma + \beta E \end{cases} \quad (6.2)$$

avec $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ et $E = T + mc^2$ l’énergie totale du nucléon.

6.1.1.2 Approche géométrique

Il convient maintenant, aux vues des considérations précédentes, de dissocier les nucléons en deux catégories. Ceux situés dans la zone de recouvrement des deux noyaux seront labellisés

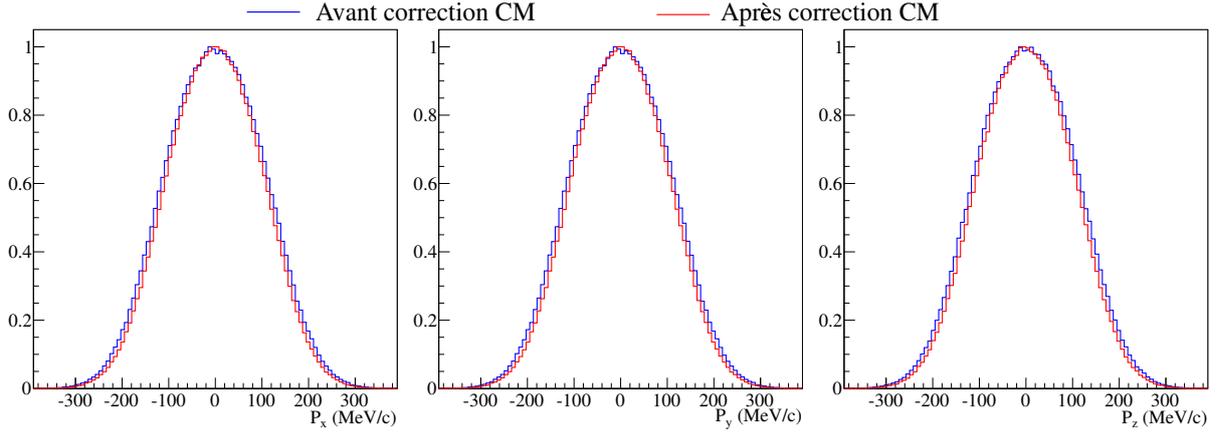


FIGURE 6.1 – Représentation des composantes P_x , P_y et P_z obtenues avant (en bleu) et après (en rouge) correction du centre de masse, pour un ensemble de 10^5 ^{12}C générés. Les distributions ont été normalisées à 1.

comme participants et les autres comme spectateurs. Il est donc nécessaire de déterminer un paramètre d'impact b afin de faire le calcul géométrique de la zone de recouvrement. Ce paramètre d'impact est choisi aléatoirement entre zéro et b_{max} , b_{max} étant égal à la somme des rayons R_i du projectile et de la cible, calculés comme suit [77] :

$$R_i = 1.28A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8A_i^{-1.3} \quad (\text{fm}), \quad (6.3)$$

où A_i est la masse du noyau considéré.

Cependant, pour avoir une distribution uniforme en paramètres d'impact, il ne faut pas tirer un nombre aléatoire uniforme entre 0 et b_{max} . En effet, la probabilité d'avoir un paramètre d'impact est d'autant plus importante que b est élevé (proportionnel au périmètre du cercle de rayon b). Le tirage aléatoire du paramètre d'impact se fait comme suit :

$$b = b_{max} \times \sqrt{rdm} \quad (6.4)$$

où rdm est un nombre aléatoire tiré uniformément entre 0 et 1.

La notion de zone de recouvrement est ici "fictive" puisque les calculs ne s'effectuent que dans l'espace des impulsions. Les nucléons participants du projectile et de la cible sont alors choisis au hasard, et leur nombre dépend de leur volume de recouvrement respectif. Pour connaître le nombre de nucléons participants à sélectionner dans le projectile et dans la cible, un calcul est effectuée au début de la simulation. Ce calcul génère par Monte-Carlo les fonctions de recouvrement du projectile et de la cible. Ces fonctions représentent pour chaque paramètre d'impact accessible la proportion de recouvrement, soit le rapport entre le volume du noyau dans la zone de recouvrement et le volume total du noyau. La figure 6.2 représente ces fonctions de recouvrement pour les systèmes $^{12}\text{C}+^1\text{H}$ (bleu), $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (vert), et $^{12}\text{C}+^{48}\text{Ti}$ (rouge). Les fonctions associées au recouvrement du projectile sont représentées en pointillés fins, celles associées au recouvrement de la cible sont en pointillés larges. Les système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ est particulier, du fait de sa symétrie, les fonctions de recouvrement sont identiques pour le projectile et la cible.

La procédure suivie pour sélectionner les nucléons participants est donc la suivante :

- Un paramètre d'impact est choisi (ex : $b=3\text{fm}$).
- La proportion de recouvrement du projectile est de la cible sont calculés (ex : cas du système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \Rightarrow f(\text{Proj}) = f(\text{Cible}) = 0.28$).

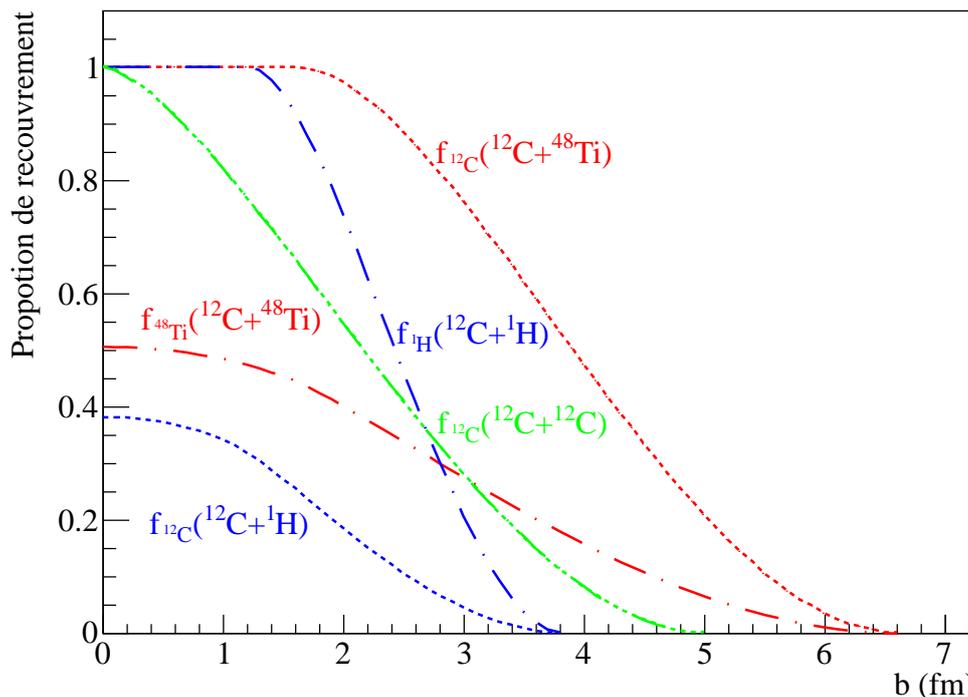


FIGURE 6.2 – Fonctions de recouvrement des systèmes $^{12}\text{C}+^1\text{H}$, $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, et $^{12}\text{C}+^{48}\text{Ti}$

- $N_{\text{Proj}}^{\text{part}}$ et $N_{\text{Cible}}^{\text{part}}$ nucléons sont pris du projectile et de la cible proportionnellement à leur volume de recouvrement, arrondi à l'entier le plus proche (ex : $f(\text{Proj}) \times A_{\text{Proj}} = 0.28 \times 12 = 3.36 \Rightarrow N_{\text{Proj}}^{\text{part}} = 3$). Ils sont alors retirés du projectile et de la cible et labellisés comme participants. Tous les nucléons restant sont labellisés spectateurs et constitueront le quasi-projectile et la quasi-cible.

6.1.1.3 Collisions nucléons-nucléons entre les participants

La zone participante (ou zone de mi-rapidité) est donc dorénavant constituée de $N_{\text{Proj}}^{\text{part}} + N_{\text{Cible}}^{\text{part}}$ nucléons. Aux énergies intermédiaires, les collisions nucléon-nucléon entre participants sont importantes et doivent être prises en compte pour reproduire la cinématique des particules légères ($A \leq 4$). Le nombre de collisions subies par participant est déterminé par le paramètre x_{coll} . Seules les collisions mettant en jeu un nucléon originaire du projectile et un nucléon originaire de la cible sont considérées. Le nombre total de collisions est déterminé comme suit :

$$N_{\text{coll}} = x_{\text{coll}} \times \min(N_{\text{Proj}}^{\text{part}}, N_{\text{Cible}}^{\text{part}}) \quad (6.5)$$

où $\min(N_{\text{Proj}}^{\text{part}}, N_{\text{Cible}}^{\text{part}})$ sélectionne la plus petite valeur entre $N_{\text{Proj}}^{\text{part}}$ et $N_{\text{Cible}}^{\text{part}}$.

Les N_{coll} collisions sont ensuite effectuées en sélectionnant au hasard un nucléon participant originaire du projectile et un nucléon participant originaire de la cible. Les deux nucléons sont alors placés dans le référentiel de leur centre de masse. Un angle de diffusion aléatoire est choisi. La distribution est isotrope dans le cas des collisions p+p ou n+n. Le cas des collisions n+p est particulier, l'angle de diffusion est alors échantillonné suivant la section efficace différentielle en

angle des collisions n+p. Ces sections efficaces sont paramétrisées comme suit [104] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_{lab}, \theta) = \frac{17.42}{1 + 0.05 \times (E_{lab}^{0.7} - 15.5)} \times \exp \left[\alpha \left(\cos^2 \theta + \sin^2 \frac{\theta}{7} - 1.0 \right) \right], \quad (6.6)$$

$$\text{avec } \alpha = 0.125 (E_{lab}^{0.54} - 4.625) \text{ pour } E_{lab} \leq 100 \text{ MeV},$$

$$\text{et } \alpha = 0.065 (36.65 - E_{lab}^{0.58}) \text{ pour } E_{lab} > 100 \text{ MeV}.$$

Il se trouve que la paramétrisation de α indiquée dans l'article de Li et Machleidt [104] est incorrecte. Nous avons contacté les auteurs qui nous ont donné les valeurs correctes de ces paramètres (valeurs présentes dans l'équation 6.6. Une fois l'angle de diffusion déterminé, les nouvelles impulsions des nucléons sont calculées dans le référentiel du laboratoire.

La figure 6.3 représente les distributions normalisées d'impulsions des nucléons participants avant (en bleu) et après collision (en rouge) pour des valeurs de $x_{coll} = 1.0, 2.0$ et 5.0 , calculées pour un paramètre d'impact $b = 0$. Les distributions suivant l'axe \vec{u}_z donnent l'impression qu'il y a plus de nucléons provenant du projectile que de la cible. Il s'agit en fait d'un effet relativiste qui, du fait du "boost" de la vitesse du faisceau, rend la distribution d'impulsion des nucléons du projectile légèrement plus fine. En incluant des collisions, les distributions p_x et p_y (plan radial au faisceau) sont élargies et les distributions p_z venant du projectile et de la cible se recouvrent. C'est sur l'axe \vec{u}_z que l'effet est le plus important. Bien que pour un nombre de collision par participant $x_{coll} = 1.0$, la distribution d'impulsion finale garde toujours en mémoire les deux contributions venant du projectile et de la cible, c'est de moins en moins le cas en augmentant le nombre de collisions. Pour une valeur de $x_{coll} = 5.0$, les deux contributions deviennent indiscernables.

6.1.1.4 Estimation théorique du facteur de collision

Afin de fixer la valeur de ce paramètre, une première approche consiste à utiliser les données expérimentales. Il se trouve que le nombre de collisions n'influence que très peu la cinématique des fragments. Son effet majeur est observé sur la cinématique des protons (et des neutrons). La figure 6.4 représente la distribution angulaire finale des protons prédite par le modèle, émis dans la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (à 95 MeV/A) pour différentes valeurs de x_{coll} . Il apparaît que le meilleur accord entre le modèle et les données est obtenu pour des valeurs de x_{coll} comprises autour de 1 ou 2. L'inconvénient de cette approche est de devoir déterminer ce facteur de collision pour chaque système (projectile, cible et énergie).

Une autre approche possible consiste à calculer, sous certaines hypothèses, le nombre de collisions par nucléon incident à partir de la section efficace de collision nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire. Pour l'obtenir, il convient de déterminer dans un premier temps la section efficace de collision nucléon-nucléon libre σ_{NN}^{free} . Elle peut être obtenue à partir de la paramétrisation suivante [105] :

$$\sigma_{nn} = \sigma_{pp} = \left(\frac{10.63}{\beta^2} - \frac{29.92}{\beta} + 42.9 \right) \text{ mb}, \quad \sigma_{np} = \sigma_{pn} = \left(\frac{34.10}{\beta^2} - \frac{82.2}{\beta} + 82.2 \right) \text{ mb}, \quad (6.7)$$

où β est la vitesse de la particule incidente divisée par la vitesse de la lumière et s'exprime en fonction de l'énergie cinétique T :

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\frac{T}{mc^2} + 1} \right)^2}. \quad (6.8)$$

Pour $T = 95 \text{ MeV}$, on obtient ainsi $\beta = 0.419$ et $\sigma_{NN}^{free} = (\sigma_{nn} + \sigma_{np})/2 = (32.04 + 80.25)/2 = 56.15 \text{ mb}$. Cette section efficace de collision libre doit ensuite être corrigée du blocage de Pauli

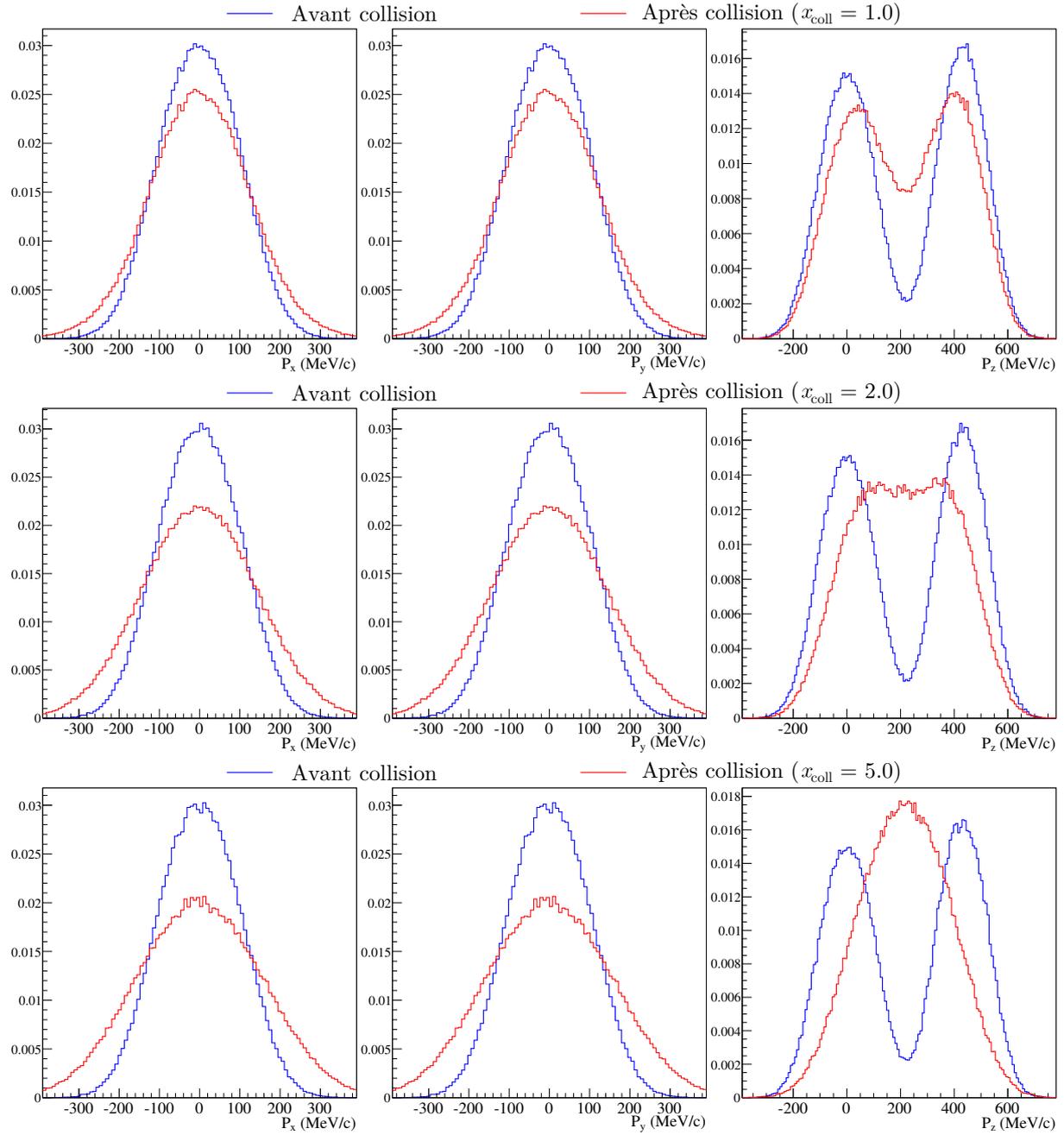


FIGURE 6.3 – Distributions d’impulsions normalisées des nucléons participants avant (en bleu) et après collision (en rouge) pour différentes valeurs de x_{coll} projetées sur les axes \vec{u}_x (gauche), \vec{u}_y (milieu) et \vec{u}_z (droite).

qui interdit certaines configurations de collisions dans l’état final. Ce facteur correctif α_{Pauli} peut se paramétrer comme suit [105] :

$$\alpha_{Pauli} = \begin{cases} 1 - \frac{7}{5}\xi & , \text{for } \xi \leq \frac{1}{2} \\ 1 - \frac{7}{5}\xi + \frac{2}{5}\xi \left(2 - \frac{1}{\xi}\right)^{5/2} & , \text{for } \xi > \frac{1}{2} \end{cases} \quad (6.9)$$

avec $\xi = E_F/E$ où E_F est l’énergie de Fermi prise ici égale à 38 MeV et E l’énergie du nucléon incident pris dans notre cas à 95 MeV en moyenne, soit une valeur de $\alpha_{Pauli} = 0.44$. On obtient

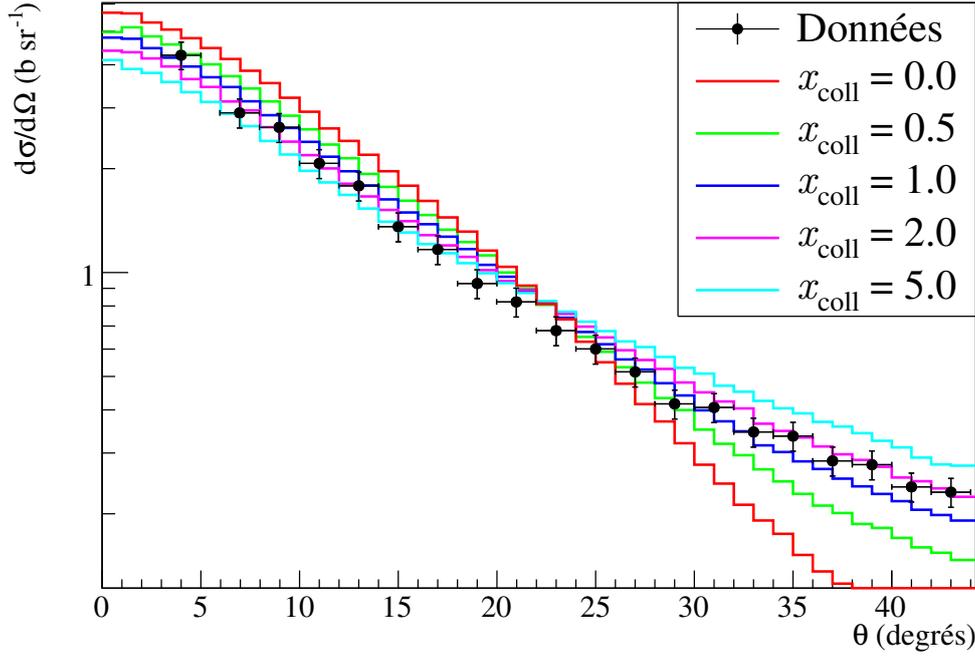


FIGURE 6.4 – Distribution angulaire finale des protons émis dans la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (95 MeV/A) pour différentes valeurs de x_{coll} .

au final $\sigma_{NN}^{\text{free}} = 0.44 \times 56.15 = 24.8$ mb.

Il existe d'autres méthodes pour calculer cette section efficace de collision dans le milieu nucléaire comme par exemple celle décrite dans [106]. Dans cette étude, $\sigma_{NN}^{\text{free}} = 28.5$ mb pour des énergies comprises autour de 95 MeV et pour une densité nucléaire de 0.168 fm^{-3} correspondant à la valeur d'équilibre. Ces valeurs doivent toutefois être manipulées avec précaution car elles sont basées sur certaines hypothèses non vérifiées pour des systèmes légers telles que la valeur de la densité de la matière nucléaire. Il faut plutôt les considérer comme un ordre de grandeur permettant de vérifier la cohérence avec les observations expérimentales.

Le nombre de collision par nucléon incident est ensuite obtenu en calculant, pour un paramètre d'impact $b = 0$, le nombre de collisions subies par un nucléon incident dans un cylindre de rayon r et d'épaisseur dr , intégré sur l'ensemble de la sphère. Le nombre moyen de nucléons de la cible pouvant subir une collision pour un cylindre de rayon r est $N_r = 2\rho_0\sigma_{NN}^{\text{free}}\sqrt{R_{\text{max}}^2 - r^2}$. La figure 6.5 illustre la méthode de calcul utilisée. Finalement, en supposant que le nombre de collision suit une loi de poisson, le nombre de collision par nucléon incident x_{coll} s'obtient comme suit :

$$x_{\text{coll}} = \frac{1}{A} \int_0^{R_{\text{max}}} 2\pi r dr \left(\sum_{i=1}^A i e^{-N_r} \frac{N_r^i}{i!} \right) \times 2\rho_0 \sqrt{R_{\text{max}}^2 - r^2} \quad (6.10)$$

La résolution numérique de cette équation avec $A=12$ (cas de la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$), $R_{\text{max}} = 2.52$ fm (cf. equ. 6.3), $\rho_0 = 0.168 \text{ fm}^{-3}$ et $\sigma_{NN}^{\text{free}} = 24.8$ mb donne une valeur de $x_{\text{coll}} = 1.48$. En prenant la valeur de $\sigma_{NN}^{\text{free}} = 28.5$ mb prédite dans [106], on obtient $x_{\text{coll}} = 1.70$. Il avait été déduit précédemment que la valeur de x_{coll} devait être comprise entre une et deux collisions par nucléon incident pour reproduire au mieux les mesures expérimentales. Le résultat du calcul qui vient d'être effectué est donc compatible avec cette observation. Il ne doit toutefois pas être considéré comme une valeur théorique exacte car il dépend d'un certain nombre d'hypothèse (densité du noyau, énergie de Fermi, paramètre d'impact nul, paramétrisation du blocage de Pauli...)

mais permet de donner un ordre de grandeur qui se trouve être en accord avec nos observations expérimentales. La détermination du facteur de collision à partir des sections efficaces de collision dans le milieu est préférable car elle permet d'être automatiquement calculée quel que soit le système, permettant ainsi de ne plus avoir de paramètre ajustable. Il n'est cependant pas prudent d'utiliser ce calcul de manière systématique alors qu'il n'a été validé que sur un seul système. Il a donc été décidé dans la suite d'utiliser une valeur de $x_{\text{coll}} = 1.5$ qui semble un bon compromis entre les différentes valeurs obtenues. Dans des travaux futurs, utilisant des systèmes et des énergies différentes, il sera intéressant de vérifier si le calcul du facteur de collision est toujours en accord avec les observations expérimentales, auquel cas il pourra être généralisé.

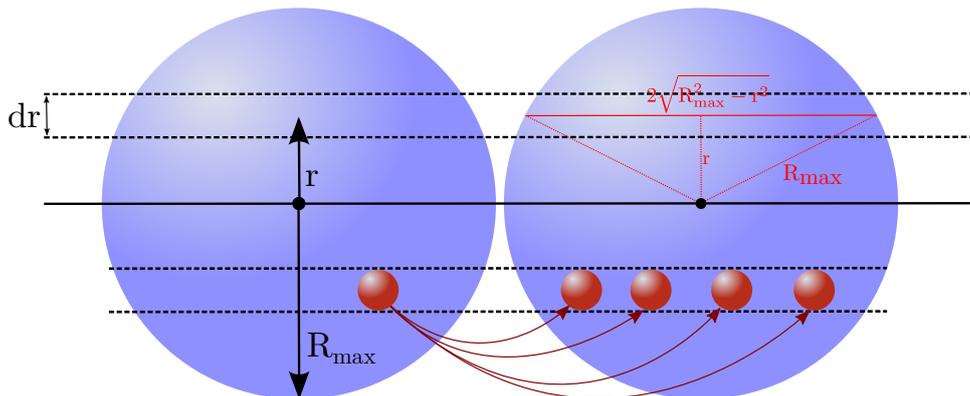


FIGURE 6.5 – Illustration de la méthode de calcul du nombre de collision par nucléon incident (cas $b=0$).

6.1.1.5 Coalescence aléatoire entre les participants

Il convient maintenant d'utiliser les nucléons participants pour former d'éventuels fragments. L'hypothèse faite ici est de considérer un processus de coalescence aléatoire. L'algorithme de coalescence est le suivant :

- Une liste L1 est construite, composée de Z_{tot} protons et N_{tot} neutrons participants.
- A partir de la table de masse de KaliVeda, une seconde liste L2 est construite. Elle comprend l'ensemble des fragments connus dans la table qui peuvent être construits à partir des Z_{tot} protons et N_{tot} neutrons.
- Un fragment ${}_{Z_f}^{A_f}X$ est tiré au hasard dans L2. Il est ensuite créé en prenant aléatoirement Z_f protons et N_f neutrons dans la liste L1. Les propriétés cinématiques du fragment sont alors calculées à partir de celles des nucléons qui le composent, en particulier, l'énergie cinétique moyenne des nucléons dans le fragment qui sera utilisé dans la suite pour accepter ou non la création du fragment.
- Le critère de coalescence qui sera décrit dans la suite est testé.
- Si le critère est vérifié, le fragment est ajouté à une liste L3 contenant les fragments créés depuis la zone de recouvrement. Les nucléons sont alors retirés de la liste L1. Si le critère n'est pas vérifié, le fragment n'est pas retenu et ses nucléons sont laissés dans la liste L1. Le processus de coalescence reprend à partir de la deuxième étape tant que Z_{tot} et N_{tot} sont non nuls.

D'un point de vue physique, les critères d'agrégation de nucléons permettant la formation d'un fragment ne sont pas réellement connus. Cependant, il paraît raisonnable qu'ils soient liés, du moins en partie, aux vitesses relatives des nucléons. Des nucléons dont les vitesses relatives sont très faibles ont plus de chance de pouvoir se lier entre eux que lorsque leurs vitesses relatives sont importantes. C'est pourquoi nous avons choisi d'imposer un critère de coalescence

sur l'énergie cinétique moyenne des nucléons dans le noyau. Pour chaque noyau créé, l'énergie cinétique moyenne de ses nucléons est comparée à la distribution d'énergie cinétique moyenne prédite par l'oscillateur harmonique. Les distributions d'énergie cinétique moyenne ont pour cela été au préalable calculées pour chaque fragment susceptible d'être créé à partir de l'équation 6.1. Une méthode de rejet de von Neumann est utilisée pour accepter ou non la création du fragment.

Ce critère de coalescence n'est évidemment pas appliqué aux protons et aux neutrons. Cependant, en comparant les résultats aux données expérimentales, il se trouve que de meilleurs résultats sont obtenus lorsque la contrainte n'est également pas appliquée pour les fragments de masse $A=2$. La figure 6.6 représente les distributions angulaires des ^1H , ^2H et ^{11}B et leurs distributions en énergie à 7° obtenus dans la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Les résultats sont présentés dans une configuration où tous les fragments (hormis les masses $A=1$) sont soumis au critère de coalescence (en rouge), dans une seconde où les masses $A=2$ sont laissées libres (en vert) et dans une troisième où le critère de coalescence n'est jamais appliqué (en bleu). Les données expérimentales y sont superposées. Cette figure montre clairement que les résultats du modèle sont plus proches des données lorsque les masses $A=2$ ne sont pas soumises à ce critère. Cependant, dans cette configuration, les deutons sont mal reproduits. Une surproduction est observée à grand angle et à basse énergie. Cette surproduction est due à des deutons "irréalistes" pour lesquels les vitesses relatives du proton et du neutron sont très grandes. En effet, lorsque l'énergie relative entre les deux nucléons est maximale, les deux vecteurs vitesses sont opposés, résultant en une vitesse totale faible. Les masses $A=2$ devraient donc en toute rigueur être soumises au critère de coalescence mais les fonctions d'ondes de l'oscillateur harmonique utilisées ne sont probablement plus valides pour de trop petits fragments. Une distribution réaliste des fragments les plus légers permettrait alors certainement d'améliorer le critère de coalescence qui leur est appliqué.

6.1.1.6 Calcul des énergies d'excitation

Suite à la phase de coalescence, le système est laissé dans un état composé d'un quasi-projectile, d'une quasi-cible et d'un ensemble de fragments créés par agrégation aléatoire entre les nucléons participants. L'étape suivante consiste à déterminer l'énergie d'excitation de chacune de ces espèces. L'approche utilisée consiste à peupler thermiquement chaque fragment sur un de ses niveaux discrets connus.

Une température doit donc dans un premier temps être déterminée pour chaque fragment. Pour calculer la température du quasi-projectile et de la quasi-cible, les travaux de Mallik *et al.* [107] ont été utilisés. Dans cet article, la température du quasi-projectile (et par symétrie de la quasi-cible) est reliée au paramètre d'impact de la réaction comme suit :

$$T(b) = 7.5 - 4.5 \left[\frac{A_{QP}(b)}{A_{Proj}} \right] \text{ MeV.} \quad (6.11)$$

En approximant le volume du noyau à :

$$V = \frac{4}{3}\pi r_0^3 A,$$

on obtient :

$$\begin{aligned} T(b) &= 7.5 - 4.5 \left[\frac{V_{QP}(b)}{V_{Proj}} \right] \text{ MeV,} \\ T(b) &= 7.5 - 4.5 \times (1 - f_{Proj}(b)) \text{ MeV,} \end{aligned} \quad (6.12)$$

où $f_{Proj}(b)$ est la fonction de recouvrement du projectile en fonction du paramètre d'impact (cf. Fig. 6.2).

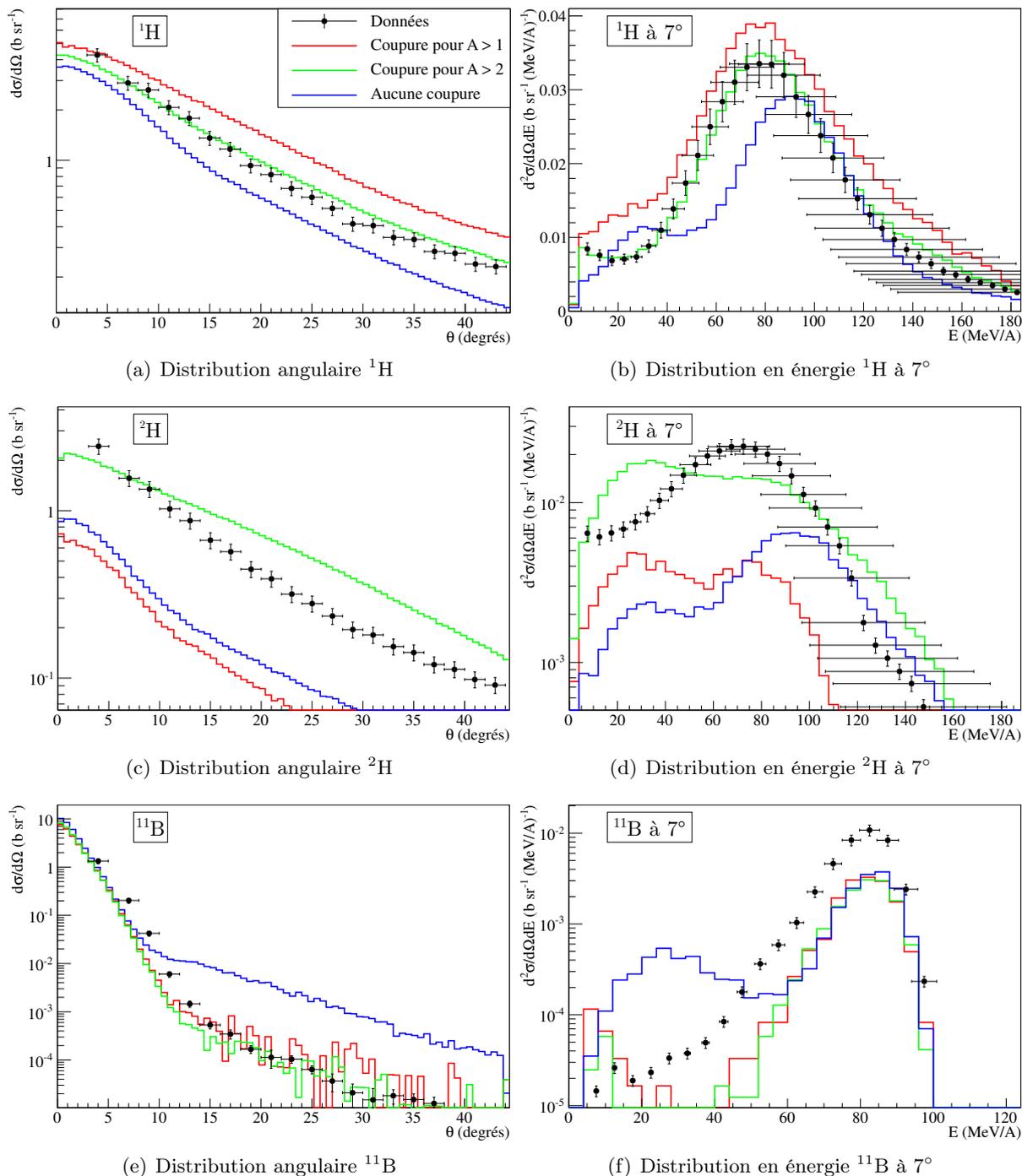


FIGURE 6.6 – Distributions angulaires et en énergie de fragments dans la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ issues du modèle. Les résultats sont présentés dans une configuration où tous les fragments (hormis les masses $A=1$) sont soumis au critère de coalescence (en rouge), dans une seconde où les masses $A=2$ sont laissées libres (en vert) et dans une troisième où le critère de coalescence n'est jamais appliqué (en bleu). Les données expérimentales y sont superposées.

La figure 6.7 représente l'évolution de la température en fonction du paramètre d'impact pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Dans le cas d'un système asymétrique, les distributions seraient différentes s'il s'agit du quasi-projectile ou de la quasi-cible.

La température des fragments créés dans la zone de recouvrement est considérée équivalente

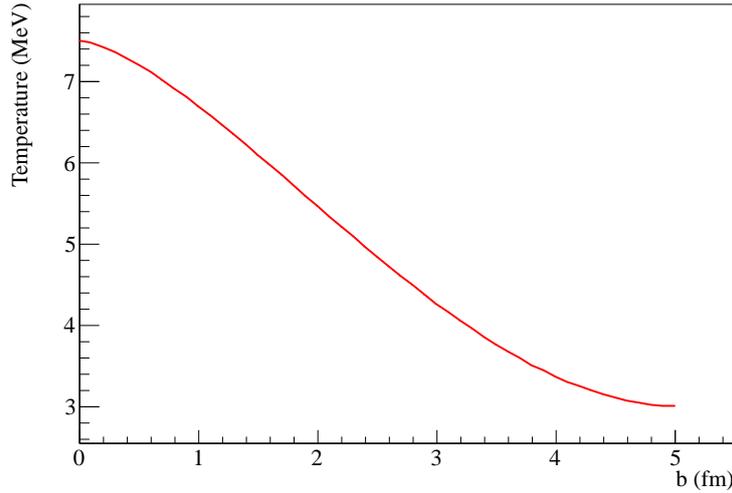


FIGURE 6.7 – Evolution de la température en fonction du paramètre d'impact pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ d'après [107].

à celle obtenue dans le cas d'une collision centrale (la violence de la collision ressentie peut être considérée comme similaire). Leur température associée est donc prise égale à $T(0)$ dans l'équation 6.12.

Maintenant que la température de chaque espèce a été déterminée, leur énergie d'excitation est obtenue par peuplement thermique de leurs niveaux d'énergie discrets. Les informations de chaque niveau d'énergie connu pour les noyaux susceptibles d'être formés ont été tabulés à partir des données disponibles sur le site internet <http://www.nndc.bnl.gov/chart/>. Chaque niveau i de spin-parité J_i^π et d'énergie E_i est ensuite associé au poids statistique w_i tel que :

$$w_i = (2J_i^\pi + 1)e^{-E_i/T(b)}. \quad (6.13)$$

L'échantillonnage des énergies d'excitation se fait ensuite par Monte-Carlo.

L'inconvénient d'une telle méthode est que tous les niveaux d'énergie ne sont pas connus à l'heure actuelle. De plus, pour les noyaux hautement excités, il faudrait considérer des états dans un continuum de niveaux d'énergie. La solution serait de faire une extrapolation des niveaux d'énergie connus en créant des niveaux d'énergie "virtuels" à partir du paramètre de densité de niveau. Des travaux similaires ont déjà été effectués par Giorgio Baiocco dans sa thèse [108]. Nous n'avons pour le moment pas eu le temps de faire de même mais cela fait partie des améliorations prévues du modèle.

6.1.1.7 Conservation de l'énergie totale

Le système est dorénavant dans son état final de la voie d'entrée. Cependant, suite aux procédures de coalescence et aux calculs d'énergies d'excitation, l'énergie totale du système n'a que peu de chance d'avoir été conservée. C'est l'objet de cette dernière étape. La procédure suivie pour conserver l'énergie totale consiste à considérer que puisque aucun calcul n'est effectué dans l'espace des positions, rien n'oblige un nucléon à se retrouver dans un fragment plutôt qu'un autre. La conservation de l'énergie totale va donc se faire par itération en échangeant aléatoirement les nucléons entre eux de sorte à minimiser la quantité X_{min} suivante :

$$X_{min} = \left| \frac{A_{Cible} \Delta + A_{Proj} \Delta + T_{Proj}}{\sum_i \left(\frac{A_i}{Z_i} \Delta + T_i + E_i^* \right)} - 1 \right| \quad (6.14)$$

où ${}^{A_i}_{Z_i}\Delta$ représente l'excès de masse du noyau ${}^{A_i}_{Z_i}\text{X}$, T_i son énergie cinétique et E_i^* son énergie d'excitation.

L'algorithme de minimisation se fait de la façon suivante :

Tant que $X_{min} > 1\%$:

- Deux nucléons de même nature (deux protons ou deux neutrons) et n'appartenant pas au même noyau sont choisis aléatoirement parmi tous les nucléons disponibles dans le système.
- Les nucléons sont échangés. Les nouvelles quantités cinématiques des deux noyaux sont calculées ainsi que la valeur de X_{min} .
- Si la nouvelle valeur de X_{min} est plus faible que la précédente, les nucléons restent dans leurs nouveaux noyaux respectifs. Sinon, l'échange est annulé.

La valeur de 1% a été choisie de sorte à obtenir une conservation de l'énergie suffisante, sans trop allonger le temps de calcul. Cette opération est indispensable pour obtenir des résultats comparables aux données expérimentales. La figure 6.8 représente les distributions angulaires des particules α et ${}^7\text{Li}$ ainsi que leurs distributions en énergie à 4° avec (en rouge) et sans (en bleu) la procédure de conservation de l'énergie.

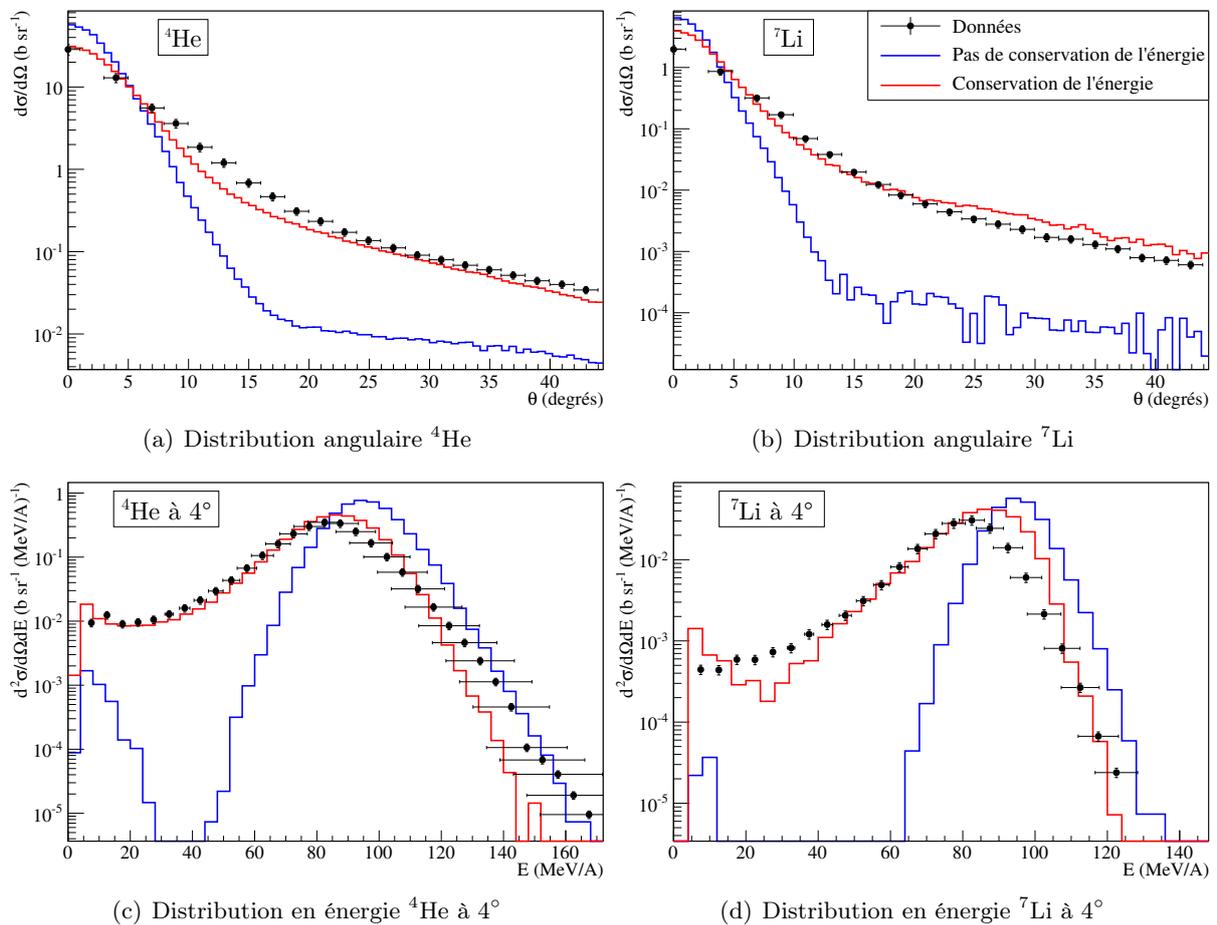


FIGURE 6.8 – Distributions angulaires des particules α et ${}^7\text{Li}$ ainsi que leur distribution en énergie à 4° avec (en rouge) et sans (en bleu) la procédure de conservation de l'énergie.

La figure 6.8 montre que sans cette procédure de conservation de l'énergie, le modèle serait incapable de reproduire la cinématique observée expérimentalement. Les résultats obtenus lorsque la conservation de l'énergie n'est pas appliquée font penser à ceux observés pour le modèle de cascade binaire BIC de GEANT4. L'énergie du quasi-projectile est trop grande et aucune particule n'est émise aux énergies intermédiaires.

Cependant le fait d'utiliser un tel procédé pour conserver l'énergie présente un inconvénient. En modifiant les propriétés cinématiques des fragments lors de l'échange de nucléons, un certain nombre d'entre eux ne vérifient plus le critère de coalescence utilisé précédemment lors de la création de fragments depuis la zone de recouvrement (cf. Sec. 6.1.1.5, p. 129). Or, effectuer la conservation de l'énergie tout en obligeant les fragments à vérifier le critère de coalescence demande trop de temps de calcul, ne converge pas toujours et de plus donne des résultats moins bons lorsqu'ils sont comparés aux données expérimentales. Il s'agit donc ici d'une des limites de ce type de méthode, les fragments sont conservés après la conservation de l'énergie, qu'ils vérifient ou non le critère de coalescence. Une solution pourrait être de trouver un moyen de calculer la température d'un fragment directement à partir des énergies relatives des nucléons. Le critère de coalescence ne serait alors plus nécessaire. En effet, un noyau dont les nucléons ont des énergies relatives très élevées sera alors très excité, et par conséquent directement cassé en fragments plus légers par le modèle de désexcitation. Une telle approche est en étude mais la difficulté est de trouver un lien entre les vitesses relatives des nucléons et une température équivalente.

6.1.2 Modélisation de la "voie de sortie"

Les différents ingrédients constituant la voie d'entrée de notre modèle ont été décrits. A ce stade, le système est composé d'un ensemble de fragments excités. Le modèle de voie de sortie va alors se charger de les faire décroître vers des noyaux dans leur état fondamental.

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'un modèle de désexcitation de type Fermi Break-Up (FBU) donnait des résultats en meilleur accord avec les données expérimentales. C'est pourquoi le choix a été fait de développer un modèle de décroissance de type FBU dans ce travail. Un tel modèle permet une décroissance à n -corps. De ce fait, il ne peut pas être utilisé pour des systèmes trop lourds. En effet, le nombre de possibilités de décroissance à n -corps augmente de façon exponentielle et devient rapidement trop grand pour être traité numériquement en un temps raisonnable. Le choix a été fait de permettre une décroissance par Fermi Break-Up pour tous les noyaux susceptibles d'être créés dans la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (Soit $Z \leq 12$ et $A \leq 24$). Tout noyau plus lourd sera désexcité par le code d'évaporation GEMINI++ [99]. Ce modèle d'évaporation a été intégré dans ce modèle mais ne sera pas détaillé car seuls les résultats obtenus pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ seront présentés ici. Le modèle de Fermi Break-Up qui a été développé va maintenant être décrit.

Les fragments excités obtenus après la voie d'entrée vont être un à un désexcités par le modèle FBU. La première chose à effectuer lorsqu'un fragment ^A_ZX doit être traité est de calculer tous les canaux possibles de désintégration à n -corps. Un tel calcul peut être long, c'est pourquoi, pour éviter de le refaire à chaque nouvel événement, les canaux de désintégration accessibles de chaque noyau sont pré-calculés et stockés dans des fichiers. Le tableau 6.1 donne un exemple des canaux de désintégrations contenus dans le fichier de désintégration du ^8Be tronqué à l'ordre trois (cassure en trois particules). Il contient pour chaque ligne le nombre de fragments dans l'état final, le Q de réaction ou en d'autres termes l'énergie manquante pour rendre la décroissance dans ce canal possible et finalement l'état final du canal de décroissance. Le cas du ^8Be est particulier, en effet, ce tableau montre que même sans apport en énergie, le canal en deux particules α est accessible puisque son Q de réaction est positif. Par contre, pour pouvoir se désintégrer suivant un autre canal de décroissance, le fragment de ^8Be devra avoir une énergie d'excitation d'au moins 17.2554 MeV qui est le deuxième canal de décroissance accessible (en $^1\text{H} + ^7\text{Li}$).

Lorsqu'un fragment doit être désexcité, la première chose à faire est de lister tous les canaux de décroissance possibles et énergétiquement accessibles. Or, ce modèle prend en entrée un noyau excité dans un de ses états d'énergie discrets mais permet également de laisser les fragments en

N_{Frag}	$Q(\text{MeV})$	Etat Final
2	-18.8996	$^1\text{n}+^7\text{Be}$
2	-17.2554	$^1\text{H}+^7\text{Li}$
2	-22.2808	$^2\text{H}+^6\text{Li}$
2	-21.687	$^3\text{H}+^5\text{Li}$
2	-46.283	$^4\text{H}+^4\text{Li}$
2	-21.3757	$^3\text{He}+^5\text{He}$
2	0.0919	$^4\text{He}+^4\text{He}$
3	-29.5758	$^1\text{n}+^1\text{n}+^6\text{Be}$
3	-24.5054	$^1\text{n}+^1\text{H}+^6\text{Li}$
3	-27.9442	$^1\text{n}+^2\text{H}+^5\text{Li}$
3	-43.4026	$^1\text{n}+^3\text{H}+^4\text{Li}$
3	-20.4857	$^1\text{n}+^3\text{He}+^4\text{He}$
3	-27.2314	$^1\text{H}+^1\text{H}+^6\text{He}$
3	-26.8692	$^1\text{H}+^2\text{H}+^5\text{He}$
3	-19.722	$^1\text{H}+^3\text{H}+^4\text{He}$
3	-43.18	$^1\text{H}+^4\text{H}+^3\text{He}$
3	-23.7546	$^2\text{H}+^2\text{H}+^4\text{He}$
3	-38.075	$^2\text{H}+^3\text{H}+^3\text{He}$

TABLE 6.1 – Exemple de fichier contenant les canaux de décroissance du ^8Be tronqué à l'ordre trois (cassure en trois particules).

sortie dans un de leurs états d'énergie, à condition que le bilan d'énergie le permette. La procédure suivie est donc la suivante :

Pour un fragment ^A_ZX en entrée d'énergie d'excitation E^* :

- Le fichier correspondant aux canaux de décroissance du fragment ^A_ZX est ouvert.
- Pour chaque ligne vérifiant $Q + E^* > 0$, les niveaux d'énergie discrets des fragments fils sont lus. Cette étape n'est pas obligatoire mais permet d'éliminer les canaux de décroissance non accessibles et ainsi de gagner en temps de calcul à l'étape suivante.
- Toutes les combinaisons de niveaux d'énergie des fragments fils sont calculées et si l'énergie disponible $E_{Disp} > 0$ telle que :

$$E_{Disp} = Q + E^* - \sum_i E_i^* \quad (6.15)$$

où E_i^* correspond à l'énergie d'excitation du fragment fils i . Lorsque $E_{Disp} > 0$, la configuration est ajoutée à une liste contenant tous les canaux énergétiquement accessibles.

Une fois toutes les configurations accessibles déterminées, un poids statistique leur est attribué. Toutes les formules utilisées dans la suite sont détaillées dans [109]. La probabilité $W(E_{Disp}, n)$ pour un noyau de décroître en n fragments dans l'état final est donné par :

$$W(E_{Disp}, n) = \left(\frac{V}{\Omega}\right)^{n-1} \rho_n(E_{Disp}), \quad (6.16)$$

où $\rho_n(E_{Disp})$ est la densité de l'état final, $V = 4\pi r_0^3 A/3$ est le volume de décroissance du système

avec $r_0 = 1.3$ fm et $\Omega = (2\pi\hbar)^3$ correspond au volume de normalisation.

La densité $\rho_n(E_{Disp})$ peut se définir par le produit de trois termes :

$$\rho_n(E_{Disp}) = M_n(E_{Disp})S_nG_n. \quad (6.17)$$

Le premier terme correspond au facteur d'espace de phase définit comme :

$$M_n(E_{Disp}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \cdots \int_{-\infty}^{+\infty} \delta\left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i\right) \delta\left(E_{Disp} - \sum_{i=1}^n \sqrt{p_i^2 + m_i^2}\right) \prod_{i=1}^n d^3p_i, \quad (6.18)$$

où \vec{p}_i est l'impulsion du fragment i . Le second est le facteur de spin

$$S_n = \prod_{i=1}^n (2s_i + 1), \quad (6.19)$$

et donne le nombre d'états dont les orientations de spin sont différentes. Finalement, le dernier terme est le facteur de permutation

$$G_n = \prod_{j=1}^k \frac{1}{n_j!}, \quad (6.20)$$

qui prend en compte le nombre de particules identiques dans l'état final (n_j est le nombre de fragments de type j et k est défini par $n = \sum_{j=1}^k n_j$). Par exemple, si l'état final est composé de six particules ($n = 6$) dont deux α , trois neutrons et un deuton, alors le facteur de permutation $G_n = 1/(2!3!1!) = 1/12$. Dans le cas non relativiste, l'équation 6.18 peut être résolue analytiquement [109]. La probabilité pour un noyau de se désintégrer en n fragments de masses m_i s'écrit alors :

$$W(E_{Disp}, n) = S_n G_n \left(\frac{V}{\Omega}\right)^{n-1} \left(\frac{\prod_{i=1}^n m_i}{\sum_{i=1}^n m_i}\right)^{3/2} \frac{(2\pi)^{3(n-1)/2}}{\Gamma(3(n-1)/2)} E_{Disp}^{3n/2-5/2}, \quad (6.21)$$

où $\Gamma(x)$ est la fonction gamma.

Le choix du canal de décroissance se fait ensuite par procédure Monte-Carlo entre toutes les voies énergétiquement pondérées de leur poids statistique $W(E_{Disp}, n)$. Si aucun canal n'est accessible, la désexcitation est supposée faite par émission de photons et le fragment excité est placé dans son état fondamental. Une fois le canal de décroissance choisi, les quantités cinématiques sont calculées pour chaque fragment d'après la distribution de l'espace des phases à n -corps décrite dans par l'équation 6.18. Le calcul est effectué par la classe de ROOT *TGenPhaseSpace* qui utilise la méthode de Raubold et Lynch [110] qui échantillonne les impulsions de chaque fragment de l'état final.

Finalement, puisque ce modèle permet aux fragments fils d'être produits dans un de leur état excité, un procédé itératif est utilisé pour désexciter à nouveau chaque fragment créé qui n'est pas dans son état fondamental.

6.2 Comparaisons aux données expérimentales

Les résultats prédits par notre modèle vont maintenant être comparés aux données expérimentales. Comme cela a été effectué dans le chapitre précédent, les comparaisons se feront dans un premier temps sur les taux de production, puis sur les distributions angulaires et finalement sur les distributions en énergie. Seuls les résultats obtenus pour la cible de carbone seront présentés dans cette étude. Les simulations pour les autres cibles n'ont pas encore été effectuées.

6.2.1 Sections efficaces de production

La figure 6.9 représente les sections efficaces de production de chaque fragment obtenues pour la cible de carbone. Elles sont comparées aux données expérimentales qui ont été déterminées à partir des ajustements des distributions angulaires (cf. Chap. 4, Sec. 4.3.1.4, p. 4.3.1.4) ainsi qu'à celles obtenues avec les modèles QMD et INCL de GEANT4 et avec le modèle HIPSE (cf. Chap. 5). Pour simplifier les représentations, le choix a été fait de ne plus représenter le modèle BIC qui donnait les résultats les moins en accord avec les données expérimentales.

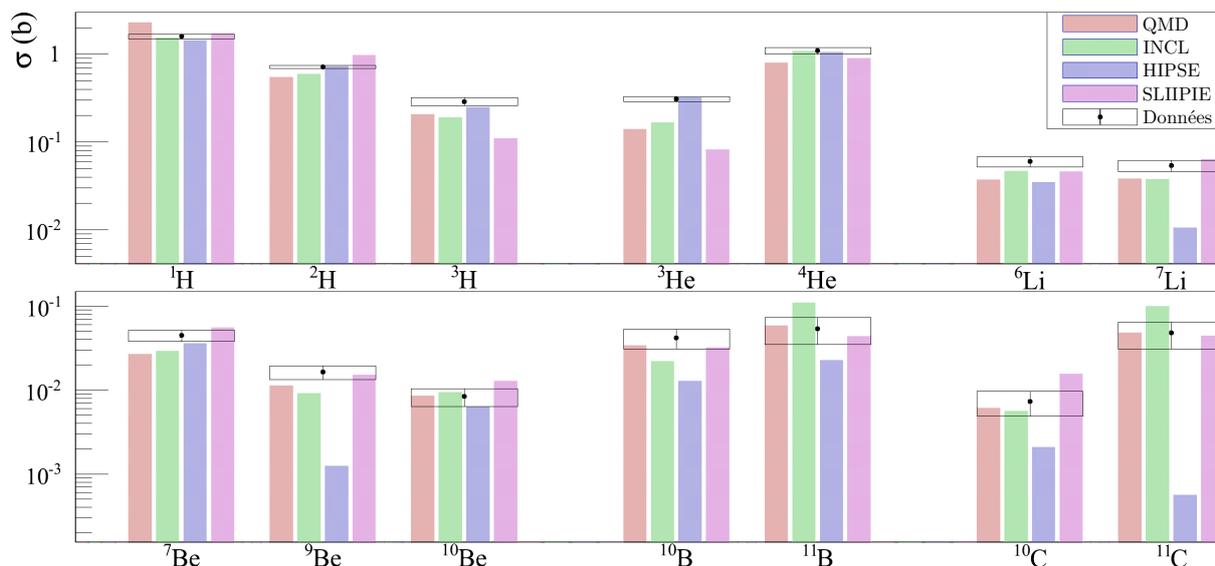


FIGURE 6.9 – Comparaison entre les sections efficaces de production pour la plupart des isotopes obtenus avec notre modèle et celles prédites par les modèles QMD et INCL de GEANT4 ainsi que le modèle HIPSE.

La figure 6.9 montre que ce nouveau modèle n'est pas capable de reproduire les taux de production des isotopes de masse $A=2$ et $A=3$. Comme cela a été discuté précédemment, ce résultat était prévisible. Il a été montré que le critère de coalescence utilisé pour accepter ou non un fragment créé à partir des nucléons participants ne semblait plus valable pour les fragments de masse $A=2$. En conséquence, ces fragments sont surestimés (d'environ 35%). Cette surproduction de deutons semble être faite au détriment des masses $A=3$ qui sont largement sous-estimées (-62% et -73% pour les ^3H et les ^3He). L'autre source d'écart important par rapport aux données expérimentales concerne les isotopes ^{10}Be et ^{10}C qui sont en nette surestimation (+50% et +115% respectivement). Cette surproduction semble provenir d'une incapacité du modèle à peupler ces isotopes dans des états suffisamment excités leur permettant d'atteindre leurs principaux canaux de décroissance. Comme cela a été en partie évoqué dans la première partie de ce chapitre, les niveaux d'énergie discrets de chaque fragment ne sont pas tous connus. Une extrapolation des niveaux d'énergie autoriserait alors de peupler les fragments excités dans leur continuum ce qui résoudrait probablement ce problème. Mis à part ces cas qui posent encore quelques difficultés, l'ensemble des taux de production sont bien reproduits pour tous les autres isotopes (7 à 20% d'écart avec les données).

Comme nous l'avons fait auparavant, pour comparer les taux de production dans leur ensemble, le paramètre de χ^2 défini par l'équation 5.1 (sec. 5.1.2.1, p. 106) peut être réutilisé. Le résultat de ce calcul est représenté sur la figure 6.10 pour les différents modèles présentés dans la figure 6.9. A première vue, le modèle SLIPIE est le moins bon des quatre modèles comparés. La

valeur de χ^2 si importante pour ce modèle est cependant principalement due à la mauvaise reproduction des isotopes de masse $A=2$ et $A=3$. En effet, en calculant le même χ^2 sans les prendre en compte (partie hachurée sur la figure 6.10), notre modèle est alors celui qui donne les meilleurs résultats. Pour comprendre plus précisément ce qui est reproduit ou non dans la cinématique des fragments, il est maintenant nécessaire de regarder les sections efficaces différentielles.

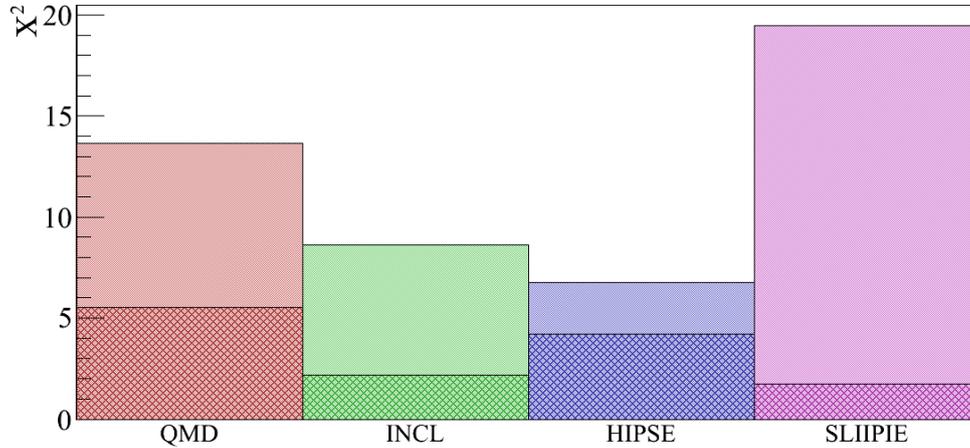


FIGURE 6.10 – Comparaison entre le calcul de χ^2 obtenue pour le modèle SLIPIE et ceux des modèles QMD, INCL et HIPSE. La partie hachurée correspond au calcul du χ^2 , sans prise en compte des isotopes de masse $A=3$.

6.2.2 Sections efficaces différentielles en angle

La figure 6.11 représente les distributions angulaires prédites par le modèle SLIPIE pour les différents isotopes produits comparées aux données expérimentales.

La distribution des deutons surestime nettement les données expérimentales, en particulier à grand angle. Rappelons que pour obtenir des résultats les plus prédictifs possible sur l'ensemble des isotopes, les deutons n'ont pas été soumis au critère de coalescence, d'où leur surproduction (cf. Sec. 6.1.1.5, p.129). Cette production trop importante de deutons semble engendrer une sous-production des isotopes de masse $A=3$. En effet les isotopes ${}^3\text{H}$ et ${}^3\text{He}$ sont eux, nettement sous-estimés par le modèle SLIPIE quelque soit leur angle d'émission. Plus particulièrement, la contribution gaussienne observée expérimentalement aux angles avants ne semble pas reproduite (principalement visible pour les ${}^3\text{He}$). Il semblerait donc qu'une partie de la statistique manquante soit due à une désexcitation du quasi-projectile insuffisante vers les canaux de désintégration comprenant des masse $A=3$. L'étude des distributions en énergie permettra de conforter cette hypothèse.

Mis à part les cas des isotopes de masse $A=2$ et $A=3$, l'ensemble des distributions angulaires est assez bien reproduit en comparaison à ce qui a pu être observé avec les modèles de GEANT4 ou HIPSE. Les protons sont bien reproduits. Les particules α le sont également dans l'ensemble, bien que légèrement sous-estimés entre 10 et 20° . En ce qui concerne les isotopes plus lourds, les angles avants, correspondant à la désexcitation du quasi-projectile, sont globalement bien reproduits bien que les distributions soient légèrement trop piquées à l'avant. Ce phénomène est probablement dû au fait qu'aucune répulsion coulombienne entre la cible et le projectile dans la voie d'entrée ne soit appliquée. Une étude a été effectuée en ajoutant une légère répulsion coulombienne entre le projectile et la cible, calculée à partir de l'angle de grazing. Cette étude a en effet permis de rendre les distributions moins piquées, mais une étude plus approfondie, actuellement en cours, est nécessaire pour prendre correctement en compte cet effet en fonction

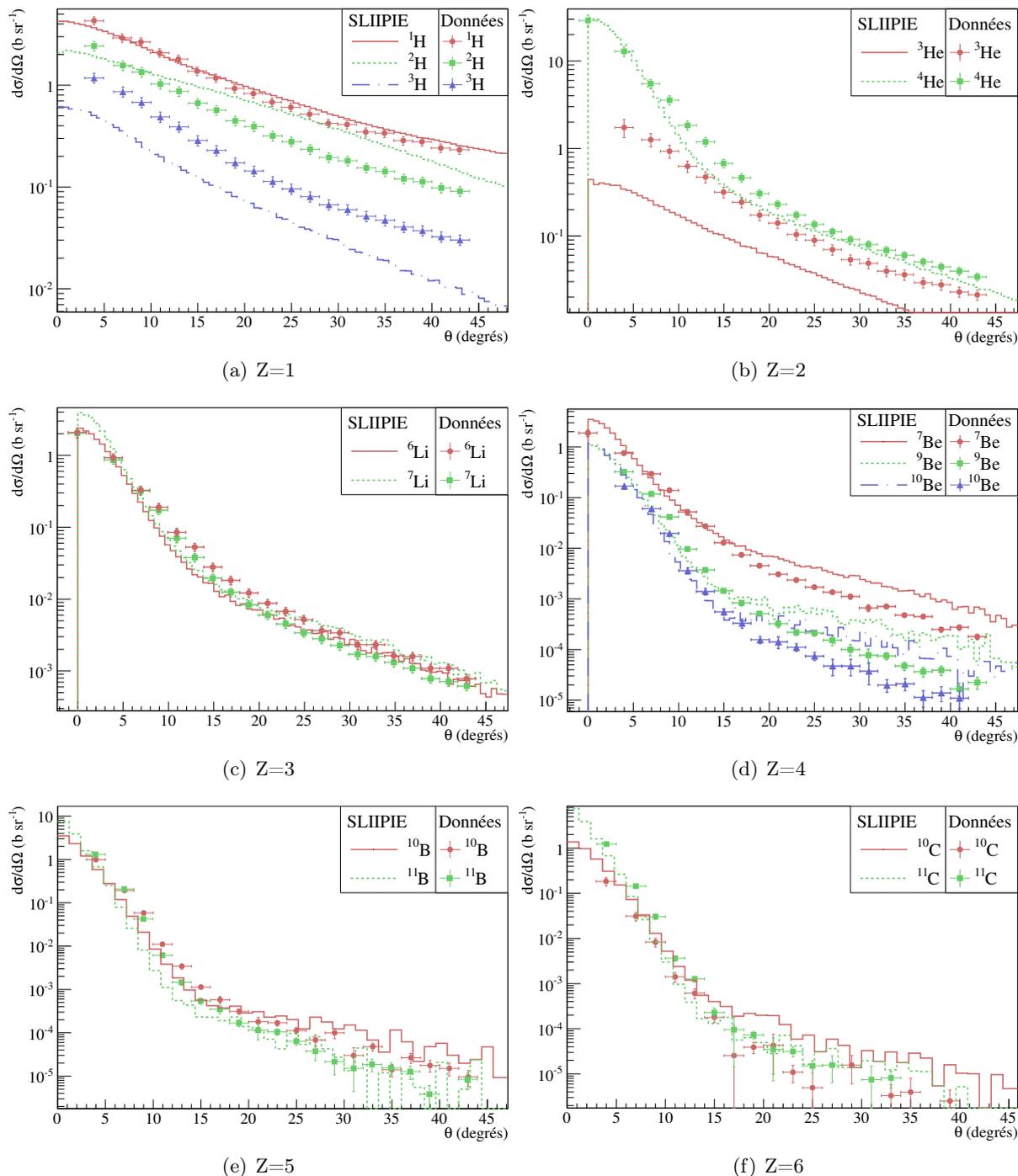


FIGURE 6.11 – Comparaison entre les distributions angulaires expérimentales et celles prédites par le modèle SLIPIE pour les différents isotopes produits groupés par charge.

du paramètre d'impact de la collision. De plus, comme cela a déjà été discuté précédemment, le fait de ne pas disposer de l'intégralité des niveaux d'excitation discrets des différents fragments engendre une surestimation de certains isotopes qui ne parviennent pas à être désintégré en fragments plus légers. Cette surestimation quasi-systématique est plus particulièrement visible aux grands angles ($>20^\circ$).

6.2.3 Sections efficaces doublement différentielles en énergie et en angle

La figure 6.12 représente la comparaison entre les distributions en énergie expérimentales et celle prédites par le modèle SLIPIE pour les isotopes ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^7Li et ^7Be émis à différents angles.

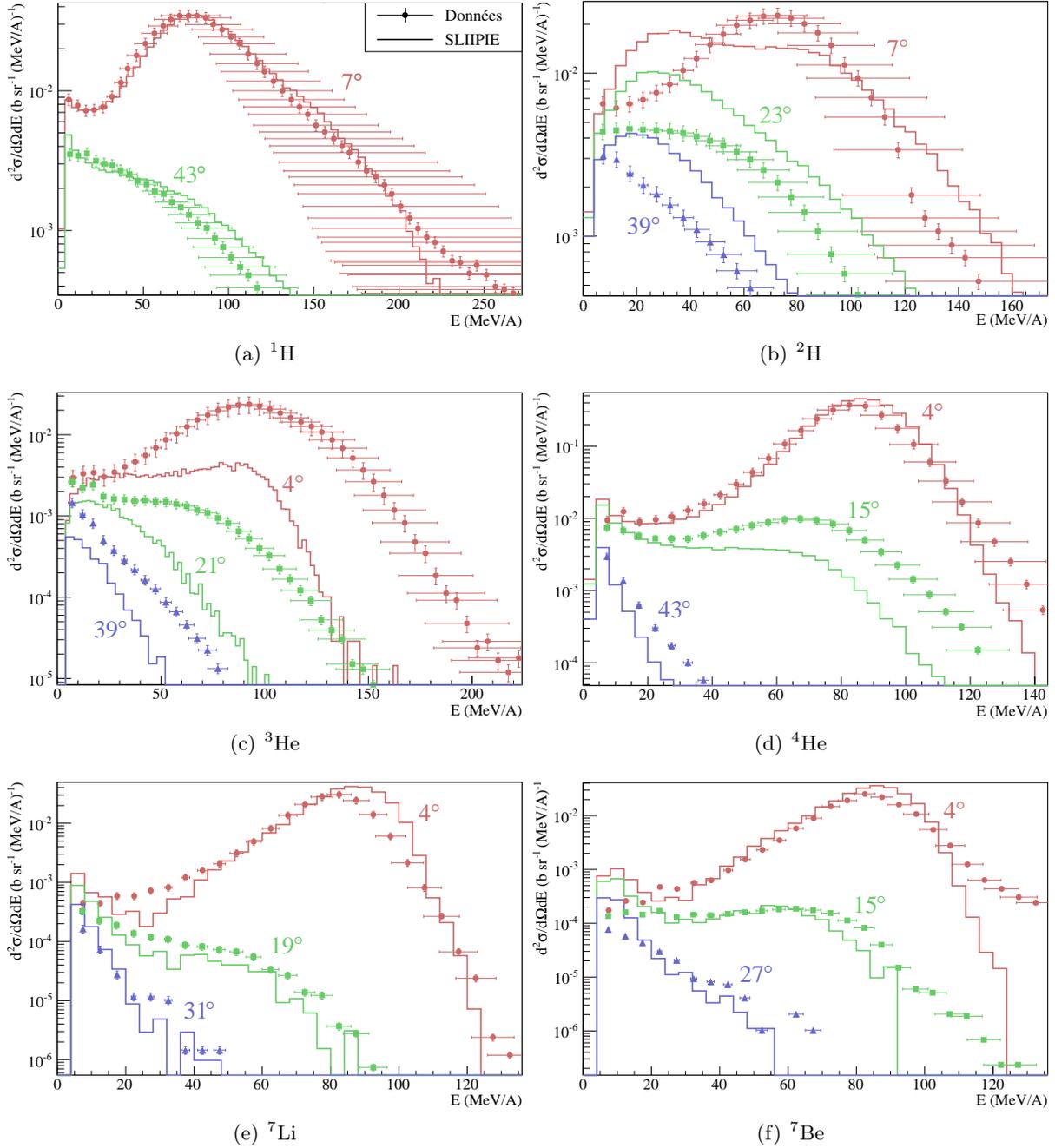


FIGURE 6.12 – Comparaison entre les distribution en énergie expérimentales et celles prédites par le modèle SLIPIE pour les isotopes ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^7Li et ^7Be émis à différents angles.

La distribution en énergie des protons (a) est parfaitement reproduite, y compris la contribution à basse énergie observée à 7° . Les difficultés portent encore une fois principalement sur les distributions des isotopes de masse $A=2$ (b) et $A=3$ (c). Comme cela a été observé auparavant, les deutons sont produits en trop grande quantité. Cette surproduction est principalement localisée à basse énergie. En effet, nous avons vu dans la section 6.1.1.5 que le fait de ne pas

soumettre les fragments au critère de coalescence, comme c'est le cas pour les deutons, autorise la création de fragments dont les vitesses relatives des nucléons sont très importantes. Ces fragments se retrouvent principalement émis à basse énergie (cf. Fig. 6.6, p. 131). En ce qui concerne les distributions des fragments de masse $A=3$ (exemple des ${}^3\text{He}$, figure (c)), les hypothèses faites lors des comparaisons des distributions angulaires se vérifient. Toute la contribution de haute énergie est manquante. Très peu de fragments de masse $A=3$ sont émis par le quasi-projectile. Pour les isotopes plus lourds (d,e,f), l'ensemble des distributions est bien reproduit, mis à part les angles intermédiaires dans la production de particules α qui sont sous-estimés. Le modèle ne parvient pas à émettre suffisamment de particules α provenant du quasi-projectile à ces angles du fait de la répulsion coulombienne non prise en compte comme discuté plus tôt.

Dans l'ensemble, bien que certaines améliorations soient nécessaires, majoritairement dans la coalescence des masses $A=2$ et $A=3$, la reproduction de la cinématique est satisfaisante. L'approche géométrique utilisée semble donc ici justifiée puisque les émissions du quasi-projectile et de la quasi-cible sont bien reproduites.

6.2.4 Origine des fragments

Nous disposons donc d'un modèle qui reproduit bien les processus de fragmentation mis en jeu dans la réaction ${}^{12}\text{C}+{}^{12}\text{C}$ à 95 MeV/A, tout du moins pour les protons et les fragments de masse $A>3$. Le code décrivant ce modèle a été implémenté de sorte que l'origine de chaque fragment soit connue tout au long du calcul. De ce fait, à la sortie du calcul, il est possible pour chaque fragment de déterminer s'il est originaire du quasi-projectile, de la quasi-cible ou de la zone de recouvrement. Nous avons donc ici la possibilité de remonter aux contributions de chacune de ces sources de fragments dans les distributions angulaires et en énergie.

La figure 6.13 représente les distributions angulaires des protons et des particules α prédites par le modèle SLIPIE. Les trois contributions quasi-projectile, quasi-cible et zone de recouvrement y sont représentées. Il apparaît alors que la distribution angulaire des protons (a) est presque entièrement dominée par les émissions de particules depuis la zone de recouvrement. La contribution du quasi-projectile est uniquement majoritaire pour des angles inférieurs à 6° . Le même comportement est observé pour les deutons. Pour tous les fragments plus lourds, le comportement observé est similaire à celui des particules α (b). Le quasi projectile domine alors totalement les angles avants ($<10-15^\circ$), ce qui est en accord avec l'analyse que nous avons faite sur les données expérimentales. Cependant, si le modèle est correct, les grands angles ne sont pas peuplés par les émissions de fragments depuis la zone de recouvrement comme nous l'avons jusqu'à maintenant supposé, mais par la décroissance de la quasi-cible que nous pensions trop peu énergétique pour franchir les seuils expérimentaux. La contribution de mi-rapidité est ici très faible pour tous les fragments de masse supérieure à $A=3$.

La même comparaison peut être effectuée sur les distributions en énergie. La figure 6.14 représente les distributions en énergie des protons et des particules α , toujours en séparant les trois contributions. Les distributions en énergie sont représentées pour deux zones angulaires complémentaires : les angles inférieurs à 10° et ceux supérieurs à 10° .

Cette figure montre que la partie basse énergie que nous avons jusqu'à maintenant associé à la contribution de la cible correspond bien à la désexcitation de la quasi-cible. Cependant, cette contribution peut atteindre des énergies importantes, bien au delà des seuils de détection expérimentaux. Des protons sont émis par la quasi-cible jusqu'à des énergies de 100 MeV et des particules α jusqu'à des énergies de 80 MeV/A. De plus, il apparaît ici que la distribution en énergie très large observée expérimentalement est due aux protons émis depuis la zone de recouvrement.

Les conclusions qui viennent d'être faites ne restent toutefois valable que sous les hypothèses

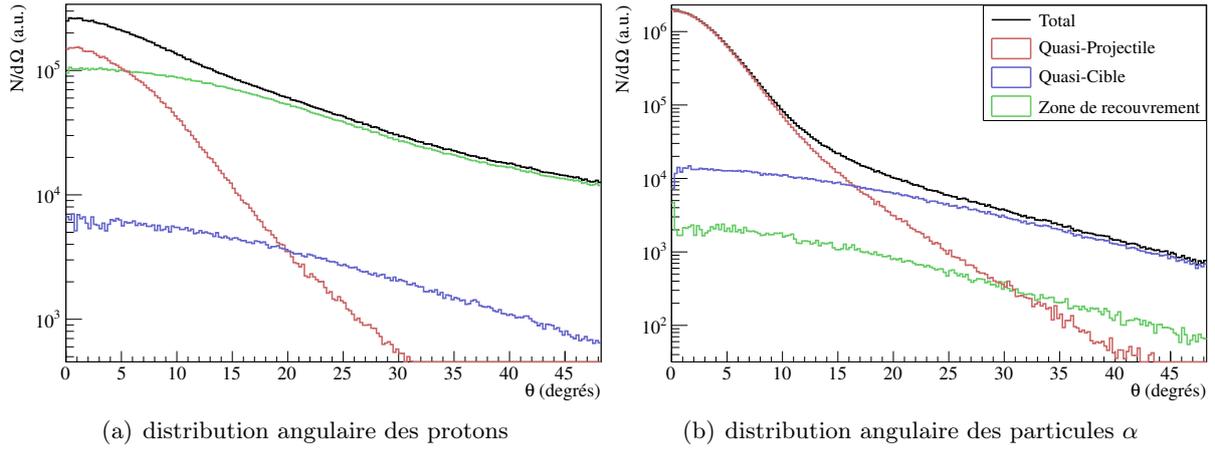


FIGURE 6.13 – Distributions angulaires des protons (a) et des particules α (b) prédites par le modèle SLIPIE. Les trois contributions quasi-projectile, quasi-cible et zone de recouvrement y sont représentées.

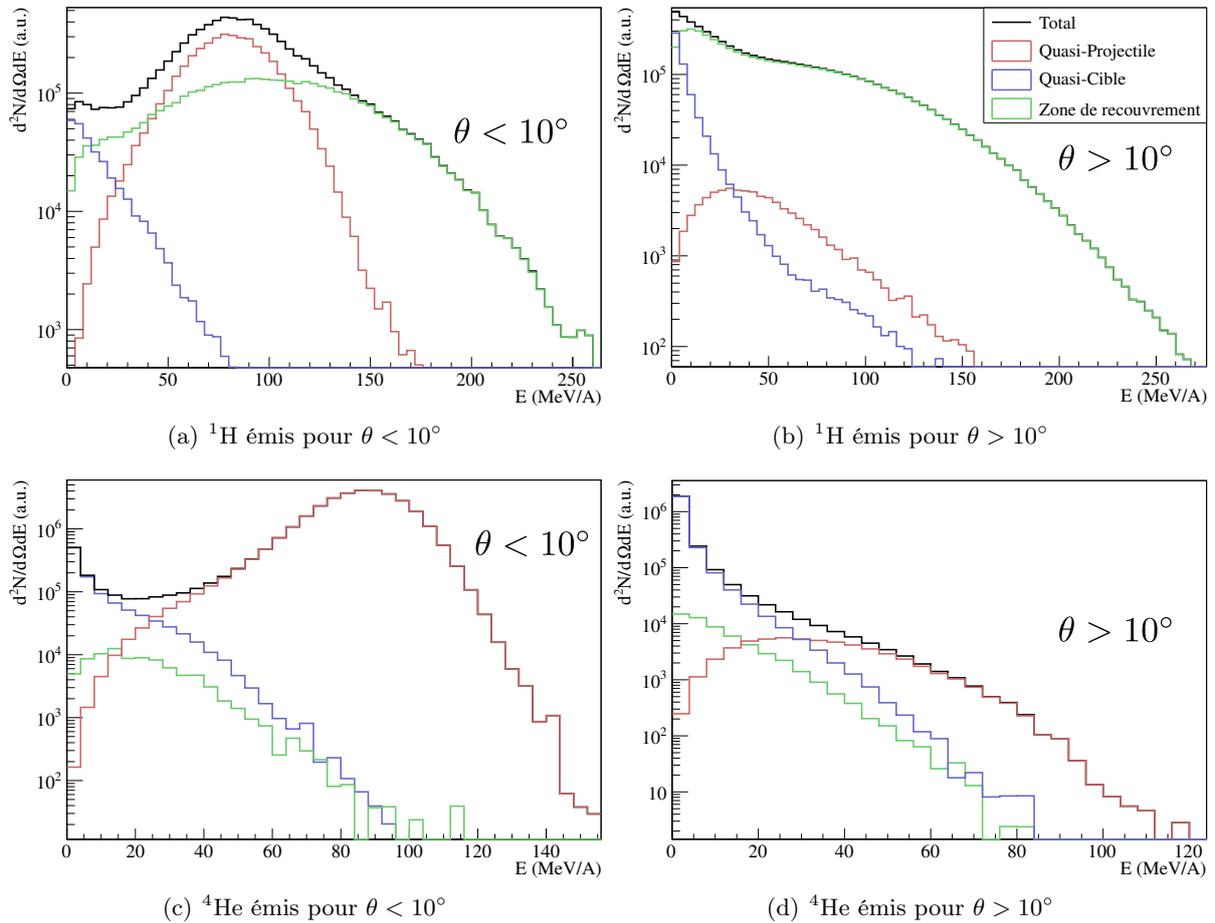


FIGURE 6.14 – Distributions en énergie des protons et des particules α prédites par le modèle SLIPIE. Les trois contributions quasi-projectile, quasi-cible et zone de recouvrement y sont représentées. Les distributions en énergie sont représentées pour deux zones angulaires complémentaires : les angles inférieurs à 10° et ceux supérieurs à 10° .

faites dans le cadre de ce modèle. Il est possible que ce modèle reproduise correctement la cinématique dans sa globalité mais que les contributions individuelles (quasi-projectile, quasi-cible et zone de recouvrement) ne soient pas correctes. Pour conforter ces observations, des données exclusives, permettant de mesurer en coïncidence les différents fragments émis lors d'une réaction et de remonter aux multiplicités de fragments seraient nécessaires.

6.3 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la description d'un nouveau modèle : le modèle SLIPIE. Il s'agit d'un modèle semi-microscopique, construit sur une approche géométrique participant-spectateur. Les principales particularités de ce modèle comparativement à ceux disponibles dans la littérature sont d'une part l'absence de traitement dynamique de la collision et d'autre part le fait que l'ensemble du calcul se fasse uniquement dans l'espace des impulsions.

Dans un premier temps, les caractéristiques de ce qui peut être assimilé au modèle de voie d'entrée ont été décrites. Les noyaux projectiles et cibles sont construits en échantillonnant les impulsions de leurs nucléons à partir des distributions d'impulsions prédites par le modèle en couche. Un "boost" relativiste est ensuite appliqué au projectile pour lui donner la vitesse incidente. Le nombre de nucléons participants du projectile et de la cible sont définis géométriquement en calculant le volume de recouvrement des deux sphères à partir d'un paramètre d'impact choisi aléatoirement. Les nucléons participants subissent alors des collisions, suivies d'un processus de coalescence aléatoire entre participants pour produire les fragments dits de mi-rapidité. Finalement, les énergies d'excitation de l'ensemble des espèces produites sont calculées. Ces énergies d'excitation correspondent à des niveaux d'énergie discrets expérimentalement mesurés. Le choix de ces niveaux se fait par peuplement thermique, la température étant déterminée en fonction du paramètre d'impact de la collision.

Le modèle de désexcitation a ensuite été détaillé. Il s'agit d'un modèle de type Fermi Break-Up, qui permet donc la décroissance de tout noyau excité vers n fragments fils, lesquels fragments ont la possibilité d'être créés également dans un de leurs états excités. Le choix du canal de décroissance se fait par Monte-Carlo suivant le poids statistique micro-canonique entre les différents canaux de décroissance énergétiquement accessibles. La cinématique des fragments fils est alors calculée d'après la distribution de l'espace des phases à n -corps.

Les résultats prédits par ce modèle ont ensuite été comparés aux données expérimentales présentées dans le chapitre 4. Ces comparaisons ont été effectuées uniquement pour la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ à 95 MeV/A. Les simulations pour les autres cibles disponibles expérimentalement n'ont pas été effectuées par manque de temps.

Les comparaisons aux données expérimentales ont montré des lacunes importantes dans la reproduction des fragments les plus légers. Bien que les protons soient très bien reproduits, tant en taux de production qu'en sections efficaces doublement différentielles, les isotopes de masse $A=2$ et $A=3$ présentent de grands écarts avec les données expérimentales. Ce résultat semble dû au fait que pour obtenir les résultats les plus prédictifs possibles sur l'ensemble des isotopes, il a été nécessaire de ne pas appliquer de critère de coalescence sur les deutons. En effet, la fonction de distribution d'impulsion prédite par l'oscillateur harmonique utilisée pour contraindre la coalescence ne semble plus valable pour de trop petits noyaux. Les deutons ont donc été laissés complètement libres dans ce modèle, ce qui a eu pour effet de les produire en trop grande quantité, au détriment des isotopes de masses $A=3$, nettement sous-estimés. De plus, en ce qui concerne les distributions des isotopes de masse $A=3$, une large sous-estimation de fragments de haute énergie (énergie faisceau) a été observée. Cet effet semble dû à une limite posée par le modèle de désexcitation qui ne se base que sur des niveaux d'énergie discrets expérimentalement

mesurés. Tous les niveaux d'énergie de tous les noyaux ne sont d'une part pas connus, et d'autre part, la possibilité de peupler les noyaux dans des états excités du continuum n'est pas considérée. Il apparaît alors que les noyaux ne peuvent pas atteindre des énergies d'excitation suffisante pour atteindre les voies de décroissance comprenant des fragments fils de masse $A=3$. En conséquence, un excès de certains isotopes lourds (principalement ^{10}Be et ^{10}C) est observé. Un autre aspect pourrait éventuellement expliquer cette mauvaise reproduction des masses $A=2$ et $A=3$. Le modèle HIPSE, qui lui reproduit bien leurs taux de production, est assez similaire au modèle SLIPIE dans l'approche suivie pour modéliser la voie d'entrée, si ce n'est que la collision est traitée simultanément dans l'espace des impulsions et des positions. Le critère de coalescence est donc plus restrictif dans le modèle HIPSE. Il est possible que l'approche faite ici de travailler uniquement dans l'espace des impulsions constitue une limite du modèle SLIPIE et ne permette pas de reproduire correctement les fragments légers.

Mis à part ces deux sources d'écarts avec les données expérimentales, les taux de production sont obtenus en moyenne avec une précision de 7 à 20% et la cinématique des fragments, tant pour les distributions angulaires qu'en énergie sont en bon accord avec les données expérimentales.

Ces résultats restent toutefois préliminaires. Les travaux suivants sont en cours :

- Amélioration du critère de coalescence appliqué aux fragments créés depuis la zone de recouvrement,
- Extrapolation des niveaux d'énergie connus à partir de la modélisation d'un paramètre de densité de niveau pour permettre le peuplement des fragments excités dans des niveaux d'énergie du continuum,
- Intégration d'une répulsion coulombienne entre le projectile et la cible en fonction du paramètre d'impact pour permettre l'émission de fragments par le quasi-projectile à des angles plus importants.
- Simulations pour les autres cibles présentées dans cette thèse, ainsi que sur les données mesurées à Catane dans la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ à 62 MeV/A [61] afin de mieux contraindre le modèle.

Conclusions et Perspectives

Les processus nucléaires mis en jeu dans les réactions propres à la hadronthérapie restent encore mal connus par la communauté scientifique. Leur maîtrise est cependant nécessaire afin d'estimer précisément la dose reçue par l'ensemble des tissus (sains et tumoraux) et de bénéficier ainsi pleinement des avantages des ions carbone en hadronthérapie. C'est pourquoi, dans le contexte de cette thèse, nous avons entrepris d'enrichir les connaissances dans ce domaine en étudiant précisément la fragmentation du ^{12}C sur cible mince à 95 MeV/A. L'ensemble des travaux effectués a été récapitulé dans ce manuscrit dont le premier chapitre a été consacré la description de la physique utile en hadronthérapie. Les avantages thérapeutiques des ions carbone par rapport à d'autres types de projectiles y ont entre autre été discutés.

Afin d'espérer comprendre les mécanismes mis en jeu lors de telles réactions, il convient de les observer expérimentalement. Dans ce but, deux expériences ont été réalisées au GANIL en mai 2011 et en septembre 2013 afin de mesurer les sections efficaces doublement différentielles de fragmentation du ^{12}C à 95 MeV/A sur cibles fines d'intérêt médical (C, CH_2 , Al, Al_2O_3 , Ti et PMMA). La première expérience a permis d'obtenir ces sections efficaces pour des angles compris entre 4 et 43° par rapport à la direction du faisceau alors que la seconde s'est concentrée sur leur détermination à 0° . Ces deux expériences ont été réalisées avec un dispositif expérimental similaire, composé d'un ensemble de télescopes pour la détection des particules chargées et d'un dispositif de monitoring faisceau afin de remonter au nombre d'ions incidents. La particularité de ce dispositif expérimental comparativement à ce qui est utilisé dans d'autres expériences de ce type est d'être très simple et composé de peu de détecteurs, ce qui a rendu l'analyse des données expérimentales relativement simple et rapide. Une méthode d'analyse utilisant les logiciels orienté-objet ROOT et KaliVeda a été développée. Elle permet une analyse rapide et quasi-automatisée des données, incluant l'étalonnage en énergie des détecteurs et l'identification des particules chargées. Au cours du deuxième chapitre, les caractéristiques des dispositifs expérimentaux utilisés ont été détaillées. Les méthodes utilisées pour analyser les données des expériences E600 et 0° y ont également été décrites.

Une étude a ensuite été nécessaire afin d'estimer les erreurs systématiques faites lors de l'analyse des données expérimentales. Ce fut l'objet du troisième chapitre de ce manuscrit. Cette étude a été réalisée à partir de simulations Monte-Carlo faites avec le logiciel de simulation GEANT4 et a permis de prendre en compte tant les erreurs induites par la méthode d'analyse que celles causées par le dispositif expérimental lui-même. Deux sources principales d'erreurs ont ainsi été dégagées, la première est due aux interactions inélastiques entre les particules chargées et les détecteurs et la seconde est causée par la détection simultanée dans un même détecteur de deux particules α issues du même événement. Il est cependant difficile d'estimer avec précision ces erreurs systématiques à partir de modèles nucléaires dont on sait qu'ils ne reproduisent pas les interactions nucléaires à l'énergie considérée. C'est pourquoi, dans une approche conservatrice, le choix a été fait de maximiser les barres d'erreurs en les prenant, pour chaque isotope, et quel que soit l'angle et l'énergie, égales à leur estimation maximale (correspondant à la valeur de l'angle le plus faible, soit 4° pour les données de l'expérience E600). En moyenne, les barres d'erreurs appliquées sont d'environ 10%.

Une fois les erreurs systématiques estimées, les sections efficaces de fragmentation ont pu être déterminées. Elles ont été présentées pour les différentes cibles utilisées et les différents fragments détectés dans le quatrième chapitre de ce manuscrit. Ces expériences ont permis d'obtenir un très grand nombre de données de bonne qualité. En assimilant les distributions angulaires à une somme d'une gaussienne et de deux exponentielles, les sections efficaces de production de chaque

fragment ont pu être obtenues. Il a été observé que les taux de production sont d'autant plus importants et les angles d'émission d'autant plus larges que la charge et/ou la masse de la cible est élevée. D'autre part, l'augmentation de la charge et/ou de la masse de la cible engendre une augmentation globale des sections efficaces. Ce phénomène est principalement visible à grand angle et à basse énergie. De plus, les distributions en énergie sont dominées aux angles avants par l'émission de fragments à des énergies proches de celle du faisceau.

Finalement, par combinaison des sections efficaces obtenues pour les cibles Al_2O_3 , Al, CH_2 et C, les sections efficaces de la cible de PMMA ont été reconstruites avec une précision de quelques pourcents. Les cibles utilisées lors de notre expérience représentant 95% de la composition d'un corps humain, la combinaison de ces sections efficaces permet donc de les obtenir pour la quasi-totalité des tissus organiques. La quantité de données obtenues est telle qu'il n'a pas été possible de tout présenter dans ce manuscrit. Pour cette raison, et pour permettre à l'ensemble de la communauté d'exploiter ces données, elles ont été mises à disposition en libre accès sur le site web : <http://hadrontherapy-data.in2p3.fr>.

L'objectif second de ce travail a été de comparer ces données avec celles prédites par les modèles nucléaires disponibles dans la littérature. En effet, pour une maîtrise totale de la dose déposée lors d'un traitement, ces sections efficaces de fragmentation doivent être connues quelle que soit l'énergie de l'ion incident et la nature des noyaux cibles rencontrés. Une première solution pourrait être d'effectuer l'ensemble des mesures pour toutes les énergies et toutes les cibles possibles. Devant la quantité de mesures représentée, une autre solution possible serait d'effectuer ces mesures uniquement pour quelques énergies entre 0 et 400 MeV/A et pour un ensemble de cibles représentatives. Les sections efficaces pourraient alors être obtenues en tout point par extrapolation. Cependant, la solution idéale serait de disposer d'un modèle nucléaire contenant les ingrédients physiques adéquats pour prédire ces sections efficaces de fragmentation sur l'ensemble des systèmes concernés.

Une première étude a donc été effectuée dans le cinquième chapitre de ce manuscrit afin de comparer les prédictions des différents modèles nucléaires disponibles. Dans un premier temps, le logiciel de simulation GEANT4 a été utilisé. Trois modèles de voie d'entrée ont été utilisés : un modèle de cascade binaire, un modèle de dynamique moléculaire quantique et le modèle de cascade intra-nucléaire de Liège. Ils ont été couplés à deux modèles de voie de sortie : un modèle d'évaporation généralisée et un modèle de Fermi Break-Up. Bien qu'il soit apparu que le modèle de désexcitation de Fermi Break-Up donne des résultats plus proches des données expérimentales, aucun de ces modèles n'a permis de reproduire les sections efficaces expérimentales avec dans certains cas des écarts aux données de plus d'un ordre de grandeur. La difficulté majeure pour ces modèles concerne la reproduction des fragments émis aux énergies intermédiaires qui semblent provenir de la zone de recouvrement des deux noyaux en collision.

Suite à cette observation, un autre modèle a été utilisé, le modèle HIPSE. Il s'agit d'un modèle phénoménologique qui traite la collision en suivant une approche géométrique participant-spectateur. Il est alors apparu que la contribution du quasi-projectile n'était pas correctement reproduite par le modèle HIPSE. Cependant, les énergies intermédiaires et les grands angles, associés à la contribution de mi-rapidité, est ici bien mieux reproduite que pour ce que nous avons pu voir avec les modèles de GEANT4. Il semble donc essentiel de considérer cette zone de recouvrement géométrique pour reproduire correctement les contributions observées aux énergies intermédiaires.

Finalement, puisque aucun des modèles étudié n'a pu reproduire les sections efficaces mesurées de manière satisfaisante, nous avons entrepris dans le dernier chapitre de développer un nouveau modèle : le modèle SLIPIE. Il s'agit d'un modèle semi-microscopique, construit sur une approche géométrique participant-spectateur dont les principales particularités sont d'une part l'absence

de traitement dynamique de la collision et d'autre part le fait que l'ensemble du calcul se fasse uniquement dans l'espace des impulsions. Un modèle de désexcitation de type Fermi Break-Up a également été développé pour faire décroître les fragments excités générés par la voie d'entrée. Les résultats prédits par ce modèle ont ensuite été comparés aux données expérimentales pour la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ à 95 MeV/A. Ces comparaisons ont montré des lacunes importantes dans la reproduction des fragments les plus légers (masses $A=2$ et $A=3$). Cependant, les isotopes les plus lourds sont eux assez bien reproduits, avec une précision de 7 à 20% sur les sections efficaces de production et une cinématique bien reproduite tant pour les distributions angulaires qu'en énergie. Nous avons ici un modèle encore préliminaire dont certains aspects tels que le critère de coalescence ou la description des niveaux d'énergie des noyaux excités sont encore étudiés. De meilleurs résultats que ceux présentés ici peuvent donc probablement être obtenus. Au cours de cette étude, seuls les résultats obtenus pour la cible de carbone ont été présentés. Les autres cibles n'ont pour le moment pas encore été étudiées par manque de temps mais ces comparaisons sont actuellement en projet et permettront une contrainte plus forte sur ce modèle.

Comme nous l'avons expliqué plus tôt, pour une maîtrise totale des processus nucléaires sur toute la gamme en énergie utile en hadronthérapie, d'autres mesures expérimentales sont nécessaires. Un effort européen dans ce domaine est actuellement engagé pour déterminer avec précision ces sections efficaces de fragmentation. Dans ce cadre, des mesures à 62 MeV/A ont déjà été publiées par des équipes italiennes [61]. D'autres, réalisées à 400 MeV/A au GSI par la collaboration FIRST [62] devraient l'être prochainement. De plus, notre groupe de recherche est impliqué à long terme dans le projet ARCHADE [111]. Ce projet permettra à la communauté scientifique d'accéder d'ici 2020 à un cyclotron dédié à la recherche en hadronthérapie pouvant fournir des faisceau d'ions protons, hélium ou carbone aux énergies thérapeutiques. Un dispositif y est prévu pour effectuer des mesures systématiques. Dans un futur plus proche, des mesures de fragmentation à 50 MeV/A sont prévues au GANIL pour l'année 2016. Ces nouvelles données permettront des contraintes plus importantes sur les modèles nucléaires.

Annexes

Distributions angulaires

A.1 Cible d'hydrogène

θ (Deg)	^1H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^2H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^4He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^6He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
4(1)	1.19(0.36)	4.2(2.1) $\times 10^{-1}$	1.5(1.0) $\times 10^{-1}$	4.3(3.7) $\times 10^{-1}$	3.8(1.5)	1.5(2.8) $\times 10^{-1}$
7(1)	7.8(2.6) $\times 10^{-1}$	2.5(1.4) $\times 10^{-1}$	1.04(0.79) $\times 10^{-1}$	2.6(1.9) $\times 10^{-1}$	1.24(0.58)	8.18(10.0) $\times 10^{-2}$
9(1)	7.0(2.3) $\times 10^{-1}$	2.0(1.2) $\times 10^{-1}$	7.0(6.1) $\times 10^{-2}$	1.8(1.4) $\times 10^{-1}$	6.2(3.7) $\times 10^{-1}$	3.0(4.8) $\times 10^{-2}$
11(1)	5.2(1.8) $\times 10^{-1}$	1.39(0.91) $\times 10^{-1}$	4.2(4.3) $\times 10^{-2}$	9.8(7.7) $\times 10^{-2}$	2.2(1.8) $\times 10^{-1}$	3.53(14.0) $\times 10^{-3}$
13(1)	4.2(1.5) $\times 10^{-1}$	1.06(0.76) $\times 10^{-1}$	2.4(3.4) $\times 10^{-2}$	5.6(5.4) $\times 10^{-2}$	9.16(11.0) $\times 10^{-2}$	1.2(8.1) $\times 10^{-3}$
15(1)	3.0(1.1) $\times 10^{-1}$	7.8(5.8) $\times 10^{-2}$	1.2(2.4) $\times 10^{-2}$	2.9(3.4) $\times 10^{-2}$	2.3(5.7) $\times 10^{-2}$	-
17(1)	2.61(0.99) $\times 10^{-1}$	7.4(5.0) $\times 10^{-2}$	9.91(19.0) $\times 10^{-3}$	2.1(2.6) $\times 10^{-2}$	1.4(3.8) $\times 10^{-2}$	-
19(1)	1.86(0.77) $\times 10^{-1}$	5.2(3.9) $\times 10^{-2}$	3.02(14.0) $\times 10^{-3}$	7.69(17.0) $\times 10^{-3}$	-	-
21(1)	1.80(0.69) $\times 10^{-1}$	4.8(3.4) $\times 10^{-2}$	2.45(12.0) $\times 10^{-3}$	5.35(14.0) $\times 10^{-3}$	-	-
23(1)	1.38(0.56) $\times 10^{-1}$	3.4(2.7) $\times 10^{-2}$	-	-	-	-
27(1)	1.15(0.44) $\times 10^{-1}$	2.3(2.0) $\times 10^{-2}$	-	-	-	-
31(1)	9.4(3.5) $\times 10^{-2}$	1.3(1.5) $\times 10^{-2}$	-	-	-	-
35(1)	8.0(2.9) $\times 10^{-2}$	1.0(1.2) $\times 10^{-2}$	-	-	-	-
39(1)	6.5(2.4) $\times 10^{-2}$	-	-	-	-	-
θ (Deg)	^6Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^9Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^8B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
4(1)	2.5(1.1) $\times 10^{-1}$	1.74(0.97) $\times 10^{-1}$	3.38(0.80) $\times 10^{-1}$	6.2(2.9) $\times 10^{-2}$	1.8(1.8) $\times 10^{-2}$	3.3(2.6) $\times 10^{-2}$
7(1)	5.8(3.7) $\times 10^{-2}$	4.2(3.4) $\times 10^{-2}$	6.8(2.7) $\times 10^{-2}$	1.4(1.0) $\times 10^{-2}$	5.0(6.3) $\times 10^{-3}$	7.82(11.0) $\times 10^{-3}$
9(1)	1.8(1.9) $\times 10^{-2}$	9.15(17.0) $\times 10^{-3}$	1.6(1.1) $\times 10^{-2}$	1.6(3.4) $\times 10^{-3}$	-	-
11(1)	4.2(8.4) $\times 10^{-3}$	1.0(6.7) $\times 10^{-3}$	2.2(3.9) $\times 10^{-3}$	2.6(7.9) $\times 10^{-4}$	-	-
θ (Deg)	^{10}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{12}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	
4(1)	3.9(1.3) $\times 10^{-1}$	3.1(1.6) $\times 10^{-1}$	9.9(4.6) $\times 10^{-2}$	6.6(1.9) $\times 10^{-1}$	2.0(1.8) $\times 10^{-1}$	
7(1)	3.4(2.2) $\times 10^{-2}$	1.1(2.1) $\times 10^{-2}$	7.1(6.1) $\times 10^{-3}$	2.4(1.6) $\times 10^{-2}$	-	

TABLE A.1 – Sections efficaces de fragmentation du ^{12}C pour la cible d'hydrogène. Les valeurs entre parenthèses représentent l'incertitude [4.55(0.52) équivaut à 4.55 ± 0.52].

A.2 Cible de carbone

θ (Deg)	^1H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^2H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^4He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^6He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
4(1)	4.26(0.39)	2.42(0.26)	1.17(0.13)	1.73(0.40)	$1.27(0.16)\times 10^1$	$4.3(2.6)\times 10^{-1}$
7(1)	2.90(0.28)	1.56(0.17)	$8.62(0.99)\times 10^{-1}$	1.25(0.22)	5.49(0.65)	$4.0(1.1)\times 10^{-1}$
9(1)	2.63(0.25)	1.34(0.15)	$6.77(0.78)\times 10^{-1}$	$9.3(1.6)\times 10^{-1}$	3.52(0.43)	$2.36(0.60)\times 10^{-1}$
11(1)	2.07(0.20)	1.03(0.11)	$4.87(0.56)\times 10^{-1}$	$6.22(0.93)\times 10^{-1}$	1.83(0.22)	$8.4(1.9)\times 10^{-2}$
13(1)	1.78(0.17)	$8.72(0.95)\times 10^{-1}$	$3.90(0.45)\times 10^{-1}$	$4.70(0.68)\times 10^{-1}$	1.17(0.14)	$5.0(1.1)\times 10^{-2}$
15(1)	1.36(0.13)	$6.66(0.73)\times 10^{-1}$	$2.86(0.33)\times 10^{-1}$	$3.14(0.44)\times 10^{-1}$	$6.71(0.78)\times 10^{-1}$	$2.15(0.47)\times 10^{-2}$
17(1)	1.17(0.11)	$5.69(0.62)\times 10^{-1}$	$2.29(0.26)\times 10^{-1}$	$2.42(0.33)\times 10^{-1}$	$4.59(0.52)\times 10^{-1}$	$1.36(0.30)\times 10^{-2}$
19(1)	$9.29(0.89)\times 10^{-1}$	$4.47(0.49)\times 10^{-1}$	$1.73(0.20)\times 10^{-1}$	$1.71(0.23)\times 10^{-1}$	$3.01(0.33)\times 10^{-1}$	$6.8(1.5)\times 10^{-3}$
21(1)	$8.21(0.79)\times 10^{-1}$	$3.92(0.43)\times 10^{-1}$	$1.44(0.17)\times 10^{-1}$	$1.40(0.19)\times 10^{-1}$	$2.29(0.25)\times 10^{-1}$	$4.8(1.1)\times 10^{-3}$
23(1)	$6.79(0.65)\times 10^{-1}$	$3.18(0.35)\times 10^{-1}$	$1.13(0.13)\times 10^{-1}$	$1.03(0.14)\times 10^{-1}$	$1.71(0.18)\times 10^{-1}$	$2.96(0.65)\times 10^{-3}$
27(1)	$5.15(0.50)\times 10^{-1}$	$2.35(0.26)\times 10^{-1}$	$8.04(0.93)\times 10^{-2}$	$6.92(0.94)\times 10^{-2}$	$1.10(0.12)\times 10^{-1}$	$1.33(0.30)\times 10^{-3}$
31(1)	$4.07(0.39)\times 10^{-1}$	$1.81(0.20)\times 10^{-1}$	$5.99(0.69)\times 10^{-2}$	$4.80(0.65)\times 10^{-2}$	$7.87(0.82)\times 10^{-2}$	$6.7(1.6)\times 10^{-4}$
35(1)	$3.36(0.32)\times 10^{-1}$	$1.42(0.16)\times 10^{-1}$	$4.72(0.54)\times 10^{-2}$	$3.60(0.49)\times 10^{-2}$	$5.93(0.62)\times 10^{-2}$	$5.4(1.2)\times 10^{-4}$
39(1)	$2.78(0.27)\times 10^{-1}$	$1.13(0.12)\times 10^{-1}$	$3.73(0.43)\times 10^{-2}$	$2.73(0.37)\times 10^{-2}$	$4.40(0.46)\times 10^{-2}$	$3.32(0.76)\times 10^{-4}$
θ (Deg)	^6Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^9Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^8B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
4(1)	$8.9(1.2)\times 10^{-1}$	$8.5(1.1)\times 10^{-1}$	$7.45(0.74)\times 10^{-1}$	$3.22(0.34)\times 10^{-1}$	$1.69(0.22)\times 10^{-1}$	$1.01(0.27)\times 10^{-1}$
7(1)	$3.18(0.43)\times 10^{-1}$	$3.13(0.42)\times 10^{-1}$	$2.91(0.30)\times 10^{-1}$	$1.15(0.13)\times 10^{-1}$	$6.06(0.82)\times 10^{-2}$	$5.1(1.4)\times 10^{-2}$
9(1)	$1.83(0.25)\times 10^{-1}$	$1.68(0.23)\times 10^{-1}$	$1.38(0.14)\times 10^{-1}$	$4.14(0.46)\times 10^{-2}$	$1.97(0.27)\times 10^{-2}$	$1.55(0.42)\times 10^{-2}$
11(1)	$8.3(1.1)\times 10^{-2}$	$6.91(0.94)\times 10^{-2}$	$5.09(0.53)\times 10^{-2}$	$9.6(1.1)\times 10^{-3}$	$3.61(0.52)\times 10^{-3}$	$4.2(1.1)\times 10^{-3}$
13(1)	$5.11(0.69)\times 10^{-2}$	$3.71(0.51)\times 10^{-2}$	$2.65(0.28)\times 10^{-2}$	$3.63(0.43)\times 10^{-3}$	$1.39(0.21)\times 10^{-3}$	$1.74(0.48)\times 10^{-3}$
15(1)	$2.74(0.37)\times 10^{-2}$	$1.93(0.26)\times 10^{-2}$	$1.25(0.13)\times 10^{-2}$	$1.41(0.17)\times 10^{-3}$	$5.54(0.79)\times 10^{-4}$	$6.5(2.1)\times 10^{-4}$
17(1)	$1.79(0.24)\times 10^{-2}$	$1.21(0.16)\times 10^{-2}$	$7.28(0.77)\times 10^{-3}$	$8.3(1.1)\times 10^{-4}$	$3.30(0.67)\times 10^{-4}$	$5.0(1.5)\times 10^{-4}$
19(1)	$1.19(0.16)\times 10^{-2}$	$8.1(1.1)\times 10^{-3}$	$4.52(0.48)\times 10^{-3}$	$5.10(0.61)\times 10^{-4}$	$1.56(0.25)\times 10^{-4}$	$2.61(0.72)\times 10^{-4}$
21(1)	$8.6(1.2)\times 10^{-3}$	$5.89(0.80)\times 10^{-3}$	$3.02(0.33)\times 10^{-3}$	$3.15(0.55)\times 10^{-4}$	$1.41(0.37)\times 10^{-4}$	$1.26(0.78)\times 10^{-4}$
23(1)	$6.52(0.89)\times 10^{-3}$	$4.38(0.60)\times 10^{-3}$	$2.35(0.25)\times 10^{-3}$	$2.18(0.29)\times 10^{-4}$	$1.11(0.19)\times 10^{-4}$	$1.23(0.35)\times 10^{-4}$
27(1)	$3.57(0.50)\times 10^{-3}$	$2.78(0.40)\times 10^{-3}$	$1.34(0.16)\times 10^{-3}$	$1.52(0.33)\times 10^{-4}$	$4.7(1.7)\times 10^{-5}$	$3.7(1.7)\times 10^{-5}$
31(1)	$2.28(0.34)\times 10^{-3}$	$1.69(0.25)\times 10^{-3}$	$6.58(0.98)\times 10^{-4}$	$7.5(2.5)\times 10^{-5}$	$3.7(1.7)\times 10^{-5}$	$7.5(7.7)\times 10^{-6}$
35(1)	$1.60(0.22)\times 10^{-3}$	$1.29(0.18)\times 10^{-3}$	$4.69(0.54)\times 10^{-4}$	$4.67(0.90)\times 10^{-5}$	$2.10(0.57)\times 10^{-5}$	$2.80(0.94)\times 10^{-5}$
39(1)	$1.06(0.15)\times 10^{-3}$	$7.8(1.1)\times 10^{-4}$	$2.44(0.31)\times 10^{-4}$	$3.79(0.81)\times 10^{-5}$	$1.39(0.46)\times 10^{-5}$	$6.3(3.3)\times 10^{-6}$
θ (Deg)	^{10}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{12}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	
4(1)	$9.9(1.3)\times 10^{-1}$	1.34(0.18)	$1.78(0.39)\times 10^{-1}$	1.20(0.16)	1.67(0.23)	
7(1)	$1.92(0.26)\times 10^{-1}$	$2.04(0.28)\times 10^{-1}$	$3.11(0.69)\times 10^{-2}$	$1.44(0.20)\times 10^{-1}$	$1.21(0.16)\times 10^{-1}$	
9(1)	$5.83(0.79)\times 10^{-2}$	$4.24(0.58)\times 10^{-2}$	$8.3(1.8)\times 10^{-3}$	$3.06(0.42)\times 10^{-2}$	$1.46(0.25)\times 10^{-2}$	
11(1)	$1.09(0.15)\times 10^{-2}$	$6.06(0.86)\times 10^{-3}$	$1.42(0.34)\times 10^{-3}$	$3.65(0.54)\times 10^{-3}$	$6.9(6.6)\times 10^{-4}$	
13(1)	$3.44(0.49)\times 10^{-3}$	$1.46(0.22)\times 10^{-3}$	$6.1(1.5)\times 10^{-4}$	$1.27(0.20)\times 10^{-3}$	-	
15(1)	$1.13(0.16)\times 10^{-3}$	$5.31(0.91)\times 10^{-4}$	$1.80(0.42)\times 10^{-4}$	$2.29(0.56)\times 10^{-4}$	-	
17(1)	$5.8(1.1)\times 10^{-4}$	$3.45(0.74)\times 10^{-4}$	$2.5(9.2)\times 10^{-5}$	$9.6(8.1)\times 10^{-5}$	-	
19(1)	$3.12(0.48)\times 10^{-4}$	$1.67(0.30)\times 10^{-4}$	$3.9(1.1)\times 10^{-5}$	$7.3(1.4)\times 10^{-5}$	-	
21(1)	$1.79(0.49)\times 10^{-4}$	$1.14(0.46)\times 10^{-4}$	$4.3(3.3)\times 10^{-5}$	$3.5(2.8)\times 10^{-5}$	-	
23(1)	$1.70(0.28)\times 10^{-4}$	$1.04(0.18)\times 10^{-4}$	$1.10(0.46)\times 10^{-5}$	$3.15(0.78)\times 10^{-5}$	-	
27(1)	$6.8(2.1)\times 10^{-5}$	$3.7(1.5)\times 10^{-5}$	-	-	-	
31(1)	$3.0(1.5)\times 10^{-5}$	$1.5(1.1)\times 10^{-5}$	-	-	-	
35(1)	$1.40(0.45)\times 10^{-5}$	$1.52(0.47)\times 10^{-5}$	-	-	-	
39(1)	$1.77(0.53)\times 10^{-5}$	$3.8(2.2)\times 10^{-6}$	-	-	-	

TABLE A.2 – Sections efficaces de fragmentation du ^{12}C pour la cible de carbone. Les valeurs entre parenthèses représentent l'incertitude [4.55(0.52) équivaut à 4.55 ± 0.52].

A.3 Cible d'oxygène

θ (Deg)	^1H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^2H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^4He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^6He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
4(1)	4.96(0.91)	2.78(0.59)	1.31(0.30)	1.96(0.85)	$1.38(0.34)\times 10^1$	$4.5(5.4)\times 10^{-1}$
7(1)	3.44(0.66)	1.80(0.40)	$9.5(2.3)\times 10^{-1}$	1.42(0.48)	6.1(1.4)	$4.6(2.4)\times 10^{-1}$
9(1)	3.04(0.60)	1.58(0.36)	$7.8(1.9)\times 10^{-1}$	1.08(0.36)	3.92(0.95)	$2.7(1.3)\times 10^{-1}$
11(1)	2.46(0.48)	1.22(0.28)	$5.8(1.4)\times 10^{-1}$	$7.4(2.2)\times 10^{-1}$	2.14(0.51)	$1.02(0.47)\times 10^{-1}$
13(1)	2.10(0.42)	1.04(0.24)	$4.6(1.1)\times 10^{-1}$	$5.6(1.7)\times 10^{-1}$	1.37(0.34)	$6.1(2.9)\times 10^{-2}$
15(1)	1.64(0.33)	$8.0(1.8)\times 10^{-1}$	$3.40(0.84)\times 10^{-1}$	$3.8(1.1)\times 10^{-1}$	$8.0(1.9)\times 10^{-1}$	$2.8(1.3)\times 10^{-2}$
17(1)	1.43(0.29)	$7.0(1.6)\times 10^{-1}$	$2.83(0.70)\times 10^{-1}$	$3.02(0.87)\times 10^{-1}$	$5.8(1.4)\times 10^{-1}$	$1.87(0.88)\times 10^{-2}$
19(1)	1.12(0.23)	$5.4(1.3)\times 10^{-1}$	$2.07(0.52)\times 10^{-1}$	$2.08(0.59)\times 10^{-1}$	$3.73(0.89)\times 10^{-1}$	$9.0(4.6)\times 10^{-3}$
21(1)	1.01(0.21)	$4.8(1.1)\times 10^{-1}$	$1.76(0.45)\times 10^{-1}$	$1.77(0.51)\times 10^{-1}$	$2.93(0.71)\times 10^{-1}$	$6.1(3.3)\times 10^{-3}$
23(1)	$8.2(1.7)\times 10^{-1}$	$3.78(0.90)\times 10^{-1}$	$1.34(0.35)\times 10^{-1}$	$1.25(0.36)\times 10^{-1}$	$2.12(0.51)\times 10^{-1}$	$3.8(2.1)\times 10^{-3}$
27(1)	$6.4(1.3)\times 10^{-1}$	$2.90(0.68)\times 10^{-1}$	$9.8(2.5)\times 10^{-2}$	$8.7(2.5)\times 10^{-2}$	$1.39(0.34)\times 10^{-1}$	$2.0(1.0)\times 10^{-3}$
31(1)	$5.0(1.1)\times 10^{-1}$	$2.18(0.52)\times 10^{-1}$	$7.0(1.8)\times 10^{-2}$	$5.9(1.7)\times 10^{-2}$	$1.02(0.24)\times 10^{-1}$	$5.7(5.5)\times 10^{-4}$
35(1)	$4.24(0.88)\times 10^{-1}$	$1.77(0.42)\times 10^{-1}$	$5.5(1.4)\times 10^{-2}$	$4.4(1.3)\times 10^{-2}$	$7.5(1.8)\times 10^{-2}$	$6.4(3.9)\times 10^{-4}$
39(1)	$3.49(0.74)\times 10^{-1}$	$1.39(0.33)\times 10^{-1}$	$4.3(1.1)\times 10^{-2}$	$3.34(0.96)\times 10^{-2}$	$5.6(1.4)\times 10^{-2}$	$4.7(2.6)\times 10^{-4}$
θ (Deg)	^6Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^9Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^8B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
4(1)	$9.5(2.4)\times 10^{-1}$	$9.2(2.3)\times 10^{-1}$	$8.1(1.5)\times 10^{-1}$	$3.34(0.67)\times 10^{-1}$	$1.83(0.46)\times 10^{-1}$	$1.08(0.54)\times 10^{-1}$
7(1)	$3.77(0.98)\times 10^{-1}$	$3.55(0.93)\times 10^{-1}$	$3.28(0.64)\times 10^{-1}$	$1.42(0.28)\times 10^{-1}$	$7.0(1.7)\times 10^{-2}$	$6.0(2.9)\times 10^{-2}$
9(1)	$2.09(0.56)\times 10^{-1}$	$1.92(0.52)\times 10^{-1}$	$1.59(0.32)\times 10^{-1}$	$5.0(1.1)\times 10^{-2}$	$2.32(0.63)\times 10^{-2}$	$1.90(0.99)\times 10^{-2}$
11(1)	$1.03(0.28)\times 10^{-1}$	$8.7(2.4)\times 10^{-2}$	$6.4(1.3)\times 10^{-2}$	$1.26(0.30)\times 10^{-2}$	$5.2(1.6)\times 10^{-3}$	$4.9(2.9)\times 10^{-3}$
13(1)	$6.4(1.8)\times 10^{-2}$	$4.7(1.4)\times 10^{-2}$	$3.13(0.70)\times 10^{-2}$	$5.0(1.4)\times 10^{-3}$	$1.61(0.64)\times 10^{-3}$	$2.4(1.4)\times 10^{-3}$
15(1)	$3.4(1.0)\times 10^{-2}$	$2.51(0.79)\times 10^{-2}$	$1.54(0.35)\times 10^{-2}$	$2.51(0.62)\times 10^{-3}$	$7.8(3.0)\times 10^{-4}$	$8.3(6.3)\times 10^{-4}$
17(1)	$2.39(0.72)\times 10^{-2}$	$1.58(0.52)\times 10^{-2}$	$9.7(2.3)\times 10^{-3}$	$1.10(0.40)\times 10^{-3}$	$5.5(2.3)\times 10^{-4}$	$6.2(4.2)\times 10^{-4}$
19(1)	$1.52(0.47)\times 10^{-2}$	$1.06(0.36)\times 10^{-2}$	$6.0(1.4)\times 10^{-3}$	$7.6(2.6)\times 10^{-4}$	$3.9(1.5)\times 10^{-4}$	$3.6(2.7)\times 10^{-4}$
21(1)	$1.17(0.37)\times 10^{-2}$	$8.3(2.8)\times 10^{-3}$	$4.1(1.0)\times 10^{-3}$	$4.8(2.2)\times 10^{-4}$	$3.4(1.3)\times 10^{-4}$	$2.3(2.0)\times 10^{-4}$
23(1)	$8.7(2.8)\times 10^{-3}$	$5.8(2.1)\times 10^{-3}$	$3.08(0.76)\times 10^{-3}$	$4.3(1.5)\times 10^{-4}$	$1.9(1.0)\times 10^{-4}$	$1.8(1.2)\times 10^{-4}$
27(1)	$5.2(1.7)\times 10^{-3}$	$3.2(1.3)\times 10^{-3}$	$2.01(0.51)\times 10^{-3}$	$2.4(1.3)\times 10^{-4}$	-	-
31(1)	$3.3(1.1)\times 10^{-3}$	$2.30(0.94)\times 10^{-3}$	$1.22(0.35)\times 10^{-3}$	$1.5(1.0)\times 10^{-4}$	-	-
35(1)	$1.98(0.72)\times 10^{-3}$	$2.11(0.66)\times 10^{-3}$	$8.2(2.1)\times 10^{-4}$	$1.20(0.49)\times 10^{-4}$	-	-
39(1)	$1.40(0.51)\times 10^{-3}$	$1.10(0.45)\times 10^{-3}$	$3.8(1.3)\times 10^{-4}$	$1.29(0.41)\times 10^{-4}$	-	-
θ (Deg)	^{10}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{12}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	
4(1)	1.04(0.25)	1.41(0.34)	$1.82(0.74)\times 10^{-1}$	1.26(0.30)	1.79(0.43)	
7(1)	$2.42(0.60)\times 10^{-1}$	$2.23(0.55)\times 10^{-1}$	$4.1(1.7)\times 10^{-2}$	$1.78(0.43)\times 10^{-1}$	$1.41(0.35)\times 10^{-1}$	
9(1)	$6.7(1.8)\times 10^{-2}$	$5.2(1.4)\times 10^{-2}$	$9.2(4.1)\times 10^{-3}$	$3.52(0.96)\times 10^{-2}$	$1.98(0.67)\times 10^{-2}$	
11(1)	$1.55(0.44)\times 10^{-2}$	$8.1(2.6)\times 10^{-3}$	$1.90(0.92)\times 10^{-3}$	$5.4(1.6)\times 10^{-3}$	$2.4(1.2)\times 10^{-3}$	
13(1)	$5.1(1.6)\times 10^{-3}$	$2.67(0.92)\times 10^{-3}$	$7.3(4.0)\times 10^{-4}$	-	-	
15(1)	$1.57(0.61)\times 10^{-3}$	-	-	-	-	

TABLE A.3 – Sections efficaces de fragmentation du ^{12}C pour la cible d'oxygène. Les valeurs entre parenthèses représentent l'incertitude [4.55(0.52) équivaut à 4.55 ± 0.52].

A.4 Cible d'aluminium

θ (Deg)	^1H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^2H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^4He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^6He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
4(1)	6.15(0.56)	3.50(0.37)	1.68(0.19)	2.34(0.52)	1.58(0.20) $\times 10^1$	5.2(3.2) $\times 10^{-1}$
7(1)	4.24(0.41)	2.33(0.25)	1.26(0.14)	1.75(0.29)	6.96(0.84)	5.1(1.4) $\times 10^{-1}$
9(1)	3.87(0.37)	2.05(0.22)	1.03(0.12)	1.33(0.22)	4.66(0.57)	3.20(0.80) $\times 10^{-1}$
11(1)	3.16(0.30)	1.60(0.17)	7.65(0.88) $\times 10^{-1}$	9.2(1.4) $\times 10^{-1}$	2.63(0.32)	1.29(0.29) $\times 10^{-1}$
13(1)	2.75(0.26)	1.39(0.15)	6.35(0.73) $\times 10^{-1}$	7.2(1.0) $\times 10^{-1}$	1.79(0.21)	8.3(1.9) $\times 10^{-2}$
15(1)	2.15(0.21)	1.07(0.12)	4.71(0.54) $\times 10^{-1}$	4.91(0.68) $\times 10^{-1}$	1.08(0.12)	3.81(0.84) $\times 10^{-2}$
17(1)	1.90(0.18)	9.5(1.0) $\times 10^{-1}$	3.97(0.46) $\times 10^{-1}$	4.03(0.56) $\times 10^{-1}$	8.01(0.91) $\times 10^{-1}$	2.62(0.58) $\times 10^{-2}$
19(1)	1.52(0.15)	7.39(0.81) $\times 10^{-1}$	2.98(0.34) $\times 10^{-1}$	2.79(0.38) $\times 10^{-1}$	5.41(0.59) $\times 10^{-1}$	1.41(0.31) $\times 10^{-2}$
21(1)	1.38(0.13)	6.72(0.73) $\times 10^{-1}$	2.59(0.30) $\times 10^{-1}$	2.40(0.33) $\times 10^{-1}$	4.39(0.47) $\times 10^{-1}$	1.08(0.24) $\times 10^{-2}$
23(1)	1.15(0.11)	5.39(0.59) $\times 10^{-1}$	2.02(0.23) $\times 10^{-1}$	1.73(0.24) $\times 10^{-1}$	3.31(0.35) $\times 10^{-1}$	7.0(1.5) $\times 10^{-3}$
27(1)	8.84(0.85) $\times 10^{-1}$	4.06(0.44) $\times 10^{-1}$	1.45(0.17) $\times 10^{-1}$	1.16(0.16) $\times 10^{-1}$	2.25(0.23) $\times 10^{-1}$	3.09(0.69) $\times 10^{-3}$
31(1)	7.19(0.69) $\times 10^{-1}$	3.14(0.34) $\times 10^{-1}$	1.08(0.12) $\times 10^{-1}$	8.3(1.1) $\times 10^{-2}$	1.60(0.17) $\times 10^{-1}$	2.04(0.47) $\times 10^{-3}$
35(1)	6.01(0.58) $\times 10^{-1}$	2.49(0.27) $\times 10^{-1}$	8.31(0.96) $\times 10^{-2}$	6.08(0.82) $\times 10^{-2}$	1.22(0.13) $\times 10^{-1}$	1.29(0.29) $\times 10^{-3}$
39(1)	5.08(0.49) $\times 10^{-1}$	2.01(0.22) $\times 10^{-1}$	6.51(0.75) $\times 10^{-2}$	4.57(0.62) $\times 10^{-2}$	9.06(0.94) $\times 10^{-2}$	7.9(1.8) $\times 10^{-4}$
θ (Deg)	^6Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^9Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^8B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
4(1)	1.08(0.14)	1.04(0.14)	8.91(0.89) $\times 10^{-1}$	3.78(0.40) $\times 10^{-1}$	2.08(0.28) $\times 10^{-1}$	1.21(0.32) $\times 10^{-1}$
7(1)	4.26(0.58) $\times 10^{-1}$	4.12(0.56) $\times 10^{-1}$	3.57(0.37) $\times 10^{-1}$	1.45(0.16) $\times 10^{-1}$	7.12(0.97) $\times 10^{-2}$	6.1(1.6) $\times 10^{-2}$
9(1)	2.50(0.34) $\times 10^{-1}$	2.38(0.32) $\times 10^{-1}$	1.86(0.19) $\times 10^{-1}$	5.94(0.65) $\times 10^{-2}$	2.88(0.39) $\times 10^{-2}$	2.25(0.60) $\times 10^{-2}$
11(1)	1.31(0.18) $\times 10^{-1}$	1.12(0.15) $\times 10^{-1}$	7.61(0.79) $\times 10^{-2}$	1.76(0.20) $\times 10^{-2}$	7.7(1.1) $\times 10^{-3}$	7.3(2.0) $\times 10^{-3}$
13(1)	8.2(1.1) $\times 10^{-2}$	6.71(0.91) $\times 10^{-2}$	4.29(0.45) $\times 10^{-2}$	8.47(0.97) $\times 10^{-3}$	3.27(0.47) $\times 10^{-3}$	3.34(0.90) $\times 10^{-3}$
15(1)	4.95(0.67) $\times 10^{-2}$	3.97(0.54) $\times 10^{-2}$	2.20(0.23) $\times 10^{-2}$	3.46(0.40) $\times 10^{-3}$	1.55(0.22) $\times 10^{-3}$	1.45(0.45) $\times 10^{-3}$
17(1)	3.51(0.48) $\times 10^{-2}$	2.73(0.37) $\times 10^{-2}$	1.45(0.15) $\times 10^{-2}$	2.76(0.32) $\times 10^{-3}$	1.18(0.18) $\times 10^{-3}$	9.7(2.8) $\times 10^{-4}$
19(1)	2.38(0.32) $\times 10^{-2}$	1.92(0.26) $\times 10^{-2}$	9.16(0.97) $\times 10^{-3}$	1.69(0.20) $\times 10^{-3}$	7.2(1.1) $\times 10^{-4}$	6.2(1.9) $\times 10^{-4}$
21(1)	1.84(0.25) $\times 10^{-2}$	1.45(0.20) $\times 10^{-2}$	6.64(0.71) $\times 10^{-3}$	1.54(0.19) $\times 10^{-3}$	6.01(0.95) $\times 10^{-4}$	4.9(1.5) $\times 10^{-4}$
23(1)	1.40(0.19) $\times 10^{-2}$	1.15(0.16) $\times 10^{-2}$	4.89(0.52) $\times 10^{-3}$	9.7(1.1) $\times 10^{-4}$	5.30(0.77) $\times 10^{-4}$	2.82(0.78) $\times 10^{-4}$
27(1)	8.8(1.2) $\times 10^{-3}$	7.4(1.0) $\times 10^{-3}$	2.97(0.34) $\times 10^{-3}$	7.2(1.0) $\times 10^{-4}$	3.49(0.65) $\times 10^{-4}$	9.9(3.6) $\times 10^{-5}$
31(1)	5.44(0.76) $\times 10^{-3}$	5(0.70) $\times 10^{-3}$	1.92(0.23) $\times 10^{-3}$	4.11(0.71) $\times 10^{-4}$	1.76(0.43) $\times 10^{-4}$	1.10(0.41) $\times 10^{-4}$
35(1)	3.86(0.53) $\times 10^{-3}$	3.25(0.45) $\times 10^{-3}$	1.24(0.14) $\times 10^{-3}$	2.55(0.37) $\times 10^{-4}$	1.24(0.24) $\times 10^{-4}$	4.7(1.6) $\times 10^{-5}$
39(1)	2.65(0.37) $\times 10^{-3}$	2.51(0.35) $\times 10^{-3}$	7.82(0.93) $\times 10^{-4}$	1.46(0.25) $\times 10^{-4}$	5.1(1.4) $\times 10^{-5}$	3.0(1.2) $\times 10^{-5}$
θ (Deg)	^{10}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{12}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	
4(1)	1.09(0.14)	1.49(0.20)	1.94(0.42) $\times 10^{-1}$	1.24(0.16)	1.81(0.24)	
7(1)	2.52(0.34) $\times 10^{-1}$	2.26(0.31) $\times 10^{-1}$	4.35(0.96) $\times 10^{-2}$	1.75(0.24) $\times 10^{-1}$	1.46(0.20) $\times 10^{-1}$	
9(1)	7.8(1.1) $\times 10^{-2}$	6.52(0.89) $\times 10^{-2}$	1.14(0.26) $\times 10^{-2}$	4.29(0.59) $\times 10^{-2}$	2.67(0.44) $\times 10^{-2}$	
11(1)	2.03(0.28) $\times 10^{-2}$	1.30(0.18) $\times 10^{-2}$	2.66(0.60) $\times 10^{-3}$	7.6(1.1) $\times 10^{-3}$	2.87(0.78) $\times 10^{-3}$	
13(1)	7.9(1.1) $\times 10^{-3}$	4.32(0.63) $\times 10^{-3}$	8.6(2.5) $\times 10^{-4}$	2.12(0.37) $\times 10^{-3}$	-	
15(1)	3.16(0.45) $\times 10^{-3}$	2.17(0.31) $\times 10^{-3}$	2.7(1.2) $\times 10^{-4}$	7.2(1.4) $\times 10^{-4}$	-	
17(1)	2(0.29) $\times 10^{-3}$	1.43(0.22) $\times 10^{-3}$	3.38(0.95) $\times 10^{-4}$	4.5(1.1) $\times 10^{-4}$	-	
19(1)	1.27(0.19) $\times 10^{-3}$	1.07(0.16) $\times 10^{-3}$	1.90(0.51) $\times 10^{-4}$	2.93(0.61) $\times 10^{-4}$	-	
21(1)	1.09(0.16) $\times 10^{-3}$	8.3(1.3) $\times 10^{-4}$	1.19(0.40) $\times 10^{-4}$	2.49(0.48) $\times 10^{-4}$	-	
23(1)	8.6(1.2) $\times 10^{-4}$	6.78(0.97) $\times 10^{-4}$	8.5(2.2) $\times 10^{-5}$	1.77(0.29) $\times 10^{-4}$	-	
27(1)	4.89(0.85) $\times 10^{-4}$	3.78(0.69) $\times 10^{-4}$	6.4(2.4) $\times 10^{-5}$	9.9(2.7) $\times 10^{-5}$	-	
31(1)	2.94(0.61) $\times 10^{-4}$	1.54(0.40) $\times 10^{-4}$	1.5(1.1) $\times 10^{-5}$	8.8(2.8) $\times 10^{-5}$	-	
35(1)	1.90(0.34) $\times 10^{-4}$	1.26(0.25) $\times 10^{-4}$	9.9(5.4) $\times 10^{-6}$	2.47(0.85) $\times 10^{-5}$	-	
39(1)	1.16(0.24) $\times 10^{-4}$	6.2(1.5) $\times 10^{-5}$	5.4(4.0) $\times 10^{-6}$	1.35(0.63) $\times 10^{-5}$	-	

TABLE A.4 – Sections efficaces de fragmentation du ^{12}C pour la cible d'aluminium. Les valeurs entre parenthèses représentent l'incertitude [4.55(0.52) équivaut à 4.55 ± 0.52].

A.5 Cible de titane

θ (Deg)	^1H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^2H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^4He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^6He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
4(1)	7.56(0.69)	4.40(0.46)	2.14(0.24)	2.86(0.61)	$1.83(0.24)\times 10^1$	$5.9(3.6)\times 10^{-1}$
7(1)	5.38(0.52)	3.02(0.33)	1.67(0.19)	2.08(0.35)	8.3(1.0)	$5.9(1.7)\times 10^{-1}$
9(1)	4.99(0.48)	2.72(0.30)	1.37(0.16)	1.65(0.27)	5.61(0.69)	$3.80(0.94)\times 10^{-1}$
11(1)	4.05(0.39)	2.14(0.23)	1.06(0.12)	1.15(0.17)	3.23(0.38)	$1.55(0.35)\times 10^{-1}$
13(1)	3.61(0.35)	1.89(0.21)	$8.8(1.0)\times 10^{-1}$	$9.1(1.3)\times 10^{-1}$	2.24(0.27)	$1.07(0.24)\times 10^{-1}$
15(1)	2.87(0.28)	1.50(0.16)	$6.92(0.80)\times 10^{-1}$	$6.39(0.89)\times 10^{-1}$	1.44(0.16)	$5.2(1.1)\times 10^{-2}$
17(1)	2.56(0.25)	1.32(0.14)	$5.83(0.67)\times 10^{-1}$	$5.22(0.72)\times 10^{-1}$	1.09(0.12)	$3.78(0.83)\times 10^{-2}$
19(1)	2.09(0.20)	1.07(0.12)	$4.66(0.54)\times 10^{-1}$	$3.81(0.52)\times 10^{-1}$	$7.84(0.85)\times 10^{-1}$	$2.14(0.47)\times 10^{-2}$
21(1)	1.90(0.18)	$9.5(1.0)\times 10^{-1}$	$3.90(0.45)\times 10^{-1}$	$3.21(0.44)\times 10^{-1}$	$6.22(0.67)\times 10^{-1}$	$1.60(0.37)\times 10^{-2}$
23(1)	1.59(0.15)	$7.80(0.85)\times 10^{-1}$	$3.18(0.37)\times 10^{-1}$	$2.38(0.32)\times 10^{-1}$	$4.90(0.52)\times 10^{-1}$	$1.08(0.24)\times 10^{-2}$
27(1)	1.26(0.12)	$5.94(0.65)\times 10^{-1}$	$2.29(0.26)\times 10^{-1}$	$1.60(0.22)\times 10^{-1}$	$3.43(0.36)\times 10^{-1}$	$6.3(1.4)\times 10^{-3}$
31(1)	1.04(0.10)	$4.64(0.51)\times 10^{-1}$	$1.70(0.20)\times 10^{-1}$	$1.15(0.16)\times 10^{-1}$	$2.52(0.26)\times 10^{-1}$	$3.50(0.80)\times 10^{-3}$
35(1)	$8.86(0.85)\times 10^{-1}$	$3.75(0.41)\times 10^{-1}$	$1.34(0.15)\times 10^{-1}$	$8.7(1.2)\times 10^{-2}$	$1.93(0.20)\times 10^{-1}$	$2.55(0.57)\times 10^{-3}$
39(1)	$7.61(0.73)\times 10^{-1}$	$3.03(0.33)\times 10^{-1}$	$1.05(0.12)\times 10^{-1}$	$6.43(0.87)\times 10^{-2}$	$1.46(0.15)\times 10^{-1}$	$1.67(0.37)\times 10^{-3}$
θ (Deg)	^6Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^9Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^8B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
4(1)	1.26(0.17)	1.19(0.16)	$9.79(0.98)\times 10^{-1}$	$4.57(0.48)\times 10^{-1}$	$2.35(0.31)\times 10^{-1}$	$1.30(0.35)\times 10^{-1}$
7(1)	$4.63(0.63)\times 10^{-1}$	$4.77(0.65)\times 10^{-1}$	$3.94(0.41)\times 10^{-1}$	$1.61(0.18)\times 10^{-1}$	$9.2(1.2)\times 10^{-2}$	$6.6(1.8)\times 10^{-2}$
9(1)	$2.98(0.40)\times 10^{-1}$	$2.91(0.39)\times 10^{-1}$	$2.10(0.22)\times 10^{-1}$	$7.40(0.81)\times 10^{-2}$	$3.22(0.44)\times 10^{-2}$	$2.50(0.67)\times 10^{-2}$
11(1)	$1.56(0.21)\times 10^{-1}$	$1.46(0.20)\times 10^{-1}$	$8.87(0.93)\times 10^{-2}$	$2.28(0.25)\times 10^{-2}$	$1.11(0.16)\times 10^{-2}$	$8.0(2.1)\times 10^{-3}$
13(1)	$1.07(0.14)\times 10^{-1}$	$8.9(1.2)\times 10^{-2}$	$5.05(0.53)\times 10^{-2}$	$1.22(0.14)\times 10^{-2}$	$5.50(0.79)\times 10^{-3}$	$3.8(1.0)\times 10^{-3}$
15(1)	$6.36(0.86)\times 10^{-2}$	$5.67(0.77)\times 10^{-2}$	$2.76(0.29)\times 10^{-2}$	$5.87(0.66)\times 10^{-3}$	$2.94(0.41)\times 10^{-3}$	$2.08(0.56)\times 10^{-3}$
17(1)	$4.81(0.65)\times 10^{-2}$	$3.97(0.54)\times 10^{-2}$	$1.86(0.19)\times 10^{-2}$	$4.08(0.46)\times 10^{-3}$	$2.13(0.30)\times 10^{-3}$	$1.54(0.42)\times 10^{-3}$
19(1)	$3.40(0.46)\times 10^{-2}$	$3.02(0.41)\times 10^{-2}$	$1.18(0.13)\times 10^{-2}$	$2.82(0.33)\times 10^{-3}$	$1.46(0.22)\times 10^{-3}$	$9.3(2.8)\times 10^{-4}$
21(1)	$2.63(0.36)\times 10^{-2}$	$2.21(0.30)\times 10^{-2}$	$8.73(0.97)\times 10^{-3}$	$2.04(0.31)\times 10^{-3}$	$1.15(0.22)\times 10^{-3}$	$4.2(3.0)\times 10^{-4}$
23(1)	$2.05(0.28)\times 10^{-2}$	$1.82(0.25)\times 10^{-2}$	$6.55(0.70)\times 10^{-3}$	$1.73(0.20)\times 10^{-3}$	$1.06(0.16)\times 10^{-3}$	$3.5(1.0)\times 10^{-4}$
27(1)	$1.23(0.17)\times 10^{-2}$	$1.13(0.16)\times 10^{-2}$	$4.03(0.47)\times 10^{-3}$	$1.07(0.16)\times 10^{-3}$	$7.0(1.3)\times 10^{-4}$	$1.67(0.63)\times 10^{-4}$
31(1)	$8.3(1.2)\times 10^{-3}$	$7.3(1.0)\times 10^{-3}$	$2.72(0.34)\times 10^{-3}$	$7.7(1.3)\times 10^{-4}$	$5.7(1.2)\times 10^{-4}$	$1.43(0.58)\times 10^{-4}$
35(1)	$6.21(0.85)\times 10^{-3}$	$6.04(0.83)\times 10^{-3}$	$1.82(0.20)\times 10^{-3}$	$5.55(0.74)\times 10^{-4}$	$2.87(0.49)\times 10^{-4}$	$6.9(2.4)\times 10^{-5}$
39(1)	$4.31(0.59)\times 10^{-3}$	$4.24(0.58)\times 10^{-3}$	$1.15(0.13)\times 10^{-3}$	$3.65(0.52)\times 10^{-4}$	$2.42(0.42)\times 10^{-4}$	$7.2(2.4)\times 10^{-5}$
θ (Deg)	^{10}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{12}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	
4(1)	1.24(0.16)	1.52(0.20)	$2.25(0.50)\times 10^{-1}$	1.29(0.17)	1.71(0.26)	
7(1)	$2.41(0.33)\times 10^{-1}$	$2.83(0.38)\times 10^{-1}$	$3.84(0.85)\times 10^{-2}$	$1.64(0.22)\times 10^{-1}$	$1.82(0.25)\times 10^{-1}$	
9(1)	$9.6(1.3)\times 10^{-2}$	$7.10(0.97)\times 10^{-2}$	$1.36(0.30)\times 10^{-2}$	$5.53(0.75)\times 10^{-2}$	$4.26(0.58)\times 10^{-2}$	
11(1)	$2.28(0.31)\times 10^{-2}$	$1.86(0.26)\times 10^{-2}$	$2.85(0.65)\times 10^{-3}$	$9.6(1.3)\times 10^{-3}$	$1.79(0.25)\times 10^{-2}$	
13(1)	$1.17(0.16)\times 10^{-2}$	$6.20(0.89)\times 10^{-3}$	$1.61(0.38)\times 10^{-3}$	$4.34(0.63)\times 10^{-3}$	$1.34(0.19)\times 10^{-2}$	
15(1)	$4.32(0.60)\times 10^{-3}$	$3.49(0.48)\times 10^{-3}$	$6.3(1.5)\times 10^{-4}$	$1.28(0.18)\times 10^{-3}$	$9.1(1.2)\times 10^{-3}$	
17(1)	$3.29(0.46)\times 10^{-3}$	$2.42(0.34)\times 10^{-3}$	$6.1(1.4)\times 10^{-4}$	$1.17(0.17)\times 10^{-3}$	-	
19(1)	$2.11(0.33)\times 10^{-3}$	$2(0.30)\times 10^{-3}$	$2.54(0.97)\times 10^{-4}$	$4.2(1.1)\times 10^{-4}$	-	
21(1)	$1.52(0.29)\times 10^{-3}$	$1.07(0.24)\times 10^{-3}$	$1.5(1.2)\times 10^{-4}$	$4.6(14.0)\times 10^{-5}$	-	
23(1)	$1.31(0.19)\times 10^{-3}$	$1.22(0.18)\times 10^{-3}$	$1.39(0.37)\times 10^{-4}$	$2.54(0.45)\times 10^{-4}$	-	
27(1)	$8.5(1.5)\times 10^{-4}$	$4.53(0.96)\times 10^{-4}$	$4.8(2.6)\times 10^{-5}$	$2.03(0.56)\times 10^{-4}$	-	
31(1)	$4.43(0.97)\times 10^{-4}$	$5.1(1.1)\times 10^{-4}$	$6.5(3.2)\times 10^{-5}$	$5.2(2.7)\times 10^{-5}$	-	
35(1)	$2.97(0.50)\times 10^{-4}$	$2.87(0.49)\times 10^{-4}$	$2.5(1.1)\times 10^{-5}$	$6.0(1.6)\times 10^{-5}$	-	
39(1)	$2.63(0.45)\times 10^{-4}$	$1.64(0.31)\times 10^{-4}$	$2.7(1.1)\times 10^{-5}$	$1.79(0.77)\times 10^{-5}$	-	

TABLE A.5 – Sections efficaces de fragmentation du ^{12}C pour la cible de titane. Les valeurs entre parenthèses représentent l'incertitude [4.55(0.52) équivaut à 4.55 ± 0.52].

Bibliographie

- [1] W. C. Röntgen. « Sur une nouvelle sorte de rayons »(trad. de « Über eine neue Art von Strahlen »). *Comptes-rendus des réunions de la Société physico-médicale de Würzburg*, 1895. (Cité en page 4.)
- [2] H. D. Kogelnik. Inauguration of radiotherapy as a new scientific speciality by Leopold Freund 100 years ago. *Radiother. Oncol.*, 42 :203–211, 1997. (Cité en page 4.)
- [3] P. Brown. American martyrs to radiology. Clarence Madison Dally (1865-1904). 1936. *Am. J. Roentgenol.*, 164(1), 1995. (Cité en page 4.)
- [4] J. Chadwick. Possible Existence of a Neutron. *Nature*, 129(3252) :312, 1932. (Cité en page 5.)
- [5] R. S. Stone. Neutron therapy and specific ionization. *Am. J. Roentgenol. Radi.*, 59(6) :771–785, 1948. (Cité en page 5.)
- [6] R. R. Wilson. Radiological Use of Fast Protons. *Radiology*, 47(5) :487–491, 1946. (Cité en page 5.)
- [7] W.H. Bragg and R. Kleemana. On the ionization curves of radium. *Philos. Mag. Series 6*, 8(48) :726–738, 1904. (Cité en page 5.)
- [8] Particle Therapy Co-Operative Group. Patient statistics per end of 2012. <http://www.ptcog.ch/index.php/ptcog-patient-statistics>. (Cité en pages 5 et 6.)
- [9] Y. Hirao, H. Ogawa, S. Yamada, Y. Sato, T. Yamada, et al. Heavy ion synchrotron for medical use -HIMAC project at NIRS-Japan-. *Nucl. Phys. A*, 538(0) :541–550, 1992. (Cité en page 6.)
- [10] U. Weber and G. Kraft. Comparison of Carbon Ions Versus Protons. *Cancer J.*, 15(4) :325–332, 2009. (Cité en page 7.)
- [11] H. Bethe. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Ann. Phys.-Berlin*, 397 :325–400, 1930. (Cité en page 8.)
- [12] F. Bloch. Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen. *Z. Phys.*, 81(5-6) :363–376, 1933. (Cité en page 8.)
- [13] F. Bloch. Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie. *Ann. Phys.-Berlin*, 408(3) :285–320, 1933. (Cité en page 8.)
- [14] U. Fano. Penetration of Protons, Alpha Particles, and Mesons. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 13(1) :1–66, 1963. (Cité en page 8.)
- [15] D. Schardt, T. Elsässer, and D. Schulz-Ertner. Heavy-ion tumor therapy : Physical and radiobiological benefits. *Rev. Mod. Phys.*, 82 :383–425, Feb 2010. (Cité en pages 9, 10, 18, 19 et 20.)
- [16] H. W. Barkas. *Nuclear research emulsions. 1, Techniques and theory*. Academic Press, 1963. (Cité en page 9.)
- [17] P.V. Vavilov. Ionization losses of high-energy heavy particles. *Sov. Phys. JETP-USSR*, 5 :749–751, 1957. (Cité en page 10.)
- [18] S. P. Ahlen. Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles. *Rev. Mod. Phys.*, 52 :121–173, Jan 1980. (Cité en page 10.)
- [19] B. Rossi. *High-Energy Particles*. Prentice-Hall Physics Series, 1952. (Cité en page 10.)

- [20] D. Schardt, P. Steidl, Krämer M., U. Weber, K. Parodi, and S. Brons. Precision Bragg-Curve Measurements for Light Ions Beams in Water. *GSI Scientific Report 2007*, page 373, 2007. (Cité en pages 10, 11 et 22.)
- [21] G. Molière. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II. Mehrfach- und Vielfachstreuung. *Z. Naturforsch. A*, 3 :78, 1948. (Cité en page 11.)
- [22] G. R. Lynch and O. I. Dahl. Approximations to multiple Coulomb scattering. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 58(1) :6 – 10, 1991. (Cité en page 11.)
- [23] Yung-Su Tsai. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Rev. Mod. Phys.*, 46 :815–851, Oct 1974. (Cité en page 11.)
- [24] D. Cussol. *Nuclear Physics and Hadrontherapy*. École Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 2011. (Cité en page 12.)
- [25] S. Kox, A. Gamp, C. Perrin, J. Arvieux, R. Bertholet, et al. Trends of total reaction cross sections for heavy ion collisions in the intermediate energy range. *Phys. Rev. C*, 35 :1678–1691, May 1987. (Cité en page 12.)
- [26] L. Sihver, C. H. Tsao, R. Silberberg, T. Kanai, and A. F. Barghouty. Total reaction and partial cross section calculations in proton-nucleus ($Z_t \leq 26$) and nucleus-nucleus reactions (Z_p and $Z_t \leq 26$). *Phys. Rev. C*, 47 :1225–1236, Mar 1993. (Cité en page 12.)
- [27] V.M. Grichine. A simplified Glauber model for hadron-nucleus cross sections. *Eur. Phys. J. C*, 62(2) :399–404, 2009. (Cité en pages 12 et 103.)
- [28] E. Haettner, H. Iwase, and D. Schardt. Experimental fragmentation studies with 12C therapy beams. *Radiat. Prot. Dosim.*, 122(1-4) :485–487, 2006. (Cité en pages 13, 14, 23 et 102.)
- [29] A. Ito, H. Nakano, Y. Kusano, R. Hirayama, Y. Furusawa, et al. (Cité en page 15.)
- [30] W. Weyrather. Medical Applications of Accelerated Ions. In Jim Al-Khalili and Ernst Roeckl, editors, *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I*, volume 651 of *Lect. Notes Phys.*, pages 469–490. Springer Berlin Heidelberg, 2004. (Cité en page 16.)
- [31] U. Amaldi and G. Kraft. Radiotherapy with beams of carbon ions. *Rep. Prog. Phys.*, 68(8) :1861, 2005. (Cité en pages 15, 16 et 17.)
- [32] F. Romano. *Monte Carlo simulations of carbon ions fragmentation in hadrontherapy*. PhD thesis, University of Catania, 2010. (Cité en page 18.)
- [33] T. Friedrich, W. Weyrather, T. Elsässer, M. Durante, and M. Scholz. Accuracy of RBE : experimental and theoretical considerations. *Radiation and Environmental Biophysics*, 49(3) :345–349, 2010. (Cité en page 19.)
- [34] L. Sihver, D. Schardt, and T. Kanai. Depth-dose distributions of high-energy carbon, oxygen and neon beams in water. *Japan J. Med. Phys.*, 18(1) :1–21, 1998. (Cité en page 22.)
- [35] T. Kanai, S. Minohara, T. Kohno, M. Sudou, and E. Takada. *Irradiation of 135 MeV/u carbon and neon beams for studies of radiation biology*. National Institute of Radiological Sciences, 1993. (Cité en page 22.)
- [36] E Batin. *Influence de la composition chimique des tissus humains*. PhD thesis, Université de Caen Basse Normandie, 2008. (Cité en page 22.)
- [37] GEANT4 - a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 506(3) :250–303, 2003. (Cité en pages 22, 60 et 102.)
- [38] G. Battistoni, F. Cerutti, A. Fassò, A. Ferrari, S. Muraro, et al. The FLUKA code : description and benchmarking. *AIP Conf. Proc.*, 896(1) :31–49, 2007. (Cité en pages 22 et 102.)

- [39] T Kurosawa, N. Nakao, T. Nakamura, Y Uwamino, T Shibata, et al. Measurements of Secondary Neutrons Produced from Thick Targets Bombarded by High-Energy Helium and Carbon Ions. *J. Nucl. Sci. Tech.*, 36(1) :41–53, 1999. (Cité en page 23.)
- [40] A. N. Golovchenko, J. Skvar , N. Yasuda, M. Giacomelli, S. P. Tretyakova, et al. Total charge-changing and partial cross-section measurements in the reactions of ~ 110 -250 MeV/nucleon ^{12}C in carbon, paraffin, and water. *Phys. Rev. C*, 66 :014609, Jul 2002. (Cité en pages 23 et 102.)
- [41] N. Matsufuji, A. Fukumura, M. Komori, T. Kanai, and T. Kohno. Influence of fragment reaction of relativistic heavy charged particles on heavy-ion radiotherapy. *Phys. Med. Biol.*, 48(11) :1605, 2003. (Cité en page 23.)
- [42] N. Matsufuji, M. Komori, H. Sasaki, K. Akiu, M. Ogawa, et al. Spatial fragment distribution from a therapeutic pencil-like carbon beam in water. *Phys. Med. Biol.*, 50(14) :3393, 2005. (Cité en pages 23 et 82.)
- [43] H. Yashima, Y. Uwamino, H. Iwase, H. Sugita, T. Nakamura, et al. Cross sections for the production of residual nuclides by high-energy heavy ions. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 226(3) :243–263, 2004. (Cité en page 23.)
- [44] C. Zeitlin, S. Guetersloh, L. Heilbronn, J. Miller, Fukumura, et al. Fragmentation cross sections of 290 and 400 MeV/nucleon C^{12} beams on elemental targets. *Phys. Rev. C*, 76 :014911, Jul 2007. (Cité en page 23.)
- [45] T. Toshito, K. Kodama, L. Sihver, K. Yusa, M. Ozaki, et al. Measurements of total and partial charge-changing cross sections for 200- to 400-MeV/nucleon C^{12} on water and polycarbonate. *Phys. Rev. C*, 75 :054606, May 2007. (Cité en pages 23 et 102.)
- [46] T. Toshito, K. Kodama, L. Sihver, K. Yusa, M. Ozaki, et al. Measurements of projectile-like Be^8 and B^9 production in 200–400 MeV/nucleon C^{12} on water. *Phys. Rev. C*, 78 :067602, Dec 2008. (Cité en page 23.)
- [47] G. De Lellis et al. Measurement of the fragmentation of Carbon nuclei used in hadrontherapy. *Nucl. Phys. A*, 853(1) :124 – 134, 2011. (Cité en page 23.)
- [48] I. Schall, D. Schardt, H. Geissel, H. Irnich, E. Kankeleit, et al. Charge-changing nuclear reactions of relativistic light-ion beams ($5 \leq Z \leq 10$) passing through thick absorbers. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 117 :221–234, 1996. (Cité en pages 23 et 102.)
- [49] D. Schardt, I. Schall, H. Geissel, H. Irnich, G. Kraft, et al. Nuclear fragmentation of high-energy heavy-ion beams in water. *Adv. Space Res.*, 17(2) :87–94, 1996. (Cité en page 23.)
- [50] M. Golovkov, D. Aleksandrow, L. Chulkov, G. Kraus, and D. Schardt. Fragmentation of 270 a MeV carbon ions in water. *1st International Week on Hadrontherapy : Advances in Hadrontherapy*, (GSI-97-08) :316–324, 1997. (Cité en pages 23 et 82.)
- [51] K. Gunzert-Marx, D. Schardt, and R. S. Simon. Fast neutrons produced by nuclear fragmentation in treatment irradiations with ^{12}C beam. *Radiat. Prot. Dosim.*, 110(1-4) :595–600, 2004. (Cité en page 23.)
- [52] K. Gunzert-Marx, H. Iwase, D. Schardt, and R. S. Simon. Secondary beam fragments produced by 200 MeV u^{-1} ^{12}C ions in water and their dose contributions in carbon ion radiotherapy. *New J. Phys.*, 10(7) :075003, 2008. (Cité en page 23.)
- [53] H. Iwase and D. Schardt. Angular distribution of hydrogen and helium fragments produced by 200 MeV/u ^{12}C beams stopping in water. *GSI Scientific Report 2008*, page 387, 2008. (Cité en page 23.)
- [54] B. Braunn. *Fragmentation du ^{12}C   95MeV/u appliquée au domaine de la hadronthérapie*. PhD thesis, Université de Caen Basse Normandie, 2010. (Cité en pages 22 et 23.)

- [55] B. Braunn, M. Labalme, G. Ban, M. Chevallier, J. Colin, et al. Nuclear reaction measurements of 95MeV/u 12C interactions on PMMA for hadrontherapy. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 269(22) :2676–2684, 2011. (Cité en pages 23 et 98.)
- [56] J. Mougey, R. Ost, M. Buenerd, A. J. Cole, C. Guet, et al. Projectile fragments from 86 MeV/nucleon 12C induced reactions. *Phys. Lett. B*, 105(1) :25 – 29, 1981. (Cité en page 23.)
- [57] J. Mougey. Experiments with 1.03 GeV 12C ions. *Nucl. Phys. A*, 387(1) :109 – 127, 1982. (Cité en page 23.)
- [58] H. Ryden and Bergen-CERN-Copenhagen-Grenoble-Lund-Saclay Collaboration. The Physics of Heavy Ion Collisions at 100 MeV Per Nucleon. *Phys. Scripta*, 1983(T5) :114, 1983. (Cité en page 23.)
- [59] T. T. Böhlen, F. Cerutti, M. Dosanjh, A. Ferrari, I. Gudowska, et al. Benchmarking nuclear models of FLUKA and GEANT4 for carbon ion therapy. *Phys. Med. Biol.*, 55(19) :5833, 2010. (Cité en pages 22, 102, 107, 117, 118 et 122.)
- [60] B. Braunn, A. Boudard, J. Colin, J. Cugnon, D. Cussol, et al. Comparisons of hadrontherapy-relevant data to nuclear interaction codes in the Geant4 toolkit. volume 420, page 012163, 2013. (Cité en pages 22, 102 et 104.)
- [61] M. De Napoli, C. Agodi, G. Battistoni, A. A. Blancato, G. A. P. Cirrone, et al. Carbon fragmentation measurements and validation of the GEANT4 nuclear reaction models for hadrontherapy. *Phys. Med. Biol.*, 57(22) :7651–767, 2012. (Cité en pages 23, 98, 102, 111, 118, 122, 144 et 147.)
- [62] R. Pleskac, Z. Abou-Haidar, C. Agodi, M. A. G. Alvarez, T. Aumann, et al. The FIRST experiment at GSI. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 678(0) :130–138, 2012. (Cité en pages 23 et 147.)
- [63] H. Q. Woodard and D. R. White. The composition of body tissues. *Brit. J. Radiol.*, 59(708) :1209 – 1219, 1986. (Cité en page 25.)
- [64] FASTER. Fast acquisition system for nuclear research. <http://faster.in2p3.fr>. (Cité en pages 30 et 47.)
- [65] D. Juliani. *Étude de la fragmentation lors de la réaction 12C + 12C à 95 MeV/n et 400 MeV/n dans le cadre de la hadronthérapie*. PhD thesis, Université de Strasbourg, 2013. (Cité en page 34.)
- [66] I. Antcheva, M. Ballintijn, B. Bellenot, M. Biskup, R. Brun, et al. ROOT - A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. *Comput. Phys. Commun.*, 180(12) :2499–2512, 2009. (Cité en page 34.)
- [67] J. Franckland et al. Kaliveda data analysis framework. <http://indra.in2p3.fr/KaliVedaDoc>. (Cité en page 34.)
- [68] J. Pouthas, B. Borderie, R. Dayras, E. Plagnol, M. F. Rivet, et al. INDRA, a 4 π charged product detection array at GANIL. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 357(2-3) :418–442, 1995. (Cité en pages 35 et 114.)
- [69] L. Tassan-Got. A new functional for charge and mass identification in Delta E-E telescopes. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 194(4) :503–512, 2002. (Cité en page 35.)
- [70] J. Birks. *The theory and practice of scintillation counting*. Pergamon Press, 1964. (Cité en page 35.)
- [71] F. Benrachi, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain, C. Pastor, et al. Investigation of the performance of CsI(Tl) for charged particle identification by pulse-shape analysis. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 281(1) :137–142, 1989. (Cité en page 48.)

- [72] J. Dudouet, D. Juliani, M. Labalme, J. C. Angélique, B. Braunn, et al. Comparison of two analysis methods for nuclear reaction measurements of $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ interactions at 95 MeV/u for hadron therapy. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 715(0) :98 – 104, 2013. (Cité en page 56.)
- [73] M. Pârlog, B. Borderie, M. F. Rivet, G. Tăbăcaru, A. Chbihi, et al. Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part II : calibration and identification in the INDRA array. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 482(3) :693 – 706, 2002. (Cité en page 64.)
- [74] M. Balcerzyk, M. Moszynski, and M. Kapusta. Energy resolution of contemporary scintillators. Quest for high resolution, proportional detector. *Proc. of Fifth Int. Conf. on Inorganic Scintillators and Their Applications*, 1999. (Cité en page 64.)
- [75] D. Durand, E. Suraud, and B. Tamain. *Nuclear Dynamics in the Nucleonic Regime*. Fundamental & Applied Nuclear Physics. IoP, Inst. of Physics Publ., 2001. (Cité en page 78.)
- [76] R. Babinet. *Collisions entre ions lourds à haute énergie - Approche expérimentale*. École Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 1985. (Cité en page 78.)
- [77] H. J. Wollersheim, D. E. Appelbe, A. Banu, R. Bassini, T. Beck, et al. Rare ISotopes INvestigation at GSI (RISING) using gamma-ray spectroscopy at relativistic energies. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 537(3) :637 – 657, 2005. (Cité en pages 78 et 124.)
- [78] J. Dudouet, D. Juliani, M. Labalme, D. Cussol, J. C. Angélique, et al. Double-differential fragmentation cross-section measurements of 95 MeV/nucleon ^{12}C beams on thin targets for hadron therapy. *Phys. Rev. C*, 88 :024606, Aug 2013. (Cité en page 99.)
- [79] J. Dudouet, M. Labalme, D. Cussol, C. Finck, R. Rescigno, M. Rousseau, S. Salvador, and M. Vanstalle. Zero-degree measurements of ^{12}C fragmentation at 95 MeV/nucleon on thin targets. *Phys. Rev. C*, 89 :064615, Jun 2014. (Cité en page 99.)
- [80] L. Sihver and D. Mancusi. Present status and validation of {HIBRAC}. *Radiat. Meas.*, 44(1) :38 – 46, 2009. (Cité en page 102.)
- [81] M. Krämer and M. Durante. Ion beam transport calculations and treatment plans in particle therapy. *Eur. Phys. J. D*, 60(1) :195–202, 2010. (Cité en page 102.)
- [82] T. Koi. New native QMD code in Geant4. In *Proceedings of the MC2010 Monte Carlo Conference*, 2010. (Cité en page 103.)
- [83] K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, T. Maruyama, H. Takada, et al. Analysis of the (N,xN') reactions by quantum molecular dynamics plus statistical decay model. *Phys. Rev. C*, 52 :2620–2635, Nov 1995. (Cité en page 103.)
- [84] K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, T. Maruyama, H. Takada, et al. Development of JQMD(JAERI Quantum Molecular Dynamics) code. *JAERI-Data/Code 99-042*, 1999. (Cité en page 103.)
- [85] G. F. Bertsch and S. Das Gupta. A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions. *Physics Reports*, 160(4) :189 – 233, 1988. (Cité en page 103.)
- [86] Geant4. *Geant4 Physics Reference Manual*, (Version 9.6.0) :Chapters 30, 33, 34, 36 and 38, 2012. (Cité en pages 103, 104 et 105.)
- [87] G. Folger, V.N. Ivanchenko, and J. P. Wellisch. The Binary Cascade. *Eur. Phys. J. A*, 21(3) :407–417, 2004. (Cité en page 103.)
- [88] A. Boudard, J. Cugnon, J.-C. David, S. Leray, and D. Mancusi. New potentialities of the Liège intranuclear cascade model for reactions induced by nucleons and light charged particles. *Phys. Rev. C*, 87 :014606, Jan 2013. (Cité en page 104.)

- [89] P. Kaitaniemi, A. Boudard, S. Leray, J. Cugnon, and D. Mancusi. INCL Intra-Nuclear Cascade and ABLA De-excitation Models in GEANT4. In *Proceedings of SNA + MC2010*, volume 2, pages 788–793, 2011. (Cité en page 104.)
- [90] J. M. Quesada, V. Ivanchenko, A. Ivanchenko, M. A. Cort s-Giraldo, G. Folger, et al. Recent Developments in Pre-equilibrium and De-excitation Models in Geant4. In *Proceedings of SNA + MC2010*, volume 2, pages 936–941, 2011. (Cité en page 105.)
- [91] S. Furihata. Statistical analysis of light fragment production from medium energy proton-induced reactions. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 171(3) :251–258, 2000. (Cité en page 105.)
- [92] V. F. Weisskopf and D. H. Ewing. On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements. *Phys. Rev.*, 57 :472–485, Mar 1940. (Cité en pages 105 et 114.)
- [93] A. V. Ivanchenko, V. N. Ivanchenko, J.-M. Quesada, and S. Incerti. Geant4 hadronic physics for space radiation environment. *Int. J. Radiat. Biol.*, 88(1-2) :171–175, 2012. (Cité en pages 107 et 117.)
- [94] L. Lestand. *Etude de la mesure en ligne de l'activité β^+ induite lors des traitements d'hadronthérapie en vue de leur contrôle balistique*. PhD thesis, Université de Clermont-Ferrand, 2012. (Cité en page 111.)
- [95] D. Lacroix, A. Van Lauwe, and D. Durand. Event generator for nuclear collisions at intermediate energies. *Phys. Rev. C*, 69 :054604, May 2004. (Cité en page 114.)
- [96] R. G. Seyler and C. H. Blanchard. Classical Self-Consistent Nuclear Model. *Phys. Rev.*, 124 :227–232, Oct 1961. (Cité en page 114.)
- [97] D. Durand. An event generator for the study of nuclear collisions in the Fermi energy domain (I). Formalism and first applications. *Nucl. Phys. A*, 541(2) :266 – 294, 1992. (Cité en page 114.)
- [98] A. Van Lauwe. *Modélisation des collisions nucléaires aux  nergies de Fermi : validation à l'aide des données INDRA*. PhD thesis, Université de Caen Basse Normandie, 2002. (Cité en page 114.)
- [99] R. J. Charity. Systematic description of evaporation spectra for light and heavy compound nuclei. *Phys. Rev. C*, 82 :014610, Jul 2010. (Cité en pages 115 et 134.)
- [100] J. Dudouet, D. Cussol, D. Durand, and M. Labalme. Benchmarking geant4 nuclear models for hadron therapy with 95 MeV/nucleon carbon ions. *Phys. Rev. C*, 89 :054616, May 2014. (Cité en page 119.)
- [101] Ye.S. Golubeva, A.S. Iljinov, E.Ya. Paryev, and I.A. Pshenichnov. Subthreshold η production on nuclei by protons. *Z. Phys. A-Hadron Nucl.*, 345(2) :223–226, 1993. (Cité en page 123.)
- [102] G. M. Daskalov, M. V. Kazarnovsky, and E. Ya. Paryev. The Role of Quantum Effects in the Intranuclear-Cascade Model. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 52 :41, 1990. (Cité en page 123.)
- [103] J. von Neumann. Various Techniques Used in Connection with Random Digits. *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 12 :36–38, 1951. (Cité en page 123.)
- [104] G. Q. Li and R. Machleidt. Microscopic calculation of in-medium nucleon-nucleon cross sections. *Phys. Rev. C*, 48 :1702–1712, Oct 1993. (Cité en page 126.)
- [105] K. Kikuchi and M. Kawai. *Nuclear Matter and Nuclear Reactions*. North-Holland research monograph. North-Holland Pub. Co., 1968. (Cité en pages 126 et 127.)
- [106] X.-H. Zeng and L.-X. Ge. Studies of In-Medium Nucleon-Nucleon Collision Cross Section in the Nonrelativistic Energy Region. *Commun. Theor. Phys.*, 26 :421–424, 1996. (Cité en page 128.)

-
- [107] S. Mallik, G. Chaudhuri, and S. Das Gupta. Improvements to a model of projectile fragmentation. *Phys. Rev. C*, 84 :054612, Nov 2011. (Cité en pages 130 et 132.)
- [108] G. Baiocco. *Towards a Reconstruction of Thermal Properties of Light Nuclei from Fusion-Evaporation Reactions*. PhD thesis, Co-tutelle : Université de Bologne et Université de Caen Basse Normandie, 2012. (Cité en page 132.)
- [109] N. Amelin. Physics and algorithms of the hadronic Monte-Carlo event generators. Notes for a developer. *CERN/IT/ASD - Geneva, Switzerland and JINR/LHE - Dubna, Russia*, 1999. (Cité en pages 135 et 136.)
- [110] F. James. Monte Carlo phase space. page 41 p, Geneva, 1968. CERN, CERN. CERN, Geneva, 1 May 1968. (Cité en page 136.)
- [111] ARCHADE. Advanced resource center for hadrontherapy in europe. <http://archade.fr>. (Cité en page 147.)

Liste des Abréviations

- BIC Binary Cascade : modélisation des interactions nucléaire basée sur des cascades binaires intranucléaires
- CERN Conseil européen pour la recherche nucléaire : Plus grand centre mondial de recherche en physique nucléaire et physique des particules, situé à Genève en Suisse.
- FASTER Fast Acquisition SysTem for nuclEAR Research : chaîne d'instrumentation numérique qui permet l'acquisition et le traitement "temps réel" de la majorité des signaux de physique nucléaire.
- FLUKA FLUktuierende KAskade : Plate-forme logicielle développé par le CERN utilisant le langage fortran. De même que GEANT4, FLUKA utilise les méthodes Monte-Carlo pour simuler le passage de particules dans la matière.
- GANIL Grand Accélérateur National d'Ions Lourds : Accélérateur de particules situé en France à Caen.
- GEANT4 GEometry ANd Tracking : Plateforme logicielle développé par le CERN utilisant le langage C++ et les méthodes de programmation orientée objet. GEANT4 est utilisé pour la simulation du passage de particules à travers la matière.
- GSI Gesellschaft für SchwerIonenforschung : Accélérateur de particules situé en Allemagne à Darmstadt.
- HIPSE Heavy Ion Phase Space Exploration : Générateur d'événements développé pour reproduire des phénomènes physiques observés dans les collisions nucléaires autour des énergies de Fermi.
- LET Linear Energy Transfer : Quantité utilisée par les radiobiologistes pour définir l'énergie moyenne déposée par unité de longueur le long de la trajectoire d'irradiation. Elle correspond à l'énergie perdue dans les processus de collisions électroniques par unité de longueur à laquelle est retranchée la somme des énergies cinétiques des électrons libérés lors de ces processus dont l'énergie est supérieure à un seuil δE .
- Lexam Polycarbonate ($C_{16}H_{14}O_3$) aux propriétés similaires au PMMA ce qui en fait également un bon équivalent des tissus humains.
- LNS Laboratori Nazionali del Sud : Accélérateur de particules situé en Italie à Catane.
- PID Particle Identifier : Variable permettant de juger de la bonne séparation en charge et en masse des particules identifiées. Elle est le résultat de l'interpolation de la charge et de la masse de la particule ($PID = Z + 0.1 \times (A_{\text{réel}} - 2 \times Z)$)
- PMMA Polyméthylmétacrylate de méthyle ($C_5H_8O_2$) utilisé dans de nombreuses applications médicales en raison de sa compatibilité avec les tissus humains.
- QMD Quantum Molecular Dynamic : modélisation des interactions nucléaire basée sur la dynamique moléculaire quantique
- RBE Relative Biological Effectiveness : Facteur de pondération d'efficacité biologique calculé à partir des courbes de survie cellulaire pour calculer la dose biologique exprimée en Gray équivalent (GyE) à partir de la dose absorbée exprimée en Gray (Gy).

SLIPIE Simulations of Light Ions Induced Processes at Intermediate Energies : modèle semi-microscopique, construit sur une approche géométrique participant-spectateur. Les principales particularités de ce modèle sont d'une part l'absence de traitement dynamique de la collision et d'autre part le fait que l'ensemble du calcul se fasse uniquement dans l'espace des impulsions.

TPS Treatment Planning System : Système de planification de traitement utilisé par les physiciens médicaux.

Etude de la fragmentation du ^{12}C sur cible mince à 95 MeV/A pour la hadronthérapie.

Résumé : Afin d'améliorer les modèles nucléaires et d'atteindre la précision requise pour un code de simulation de référence en hadronthérapie, deux expériences ont été réalisées par notre collaboration en mai 2011 et en septembre 2013 au GANIL. Leur but est d'étudier les réactions nucléaires à 95 MeV/A du ^{12}C sur les cibles minces d'intérêt médical pour mesurer les sections efficaces doublement différentielles de fragmentation pour chaque isotopes produits.

Ces données expérimentales ont été comparées à des simulations Monte-Carlo. Différents modèles nucléaires disponibles dans le logiciel de simulation GEANT4 ont dans un premier temps été testés. Des écarts avec les données expérimentales allant jusqu'à plus d'un ordre de grandeur ont été observés. Le modèle phénoménologique HIPSE a ensuite été utilisé et a démontré que la prise en compte de la zone de recouvrement géométrique des noyaux en collisions doit être prise en compte afin de reproduire la cinématique des fragments créés aux énergies intermédiaires.

Devant les difficultés rencontrées par ces modèles pour reproduire les données expérimentales, un nouveau modèle, le modèle a finalement été développé, le modèle SLIPIE. Il s'agit d'un modèle semi-microscopique, construit sur une approche géométrique participant-spectateur. Les résultats de ce modèle ont été comparés aux données expérimentales pour la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ à 95 MeV/A et donne des résultats prometteurs.

Mots clés : Hadronthérapie, Réactions nucléaires, Sections efficaces(Physique nucléaire), Modèles nucléaires, Monte-Carlo, Méthode de.

^{12}C fragmentation on thin targets at 95 MeV/A study for hadrontherapy

Abstract : The nuclear models need to be improved in order to reach the required accuracy for a reference simulation code for hadrontherapy. In this context, two experiments have been performed by our collaboration on May 2011 and September 2013 at GANIL to study nuclear reactions of 95 MeV/u ^{12}C ions on thin targets of medical interest to measure the double differential fragmentation cross sections of each produced isotope.

These experimental data have been compared with Monte-Carlo simulations. Different nuclear models provided by the GEANT4 simulation toolkit have firstly been tested. These simulations revealed discrepancies up to one order of magnitude. The phenomenological model HIPSE has then been used and has shown that the overlapping region of two colliding nuclei needs to be taken into account in order to reproduce the kinematics of the emitted fragments at intermediates energies.

Due to the difficulties encountered by these models in the data reproduction, a new model is currently under development : SLIPIE. This one is a semi-microscopical model, built from a participant-spectator geometrical approach. This model was also compared to the experimental data for $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reactions at 95 MeV/A giving promising results.

Keywords : Hadrontherapy, Nuclear reactions, Cross sections(Nuclear physics), Nuclear models, Monte Carlo method.