



HAL
open science

Etude de la fragmentation lors de la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ à 95 MeV/n et 400MeV/n dans le cadre de la hadronthérapie

Didier Juliani

► **To cite this version:**

Didier Juliani. Etude de la fragmentation lors de la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ à 95 MeV/n et 400MeV/n dans le cadre de la hadronthérapie. Médecine nucléaire. Université de Strasbourg, 2013. Français. NNT : 2013STRAE014 . tel-01062704

HAL Id: tel-01062704

<https://theses.hal.science/tel-01062704>

Submitted on 10 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.

- Thèse présentée pour obtenir le grade de
- Docteur de l'Université de Strasbourg
-
-
-
-
-
-

Thèse

Thèse

Discipline : Physique nucléaire
par Didier JULIANI

Étude de la fragmentation lors de la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ à 95 MeV/n et 400 MeV/n dans le cadre de la hadronthérapie

Soutenue publiquement le 11 septembre 2013 ■

Membres du jury ■

M Christian FINCK, Chargé de recherche, IPHC Strasbourg

M Gérard MONTAROU, Directeur de Recherche, LPC Clermont-Ferrand

M Daniel CUSSOL, Directeur de Recherche, LPC Caen

M Benoît GALL, Professeur, IPHC - Université de Strasbourg

Directeur

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Table des matières

Introduction	1
1 La thérapie par ions carbone	5
1.1 Des rayons X aux ions carbone	6
1.1.1 Essor de la hadronthérapie	8
1.2 Interactions des ions avec la matière	9
1.2.1 Diffusions multiples sur les électrons du milieu	10
1.2.1.1 Pouvoir d'arrêt électronique	10
1.2.1.2 Courbe de Bragg	13
1.2.1.3 Dispersion en énergie et parcours d'une particule chargée	14
1.2.1.4 Pic de Bragg étalé (SOBP)	15
1.2.2 Interactions nucléaires entre le projectile et le noyau cible	17
1.2.2.1 Interactions élastiques entre noyaux	17
a. Diffusion multiple	18
b. Pouvoir d'arrêt nucléaire	20
1.2.2.2 Collisions inélastiques – Fragmentation	22
a. Diminution du nombre d'ions primaires	23
b. Production de fragments légers	24
1.3 Effets des rayonnements ionisants sur les cellules	25
1.3.1 Notion de dose	26
1.3.2 Dégâts sur les cellules	26
1.3.3 Courbe de survie	28
1.3.4 Efficacité Biologique Relative (EBR)	28
1.3.5 Influence de l'oxygène	30
1.4 Planification de traitement	32
1.4.1 Apports de la physique nucléaire	32
1.4.2 Objectifs physiques	33
1.5 Conclusion	33
2 Étude de l'expérience E600	35
2.1 Introduction	36

2.2	Dispositif expérimental	37
2.2.1	Détection des particules chargées	38
2.2.1.1	Les semi-conducteurs silicium	39
2.2.1.2	Le scintillateur CsI(Tl)	40
2.2.1.3	La carte numérique FASTER	41
2.2.1.4	Détection par la méthode ΔE -E	41
2.2.1.5	Détection à l'aide des composantes lente-rapide du CsI(Tl)	43
2.2.2	Dispositif de contrôle du faisceau	43
2.2.2.1	Taux de comptage dans le scintillateur plastique	45
2.2.2.2	Taux de comptage dans les Si(Li)	46
2.2.2.3	Étalonnage en intensité des Si(Li)	46
2.2.3	Traitement des données expérimentales	48
2.2.3.1	Caractéristiques des fichiers de données	48
2.2.3.2	Identification des particules et étalonnage en énergie	50
	a. Identification des particules chargées	50
	b. Étude de la dérive des gains des télescopes	52
	c. Sélection des particules	55
2.2.3.3	Étalonnage des télescopes en énergie	58
	a. Étalonnage en énergie des détecteurs silicium	58
	b. Étalonnage en énergie des scintillateurs CsI(Tl)	59
2.2.3.4	Corrections et erreurs associées	63
	a. Temps mort des détecteurs	63
	b. Efficacité des détecteurs	63
	c. Normalisation des données et erreurs statistiques	63
	d. Suppression des distributions parasites	64
	e. Estimation des erreurs systématiques	66
2.2.3.5	Résultats de l'analyse	67
	a. Distributions angulaires	68
	b. Spectres en énergie	70
	c. Comparaison des deux méthodes d'identification utilisées	71
2.3	Conclusion	73
3	Étude de l'expérience FIRST	75
3.1	Dispositif expérimental	76
3.1.1	La région d'interaction	79

3.1.1.1	Le détecteur "start"	79
3.1.1.2	Le moniteur faisceau	81
3.1.1.3	Le détecteur de vertex	81
3.1.1.4	Le détecteur de fragments légers KENTROS	83
3.1.2	La région de détection éloignée	85
3.1.2.1	Le dipôle magnétique ALADiN	85
3.1.2.2	La chambre à ionisation TP-MUSIC IV	85
3.1.2.3	Le mur temps de vol	86
3.1.2.4	Le détecteur de neutrons	87
3.1.2.5	Le détecteur veto	88
3.1.3	Système d'acquisition de données	88
3.2	Code de reconstruction des données	89
3.2.1	Simulation Monte Carlo du dispositif expérimental	89
3.2.2	Reconstructions locales dans la région d'interaction	90
3.2.2.1	Moniteur faisceau	91
3.2.2.2	Calorimètre KENTROS	91
3.2.2.3	Détecteur de vertex	91
a.	Reconstruction des clusters	92
b.	Reconstruction des traces	92
c.	Reconstruction des vertex	99
3.2.3	Reconstructions locales dans la région de détection éloignée	104
3.2.3.1	Mur temps de vol	104
a.	Détermination de la position du hit	105
b.	Détermination du temps de vol	105
c.	Identification en charge	106
3.2.3.2	Détecteur de neutrons LAND	107
3.2.4	Reconstruction globale des évènements	107
3.2.4.1	Reconstruction globale avec le mur temps de vol	108
a.	Procédure de reconstruction	110
b.	Corrections apportées	113
c.	Difficultés rencontrées	114
3.2.4.2	Reconstruction globale KENTROS	115
3.3	Résultats préliminaires	115
3.3.1	Estimation de l'efficacité de reconstruction	115

3.3.2	Distributions en masse	118
3.3.3	Calcul des sections efficaces et erreurs associées	124
3.3.4	Distributions angulaires	125
3.3.5	Distributions en énergie	129
3.3.6	Erreurs systématiques	132
3.3.7	Limites des corrections apportées	135
3.4	Conclusion	136
4	Comparaison entre simulations et résultats expérimentaux	139
4.1	Introduction	140
4.2	Description des modèles	143
4.2.1	Structure des "physiclists" utilisées	143
4.2.2	Description des modèles inélastiques de "QGSP_BIC_EMY"	144
4.2.3	Description des modèles inélastiques de "QMD"	145
4.2.4	Conclusion	147
4.3	Principes des modèles nucléaires	147
4.3.1	Voies d'entrée	147
4.3.1.1	Classe G4BinaryCascade	147
4.3.1.2	Classe G4BinaryLightIonReaction	149
4.3.1.3	Classe G4QMDReaction	150
4.3.2	Voies de sortie	150
4.3.2.1	Classe G4PrecompoundModel	151
4.3.2.2	Classe G4ExcitationHandler	151
4.3.3	Conclusion	152
4.4	Comparaisons avec les résultats de l'expérience E600	153
4.4.1	Distributions angulaires	153
4.4.2	Distributions en énergie	155
4.4.3	Taux de production des isotopes	160
4.4.4	Conclusion E600	163
4.5	Comparaisons avec les résultats de l'expérience FIRST	164
4.5.1	Distributions angulaires	165
4.5.2	Distributions en énergie	167
4.5.3	Conclusion FIRST	169
4.6	Conclusion	170

Conclusion	173
Annexes	183
A Ensemble des contours utilisés pour les cartes d'identification	185
B Ensemble des courbes et coefficients d'étalonnage des siliciums	189
C Comparaison des distributions isotopiques (E600)	193
Remerciements	199
Résumé	203

Introduction

Le cancer est la première cause de mortalité en France devant les maladies cardiovasculaires et les drogues. Cela représente près de 30% des décès soit 150 000 personnes par an. Le nombre de nouveaux cas de cancers est proche de 350 000 par an ; l'Institut National du Cancer (INCa) évoque un taux général de guérison de 58%. Un taux de survie à long terme est estimé en fonction du type de cancer concerné. La survie à dix ans après un diagnostic varie en moyenne de 1% pour le cancer de la plèvre à 93% pour le cancer du testicule par exemple. Ces statistiques indiquent qu'il est intéressant de poursuivre des études sur les différents moyens de traitement afin de faire progresser les taux de survie et de guérison.

Il existe quatre principales méthodes de traitement contre les cancers : la **chirurgie**, la **chimiothérapie**, la **radiothérapie** et l'**immunothérapie**. Les principes de ces différentes méthodes peuvent être très différents. En effet, la **chirurgie** permet l'extraction d'une tumeur par un chirurgien après l'avoir localisée. La **chimiothérapie** consiste en l'administration d'un ou plusieurs médicaments pour détruire les cellules cancéreuses ou stopper leur multiplication. Un type particulier de chimiothérapie, l'hormonothérapie, a pour objectif de bloquer la production ou l'activité d'hormones naturellement produites par l'organisme pour réduire la croissance des cellules cancéreuses sensibles à l'action de ces hormones. La **radiothérapie** consiste à exposer les cellules cancéreuses à des rayonnements afin de leur faire perdre leur faculté de multiplication (par leur destruction généralement). Enfin, l'**immunothérapie** a pour objectif de renforcer notre système immunitaire défaillant grâce à sa stimulation ou à la multiplication des lymphocytes. La chirurgie représente la moitié des guérisons contre un quart pour la radiothérapie et 10% pour la chimiothérapie ; néanmoins, les cancers traités par les différentes méthodes ne sont pas les mêmes. De plus, ces dernières peuvent être utilisées de manière complémentaire ; le traitement par chirurgie couplée à la radiothérapie représente 10% des guérisons.

Ces différentes méthodes sont en constante évolution, convergeant vers leur association afin de profiter des points forts de chacune. Ainsi, un système de radiochirurgie robotisée, appelé CyberKnife¹, permet l'administration à la tumeur d'une dose élevée de rayons sous forme de faisceaux avec une grande précision depuis les années 2000. En ce qui concerne la chimiothérapie, les thérapies ciblées proposent une méthode plus spécifique et mieux adaptée que les chimiothérapies classiques, en se fondant sur le portrait moléculaire de la tumeur plutôt que sur sa localisation. Pour la radiothérapie, la tomothérapie associe dans un même équipement

1. CyberKnife Robotic Radiosurgery System (Accuray)

un appareil de traitement (accélérateur de particules) et un appareil d'imagerie (scanner). Cette technique permet de moduler l'intensité du rayonnement et de limiter l'exposition des tissus sains. Parallèlement, un travail de recherche approfondi sur la radiothérapie depuis les années 1950 suggère l'utilisation de rayonnements ionisants autres que les rayons X. Ainsi, la **hadronthérapie**, basée sur le traitement des cellules cancéreuses à l'aide d'**ions** légers, est en pleine croissance dans le monde, avec l'émergence de nombreux centres de traitement. Au-delà de la protonthérapie qui est déjà bien implantée, le traitement par ions carbone, à l'étude depuis les années 1970, a vu le jour dans les années 1990 au Japon. Néanmoins, à l'heure actuelle, cette méthode n'a permis le traitement que de quelques milliers de patients à travers le monde. Bien que des centres de hadronthérapie sont en cours de construction dans différents pays dont la France (ARCHADE à Caen ou ETOILE à Lyon), les études se poursuivent afin de comprendre et de simuler les interactions ion-matière dans l'organisme lors d'un traitement.

L'avantage des ions sur les rayons X réside dans le profil du dépôt d'énergie dans la matière permettant la destruction des cellules cancéreuses. En fonction du type d'ion et de l'énergie, le maximum de ce dépôt d'énergie est concentré à une profondeur donnée dans la matière (pic de Bragg), ce qui permet de cibler la zone à traiter. Néanmoins, durant la traversée des régions saines en amont, des interactions se produisent entre les cellules saines et le faisceau d'ions, générant des particules plus légères qui déposeront leur maximum d'énergie à une profondeur plus grande que celle désirée. Leur pic de Bragg, situé ainsi dans une région saine, entraînera l'irradiation de cellules saines, non-cancéreuses. Il est ainsi indispensable d'estimer les taux de production de ces particules légères issues principalement de la fragmentation des ions du faisceau.

En effet, lors d'un traitement par hadronthérapie, un système de planification de traitement (TPS²) est utilisé afin d'estimer le dépôt de dose en fonction de l'accélérateur, du patient et de la pathologie, ce système étant basé sur un modèle nucléaire. Cependant, les modèles nucléaires utilisés couramment dans le domaine de la hadronthérapie ont de grandes difficultés à reproduire le phénomène de fragmentation dans les cellules saines lors du parcours des ions dans la matière. Afin d'améliorer les différents modèles, il est nécessaire d'y intégrer des résultats expérimentaux, sous forme de sections efficaces de fragmentation, permettant de contraindre ces modèles.

De nombreuses expériences ont été conduites au LBL³, au NIRS-HIMAC⁴ et au GSI⁵ pour

2. Treatment Planning System

3. Lawrence Berkeley Laboratory

4. National Institute of Radiological Sciences - Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba

5. Gesellschaft für Schwerionenforschung

l'étude de la fragmentation dans le cadre de la hadronthérapie. Les premières études ont eu lieu en 1974 à Princeton [Mac74] puis au LBL dans les années 1980 [Lla84] [Lla90], portant sur l'ion ^{20}Ne qui a été utilisé pour le traitement de patients jusqu'en 1992. Dans les années 1990, parallèlement à l'émergence des premiers centres de traitement par ions carbone, de nombreuses expériences ont été réalisées afin de mesurer les sections efficaces de fragmentation entre 200 et 400 MeV/n pour le ^{12}C [Sch96] [GM08] [Hae06] [Iwa09].

Afin d'enrichir nos connaissances sur la fragmentation du carbone dans le cadre de la hadronthérapie, et ainsi améliorer les modèles nucléaires existants, notre travail, présenté ici, consiste en la mesure de sections efficaces de fragmentation du ^{12}C lors de son interaction avec des cibles de graphite. Celles-ci sont considérées comme minces compte tenu de l'énergie du faisceau incident. Une première expérience, réalisée au GANIL⁶ (E600) avec nos collaborateurs du LPC Caen, permet la mesure des taux de production des fragments générés par un faisceau de 95 MeV/n sur une cible de 250 μm d'épaisseur afin de compléter les bases de données pour la partie basse énergie des modèles physiques utilisés dans la hadronthérapie. Une deuxième expérience, réalisée au GSI avec la collaboration FIRST, permet également la mesure des taux de production des fragments générés à partir d'un faisceau de ^{12}C à 400 MeV/n sur une cible de graphite de 8 mm d'épaisseur. L'objectif est d'étudier, dans les deux expériences, les taux de production des fragments en fonction de leur angle d'émission et de leur énergie puis de comparer les résultats à des simulations afin de tester la fiabilité des modèles disponibles pour la hadronthérapie.

Ce manuscrit est divisé en quatre chapitres. Le premier introduit la thérapie par ions carbone et décrit les interactions physiques entre les ions et la matière ainsi que les différents effets biologiques entrant en jeu afin de mettre en exergue les points forts de ce traitement. Le second chapitre porte sur l'analyse des données de l'expérience E600, avec une description du dispositif expérimental, des méthodes d'analyse utilisées, puis s'achève sur la présentation des résultats expérimentaux. Le troisième chapitre se focalise sur l'analyse des données de l'expérience FIRST, avec une structure similaire à celle du précédent chapitre. Enfin, le dernier chapitre introduit, dans un premier temps, les outils de simulation Monte Carlo utilisés, puis permet, dans un deuxième temps, la comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus et ceux simulés afin de juger de la validité de ces modèles dans le domaine de la hadronthérapie.

6. Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

La thérapie par ions carbone

Sommaire

1.1	Des rayons X aux ions carbone	6
1.1.1	Essor de la hadronthérapie	8
1.2	Interactions des ions avec la matière	9
1.2.1	Diffusions multiples sur les électrons du milieu	10
1.2.1.1	Pouvoir d'arrêt électronique	10
1.2.1.2	Courbe de Bragg	13
1.2.1.3	Dispersion en énergie et parcours d'une particule chargée	14
1.2.1.4	Pic de Bragg étalé (SOBP)	15
1.2.2	Interactions nucléaires entre le projectile et le noyau cible	17
1.2.2.1	Interactions élastiques entre noyaux	17
a.	Diffusion multiple	18
b.	Pouvoir d'arrêt nucléaire	20
1.2.2.2	Collisions inélastiques – Fragmentation	22
a.	Diminution du nombre d'ions primaires	23
b.	Production de fragments légers	24
1.3	Effets des rayonnements ionisants sur les cellules	25
1.3.1	Notion de dose	26
1.3.2	Dégâts sur les cellules	26
1.3.3	Courbe de survie	28
1.3.4	Efficacité Biologique Relative (EBR)	28
1.3.5	Influence de l'oxygène	30
1.4	Planification de traitement	32
1.4.1	Apports de la physique nucléaire	32
1.4.2	Objectifs physiques	33
1.5	Conclusion	33

Ce premier chapitre présente les différents paramètres qui ont poussé les cliniciens et les thérapeutes à étudier et développer la thérapie par ions carbone dans le cadre du traitement de certains cancers. La première partie sera consacrée à l'évolution des différentes techniques de radiothérapie afin de situer la hadronthérapie dans un cadre plus général. La seconde partie traitera de la théorie des interactions ion–matière. La troisième partie évoquera les dommages occasionnés par ces interactions entre les ions et la matière vivante. La dernière partie introduira les systèmes de planification de traitement. Ces quatre parties mettront en évidence l'intérêt des ions pour le traitement de cancers, plus particulièrement les ions carbone en ce qui nous concerne.

1.1 Des rayons X aux ions carbone

La radiothérapie est apparue durant les dernières années du 19^e siècle. En 1895, W. C. Roentgen projette dans un tube à vide des électrons accélérés par un champ électrique sur une cible de tungstène, ce qui conduit à l'émission d'un rayonnement. Étant donnée sa nature inconnue, il donne à ce rayonnement le nom de rayons X. La radiologie est née et les premiers services de radiologie sont installés en hôpital dès 1897. Très rapidement, Marie Curie est convaincue que ces rayons X, tout comme le rayonnement des corps radioactifs, peuvent soigner le cancer, ce qui débouchera sur la création de l'Institut Curie. Dès lors, de nombreux progrès ont été accomplis durant plus d'un siècle afin d'améliorer l'efficacité de la radiothérapie tout en minimisant ses effets secondaires. La radiothérapie actuelle fait apparaître deux grandes familles, se distinguant par la nature des projectiles utilisés. La radiothérapie "classique", représentant la très grande majorité des traitements en France (200 000 patients par an), fait intervenir des photons (X ou γ) ou des électrons produits par des accélérateurs d'électrons. La technique la plus communément utilisée aujourd'hui en hôpital est la radiothérapie conformationnelle, principe pouvant être amélioré par une modulation d'intensité (RCMI en français ou IMRT en anglais). De nouvelles techniques sont développées et utilisées comme la radiothérapie stéréotaxique qui utilise un faisceau fin de photons qui converge au centre de la lésion ou bien la tomothérapie¹. La seconde famille fait intervenir des hadrons comme projectile ; les

1. La tomothérapie permet de moduler l'intensité du rayonnement et de contrôler les champs d'irradiation. Grâce au couplage de l'accélérateur de particules avec un scanner, la tomothérapie assure une grande précision dans l'irradiation.

différents types sont décrits ci-dessous :

- Les **neutrons** furent l'objet d'essais cliniques à Berkeley seulement six ans après leur découverte en 1932 par J. Chadwick. Dès 1965, des patients ont été irradiés avec un faisceau de neutrons ; le nombre de patients traités s'intensifia dans les années 1970. Actuellement, moins d'une dizaine de centres, situés aux États-Unis, en Allemagne, en Russie et en Afrique du Sud, sont encore actifs. Ces derniers sont basés sur l'accélération de protons ou deutérons envoyés sur une cible de béryllium qui produit un spectre secondaire de neutrons d'une cinquantaine de MeV en moyenne.

- L'idée d'utiliser des **protons** pour le traitement médical a été suggérée en 1946 par R. R. Wilson [Wil46]. Les premiers essais sur patients ont débuté dans les années 1950, très vite limités par la faible énergie des faisceaux produits par les accélérateurs de l'époque. Les développements liés à l'imagerie et à l'amélioration des accélérateurs dans les années 1970 ont rendu la protonthérapie viable pour le traitement des cancers. Actuellement, il existe une quarantaine de centres de traitement proton répartis essentiellement aux États-Unis et au Japon. Cependant, nous pouvons en trouver dans une quinzaine de pays différents dont la France et l'Allemagne. Près de 100 000 patients au total ont été traités à l'aide de protons jusqu'à maintenant.

- La troisième catégorie fait intervenir tous les ions de charge supérieure au proton pouvant être utilisés à des fins thérapeutiques. Ces "**ions lourds**" vont ainsi de l'hélium au néon (numéro atomique = 10). Néanmoins, seul le carbone est utilisé de nos jours pour le traitement des cancers. Actuellement, il existe plusieurs centres de traitement opérationnels dans le monde, dont trois situés au Japon (HIBMC, HIMAC et GHMC) et deux situés en Allemagne (HIT et PTC à Marburg). Un nouveau centre, en Italie (CNAO), a commencé ses premiers traitements par ions carbone fin 2012. Quelques milliers de patients ont pu être traités par ions carbone à ce jour.

La hadronthérapie n'a pas vocation à remplacer les méthodes classiques de radiothérapie, ne serait-ce que pour des considérations financières. L'objectif est de proposer un traitement alternatif pour les pathologies qui ne peuvent être guéries par les méthodes déjà disponibles. La liste des indications "consolidées prioritaires", établie par chaque centre de traitement, met en avant l'intérêt de la hadronthérapie pour des tumeurs situées soit en profondeur, soit dans des régions sensibles (cerveau) ou à la frontière de régions sensibles. Cela concerne près de 5000 patients par an en France.

1.1.1 Essor de la hadronthérapie

La hadronthérapie par ions carbone est une méthode récente de traitement comparée à la radiothérapie classique. R. R. Wilson suggéra en 1946 une thérapie utilisant des "hadrons" [Wil46] sur la base du pic de Bragg [Bra05]. Les avancées dans l'utilisation d'ions étaient étroitement liées au développement des accélérateurs de particules. E. O. Lawrence fut à l'origine de la création du premier cyclotron à l'Université de Berkeley en Californie, en 1932 [Law31]. Ce premier cyclotron était capable de fournir des protons dont l'énergie pouvait atteindre le MeV. Avec l'amélioration des accélérateurs et ainsi l'augmentation continue de l'énergie maximale des faisceaux, les premières utilisations de faisceaux de protons pour le traitement de patients humains sont l'oeuvre de C. A. Tobias et J. H. Lawrence au Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) au milieu des années 1950 pour le traitement de tumeurs au niveau de l'hypophyse, le faisceau traversant ainsi tout le cerveau. Le même cyclotron fut utilisé en 1957 pour l'accélération d'ions hélium dans le cadre de traitements contre le cancer. La fin des années 1960 et les années 1970 ont vu l'explosion du nombre de laboratoires de recherche travaillant sur la protonthérapie. Ainsi, de la fin des années 1980 aux années 1990, de nombreux centres de protonthérapie furent construits dans le monde entier, y compris en France en 1991 à Nice et à Orsay. Parallèlement, un programme portant sur la thérapie par ions lourds fut amorcé au LBL, utilisant l'accélérateur BEVELAC. Ce programme fut arrêté en 1992, permettant le traitement de 1200 patients avec des hadrons autres que le proton, notamment en utilisant du ^{20}Ne à 670 MeV/n. Sur la base des travaux effectués à Berkeley, le Japon ouvre son premier centre de recherche en hadronthérapie par ions carbone à Chiba en 1994 (HIMAC) [Hir92]. Ce centre utilise des techniques passives pour la conformation de la dose à la tumeur. Toujours au Japon, un second centre clinique fut construit à Hyōgo en 2000 (HIBMC) utilisant aussi bien le proton que le carbone et un troisième centre à Gunma (GHMC) permet le traitement de patients au carbone depuis 2010. Enfin, le projet Saga-HIMAT comprend la création d'un centre de traitement par ions carbone qui ouvrira durant l'année 2013. En Europe, le GSI en Allemagne prend en charge, en 1997, une étude sur l'utilisation des ions carbone pour la thérapie. Cette recherche a permis le développement d'autres solutions technologiques comme "l'active scanning" qui permet une conformation de la dose à la tumeur par balayage d'un faisceau étroit. Ces études engendreront l'ouverture d'un centre clinique de hadronthérapie par ions carbone (HIT) à Heidelberg en 2009. En France, il n'y a pas encore de centre d'hadronthérapie mais deux projets sont en cours de développement : le premier est le centre ARCHADE² à Caen qui délivrera aussi bien un faisceau de protons pour l'activité "traitement" à l'aide d'un synchrocyclotron su-

2. Advanced Resource Centre for HADrontherapy in Europe

praconducteur qu'un faisceau allant du proton à l'ion carbone pour l'activité "recherche" à l'aide d'un cyclotron C400 d'IBA ; le second est le centre de traitement ETOILE dédié au traitement par ions carbone à l'aide d'un faisceau à 400 MeV/n délivré par un synchrotron, proposant une activité de recherche en parallèle. L'ensemble des installations actuelles ou à venir, utilisant les ions carbone, est résumé dans le Tab. 1.1.

Tableau 1.1: Ensemble des centres de hadronthérapie en fonctionnement, construction ou en projet à travers le monde. Les cyclotrons sont représentés par le symbole (C), les synchrotrons par le symbole (S).

Nom	Localisation	Énergie	Période de traitement
NIRS-HIMAC	Chiba (Japon)	800 MeV/n (S)	1994-...
GSI	Darmstadt (Allemagne)	400 MeV/n (S)	2007-2008
HIBMC	Hyogo (Japon)	320 MeV/n (S)	2001-...
HIT	Heidelberg (Allemagne)	430 MeV/n (S)	2009-...
GHMC	Gunma (Japon)	400 MeV/n (S)	2010-...
CNAO	Pavia (Italie)	400 MeV/n (S)	2012-...
PTC	Marburg (Allemagne)	430 MeV/n (S)	2011
ARCHADE	Caen (France)	400 MeV/n (C)	2018
ETOILE	Lyon (France)	400 MeV/n (S)	2020
MedAustron	Wiener Neustadt (Autriche)	400 MeV/n (S)	2014
Fudan University	Shanghai (Chine)	430 MeV/n (S)	2014
HITFil	Lanzhou (Chine)	400 MeV/n (S)	2013
Saga-HIMAT	Tosu (Japon)	400 MeV/n (S)	2013

1.2 Interactions des ions avec la matière

Nous allons voir dans cette partie les processus physiques responsables des dégâts occasionnés dans la matière. Le passage de particules chargées dans la matière fait intervenir différents types d'interactions avec les atomes du milieu traversé. Nous pouvons identifier quatre types d'interactions selon le type de collision (élastique ou inélastique) et la cible (électrons ou noyau) :

- les collisions élastiques avec le cortège électronique de l'atome cible. Celles-ci ne sont observées que pour des particules de faible énergie (< 100 eV) et leur contribution est généralement négligée ;

- les collisions inélastiques avec le cortège électronique de l'atome cible. C'est le mécanisme principal conduisant à l'excitation voire l'ionisation du milieu selon l'énergie incidente. Ces collisions sont prépondérantes pour des particules dépassant quelques dizaines de keV par nucléon ;
- les collisions élastiques avec un noyau. Celles-ci sont prépondérantes pour des énergies de quelques keV par nucléon. La particule incidente est diffusée sans rayonner ni exciter les noyaux, n'entraînant qu'un déplacement de ceux-ci ;
- les collisions nucléaires inélastiques. Lors d'une collision noyau–noyau, le système est excité voire transformé : production d'une "boule de feu" composée de nucléons participants à la réaction et production de fragments excités composés des nucléons "spectateurs" (§1.9).

Les trois premiers types de collision sont responsables de la perte d'énergie, de la déflexion et du ralentissement des ions dans la matière tandis que les collisions nucléaires inélastiques sont responsables de la fragmentation. Ces différents mécanismes seront présentés brièvement ci-après.

1.2.1 Diffusions multiples sur les électrons du milieu

Les ions lourds chargés interagissent principalement avec la matière par collisions coulombiennes multiples avec les électrons des orbitales électroniques des atomes de la matière traversée. Dès l'entrée dans un milieu absorbant, la particule chargée interagit immédiatement et simultanément avec plusieurs électrons sous l'effet de la force coulombienne attractive. Selon la distance entre l'ion et les électrons de la cible, l'impulsion peut être suffisante, soit pour permettre à un électron de changer de couche électronique (excitation), soit pour arracher l'électron à l'atome auquel il est lié (ionisation). L'énergie maximale qu'un ion projectile de masse m avec une énergie cinétique E peut transférer à un électron de masse m_e , lors d'une seule collision, est $E_{trans}^{max} = 4.E.m_e/m$, c'est-à-dire $1/500^{ième}$ de l'énergie par nucléon du projectile. Étant donné que cela représente une faible partie de l'énergie totale, le projectile perd son énergie par de multiples interactions avec des électrons, ayant pour effet de ralentir progressivement la particule jusqu'à son arrêt total. Cette perte d'énergie est décrite par la suite.

1.2.1.1 Pouvoir d'arrêt électronique

Le pouvoir d'arrêt S pour une particule chargée dans un matériau donné correspond à la perte d'énergie dE pour cette particule dans le matériau par interactions coulombiennes, divisée

par la distance parcourue correspondante dx :

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (1.1)$$

La valeur de $-dE/dx$ le long de la trajectoire d'une particule est aussi appelée **sa perte d'énergie spécifique**. Pour un ion donné de charge Z_p , l'expression de cette perte d'énergie spécifique, connue sous le nom de formule de Bethe-Bloch [Bet30], s'exprime dans sa version corrigée des effets de densité δ et de couche C [Leo94] :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_m Z_p^2}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_m} - \frac{\delta}{2} \right] \quad (1.2)$$

v	la vitesse du projectile
e, m_e	respectivement la charge et la masse de l'électron
Z_m	le numéro atomique du matériau
Z_p	le numéro atomique du projectile
$\langle I \rangle$	le potentiel moyen d'ionisation du matériau
$\beta = \frac{v}{c}$	un facteur de lorentz, c étant la célérité de la lumière
δ	un terme de correction prenant en compte l'influence de la densité du milieu à haute énergie
C	un terme de correction prenant en compte l'effet d'écrantage des électrons du noyau cible à basse énergie

L'équation 1.2 est généralement valide pour différents types de particules chargées, tant que leur vitesse reste grande devant celle des électrons des orbitales électroniques du matériau absorbant. Pour une particule non relativiste, le pouvoir d'arrêt est inversement proportionnel au carré de la vitesse du projectile. Ceci est lié au fait qu'une particule lente demeure un temps plus long dans le voisinage d'un électron donné ; l'impulsion ressentie par l'électron, et par conséquent le transfert d'énergie, sont plus grands. Dans le cas de différentes particules chargées avec la même vitesse incidente, le seul facteur pouvant varier est la charge du projectile. Ainsi, les particules ayant la plus grande charge auront la plus grande perte d'énergie spécifique, cette dépendance étant quadratique. Le pouvoir d'arrêt dépend aussi de la nature du matériau. Le potentiel moyen d'ionisation du matériau $\langle I \rangle$ est un paramètre important qui influe fortement sur le parcours des particules. Il peut être déterminé de manière expérimentale ; une valeur de 79,7 eV a été calculée à partir des mesures de perte d'énergie de protons de 70 MeV dans une cible d'eau. Une variation de 5 eV sur la valeur du potentiel d'ionisation entraîne une variation de

l'ordre de 1 mm sur le parcours, or une précision de 1 mm est souhaitée en hadronthérapie d'où la nécessité de déterminer le potentiel moyen d'ionisation avec précision [Kum07]. La Fig. 1.1 représente ce pouvoir d'arrêt électronique pour des ions ^{12}C et des protons dans de l'eau.

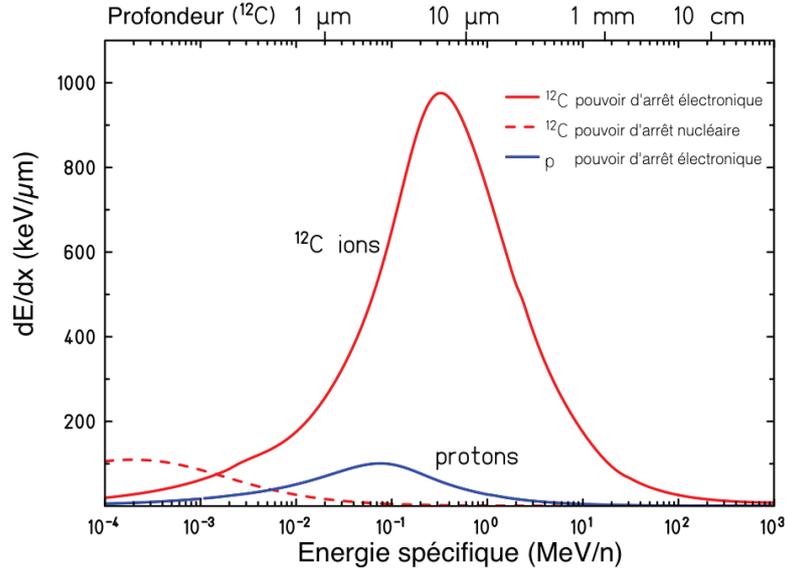


FIGURE 1.1: Perte d'énergie spécifique dE/dx pour des ions ^{12}C et des protons dans l'eau. La profondeur correspondante atteinte par les ions ^{12}C dans l'eau est indiquée sur l'axe du haut [Sch10].

Lorsque l'énergie de la particule incidente ne dépasse plus quelques MeV/n, sa vitesse atteint le même ordre de grandeur que la vitesse orbitale des électrons du milieu. Étant initialement débarrassé de tous ses électrons, cet ion va commencer à capturer les électrons du milieu environnant, en plus des ionisations. Il faut ainsi faire intervenir dans la formule de Bethe-Bloch la charge effective Z_{eff} qui est inférieure à son numéro atomique. Son expression peut prendre la forme de la formule empirique suivante [Bar63] :

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

Le maximum du pouvoir d'arrêt correspond à une vitesse de l'ion v_p de :

$$v_p \approx Z_p^{2/3} v_0 \quad (1.4)$$

avec $v_0 = \frac{e^2}{\hbar}$ la vitesse de Bohr. Ce maximum vaut typiquement 350 keV/n pour les ions carbone et est atteint juste avant la fin du parcours des ions. En deçà de cette valeur, les mécanismes

d'échange de charge gouvernent la perte d'énergie. Dans le domaine du keV/n, les électrons liés aux atomes de la cible ont une vitesse supérieure à celle du projectile ; les collisions élastiques avec les atomes (noyaux écrantés par les électrons) commencent à contribuer de manière significative à la perte d'énergie. Nous basculons ainsi dans le régime du pouvoir d'arrêt dit nucléaire. Cependant, ce régime correspondant aux derniers microns du parcours n'apporte pas de contribution significative au dépôt d'énergie de la particule [Els08].

1.2.1.2 Courbe de Bragg

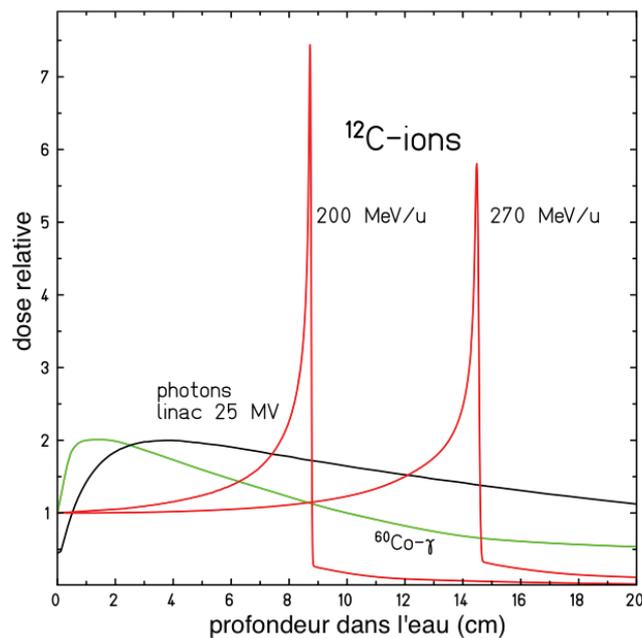


FIGURE 1.2: Profils du dépôt de dose pour différents types de particules dans l'eau (^{12}C en rouge, γ du ^{60}Co en vert et photons d'un linac de 25 MV en noir) [Sch10].

La courbe de Bragg représente l'évolution de la perte d'énergie spécifique en fonction de la profondeur atteinte dans le matériau. Un exemple de courbe de Bragg pour des ions carbone à 200 et 270 MeV/n est montré sur la Fig. 1.2. La perte d'énergie étant fonction de l'énergie cinétique (cf. Eq. 1.2), la particule incidente ne perd pas la même quantité d'énergie durant tout son parcours. La valeur d'entrée dépend principalement de la charge du projectile. Le "plateau" correspond à une perte d'énergie progressivement croissante en fonction de la profondeur. Vers la fin de sa trajectoire, la particule est beaucoup plus ionisante et commence ainsi à se lier aux électrons et la perte d'énergie augmente brutalement sur une courte distance, ce qui

correspond au pic de Bragg. Ce dernier met en évidence tout l'intérêt de l'utilisation des ions pour de la thérapie. En effet, la radiothérapie conventionnelle (rayons X) doit faire face à un dépôt d'énergie qui n'est pas spécifiquement situé dans un volume restreint mais qui, au contraire, est distribué tout le long du parcours du faisceau dans le patient. Au contraire, en ce qui concerne un faisceau d'ions, le dépôt maximal d'énergie correspondant au pic de bragg permet de cibler précisément la zone du corps du patient qui nécessite un traitement tout en déposant moins de dose dans les tissus en aval et en amont de la zone tumorale.

1.2.1.3 Dispersion en énergie et parcours d'une particule chargée

Les collisions multiples étant des interactions microscopiques, la perte d'énergie est un processus statistique et stochastique. Par conséquent, un faisceau mono-énergétique traversant une certaine épaisseur de matériau engendre toujours un étalement en énergie. Le parcours total P d'une particule avec une énergie cinétique T peut être déterminé par l'intégration sur l'énergie de l'inverse de la perte d'énergie :

$$P(E) = \int_{E_0}^0 \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (1.5)$$

Une approximation de cette intégrale utilisant la définition de l'énergie cinétique $E = \frac{1}{2}mv^2$ permet de montrer que :

$$P \propto \frac{mv^2}{Z^2} \quad (1.6)$$

avec m (ou A), Z et v respectivement la masse, la charge et la vitesse du projectile. Ce parcours est donc proportionnel à $\frac{A}{Z^2}$ en première approximation. Dans le cadre de la hadronthérapie, le projectile doit atteindre les tumeurs les plus profondes, ce qui correspond à une distance maximale parcourue de 30 cm dans de l'eau liquide. En terme d'énergie, cela revient à utiliser des protons de 0 à 220 MeV et des ions carbone de 0 à 425 MeV/n (Fig. 1.3).

La diffusion en énergie peut être paramétrisée de la manière suivante [Boh41] :

$$f(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\Delta E - \overline{\Delta E})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.7)$$

où σ_E s'exprime comme :

$$\sigma_E = 4\pi Z_{eff} Z_t e^4 N \Delta x \left[\frac{1 - \beta^2/2}{1 - \beta^2} \right] \quad (1.8)$$

où Z_t est le numéro atomique de la cible, Z_{eff} la charge effective du projectile, β sa vitesse en unités c et E son énergie cinétique. La dispersion du parcours maximal résultante σ_P est liée à

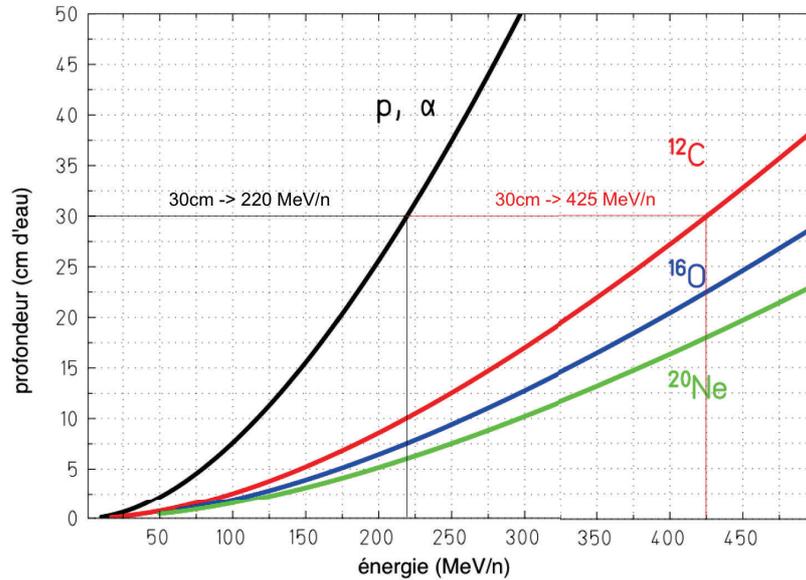


FIGURE 1.3: Parcours moyen de différents ions lourds dans l'eau. Détermination de l'énergie nécessaire pour atteindre une profondeur de 30 cm avec les protons (en noir) et le carbone (en rouge) [Sch10].

la diffusion en énergie σ_E :

$$\sigma_P^2 = \int_0^{E_i} \left(\frac{d\sigma_E}{dx} \right) \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-3} dE \quad (1.9)$$

La dispersion relative du parcours est définie par :

$$\frac{\sigma_P}{P} = \frac{1}{\sqrt{M}} f \left(\frac{E}{Mc^2} \right) \quad (1.10)$$

où M est la masse du projectile et f une fonction variant faiblement et qui dépend de l'absorbeur [Ros52]. Étant donnée la dépendance en $1/\sqrt{M}$, la dispersion est plus petite pour les ions les plus lourds d'où la différence de profil de dépôt d'énergie entre le carbone et les protons (Fig. 1.4).

1.2.1.4 Pic de Bragg étalé (SOBP)

Nous avons vu que le pic de Bragg permettait de déposer un maximum d'énergie à une profondeur donnée. Cependant, les tumeurs ont souvent des dimensions de l'ordre de plusieurs centimètres, il est donc nécessaire de faire varier la position du pic de Bragg afin d'irradier toute la tumeur. Cette modulation de pic de Bragg peut être obtenue :

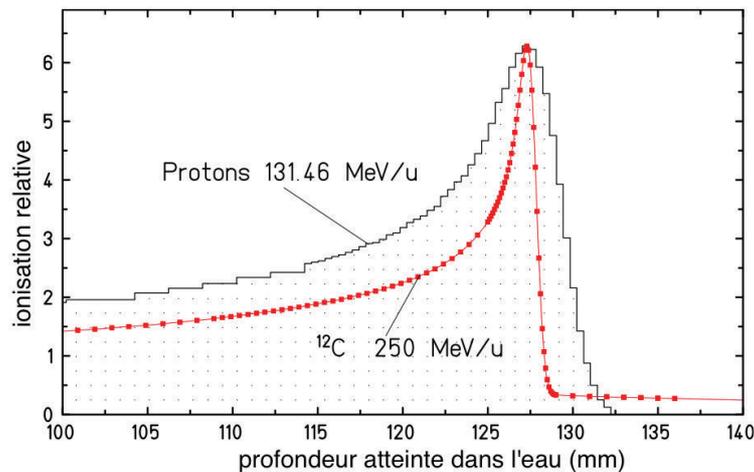


FIGURE 1.4: Pics de Bragg mesurés pour les protons et les ions carbone à une profondeur donnée dans une cible d'eau [Sch08].

- en utilisant un faisceau incident mono-énergétique avec différents éléments (système de diffusion, modulateur de parcours, atténuateurs etc.) permettant d'élargir le spectre en énergie des ions incidents au niveau du patient par diffusion, de produire un profil transversal plat, d'étaler le pic de Bragg et ainsi de créer le pic de Bragg étalé (SOBP³). Cette technique, dite **passive** étant donné que les caractéristiques physiques du faisceau restent inchangées, est utilisée dans plusieurs centres de traitement comme le NIRS-HIMAC au Japon ;
- en variant rapidement l'énergie et la direction du faisceau durant le traitement. Cette technique est dite **active** étant donné que les caractéristiques du faisceau sont modifiées en temps réel. Comparativement aux systèmes passifs, les systèmes actifs permettent une meilleure irradiation des volumes irréguliers et une meilleure prise en compte des différences d'efficacité biologique relative (définie dans le paragraphe §1.3.4) entre les tissus et/ou sous-volumes. Ce système est utilisé notamment au centre HIT en Allemagne.

La Fig. 1.5 illustre le principe du pic de Bragg étalé avec une accumulation de pics à différentes profondeurs (en rouge) dont la somme permet d'obtenir le plateau de la courbe bleue correspondant au "SOBP".

3. Spread Out Bragg Peak

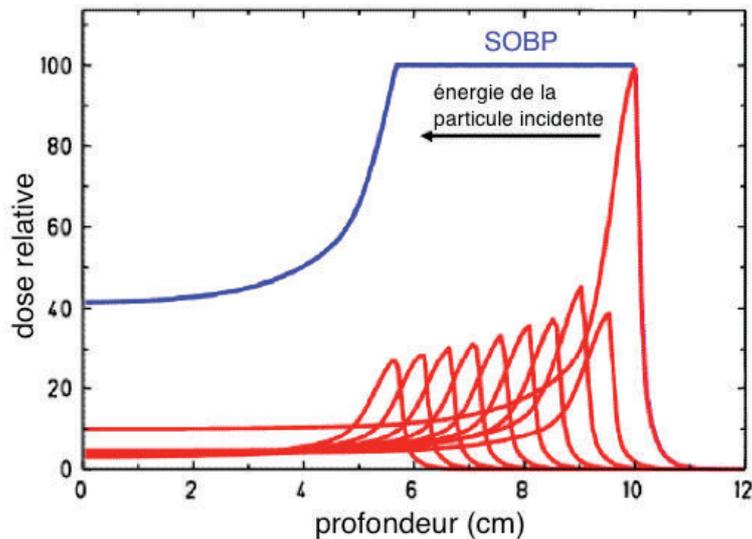


FIGURE 1.5: Exemple d'un pic de Bragg étalé (représenté par le plateau de la courbe bleue) construit en superposant une dizaine de pics de Bragg à différentes énergies (en rouge) [SOB].

1.2.2 Interactions nucléaires entre le projectile et le noyau cible

Étant donnée la différence de taille entre un atome et son noyau (cinq ordres de grandeur), la majorité des collisions concerne les collisions avec les électrons des atomes de la cible. La probabilité qu'un noyau incident fasse une réaction avec un noyau de la cible est donc sensiblement plus faible. Cependant, dans le cas de cibles épaisses, la probabilité d'interaction nucléaire devient assez élevée pour que ces interactions soient prises en compte, engendrant des effets significatifs à l'échelle macroscopique (influence sur la forme et l'intensité du dépôt d'énergie). Comme mentionné auparavant, les réactions nucléaires peuvent être séparées en deux catégories : les collisions élastiques qui seront essentiellement à l'origine de la diffusion angulaire et les collisions inélastiques qui seront à l'origine de la fragmentation du projectile et/ou de la cible.

1.2.2.1 Interactions élastiques entre noyaux

Aux énergies correspondant à la hadronthérapie, les collisions élastiques noyau–noyau peuvent être traitées par la mécanique classique. Le transfert d'énergie entre un ion incident et un noyau de la cible peut être calculé à l'aide de la conservation de l'énergie et du moment. Ce transfert d'énergie peut être déterminé dans le centre de masse tant que les forces inter-

venantes agissent le long de la ligne joignant les deux particules (pas de force transverse). L'énergie transférée T entre le projectile et la particule de la cible est :

$$T = \frac{2}{M_2} (v_0 M_c \cos \phi)^2 \quad (1.11)$$

où M_2 est la masse de la particule cible, v_0 la vitesse initiale du projectile, M_c la masse réduite dans le centre de masse définie par $M_c = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$ avec M_1 la masse du projectile, et ϕ l'angle de recul de la particule cible dans le référentiel du laboratoire. Cette énergie peut être reliée à l'angle de diffusion dans le centre de masse Θ du projectile en utilisant l'équation $2\phi = (\pi - \Theta)$. Nous obtenons ainsi :

$$T = \frac{2}{M_2} \left(v_0 M_c \sin \frac{\Theta}{2} \right)^2 = \frac{4E_c M_c}{M_2} \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (1.12)$$

où E_0 est l'énergie cinétique initiale du projectile. L'angle de diffusion dans le centre de masse Θ est lié à celui dans le repère du laboratoire ν par :

$$\tan \nu = \frac{\sin \Theta}{M_1/M_2 + \cos \Theta} \quad (1.13)$$

Enfin, à l'aide de la conservation de l'énergie totale et du moment angulaire, cet angle Θ peut s'exprimer ainsi :

$$\Theta = \pi - 2 \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{p dr}{r^2 \left[1 - \frac{V(r)}{E_c} - \frac{p^2}{r^2} \right]^{1/2}} \quad (1.14)$$

où p est le paramètre d'impact⁴, E_c l'énergie initiale du centre de masse, r la distance entre les deux particules dans le centre de masse et $V(r)$ le potentiel statique. Cette expression est valable pour différents potentiels ; l'angle de déflexion est donc dépendant du choix de ce dernier. Les potentiels interatomiques les plus fréquemment utilisés sont le potentiel de Bohr [Boh48] ou des approximations du potentiel de Thomas-Fermi [Som32] [Len32] [Jen32] [Mol47]. Ces derniers correspondent, de manière simplifiée, à un terme coulombien ($1/r$) multiplié par une fonction représentant l'écrantage des électrons du noyau.

a. Diffusion multiple

Les collisions élastiques des particules incidentes chargées avec les noyaux de la cible entraînent un changement de direction de ces particules incidentes (Fig. 1.6). Ces variations erratiques de la direction de la particule le long de sa trajectoire sont appelées diffusion multiple.

4. Distance entre la ligne passant par le centre du projectile, dirigée suivant la vitesse du projectile et le centre du noyau cible.

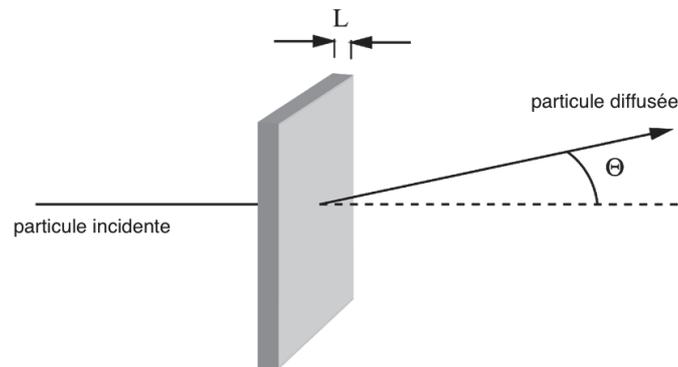


FIGURE 1.6: Une particule chargée incidente change de direction après la traversée d'une épaisseur de matériau à cause des diffusions multiples.

Pour de faibles angles de diffusion, cette variation angulaire se rapproche d'un comportement de type gaussien :

$$F(\theta, L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \quad (1.15)$$

où l'écart type du changement de direction de la particule traversant un matériau d'épaisseur L est donné par :

$$\sigma_\theta [\text{rad}] = \frac{13,6 \text{ MeV}}{Pc\beta} Z \sqrt{\frac{L}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln\left(\frac{L}{X_0}\right) \right] \quad (1.16)$$

$$X_0 = 716,4 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \frac{A_m}{Z_m(Z_m + 1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z_m}}\right)}$$

Ici, X_0 représente la longueur de radiation et caractérise l'interaction des particules chargées dans un matériau [Eid04]. Elle dépend de la charge Z_m et de la masse A_m du noyau du matériau. L'expression analytique de cette longueur de radiation dans l'Eq.1.16 est une approximation de la valeur réelle avec une précision de 2,5%. Les définitions des symboles utilisés dans les formules de la diffusion multiple 1.16 sont indiquées ci-dessous :

θ	angle de diffusion avec la particule incidente
P	moment de la particule incidente
X_0	longueur de radiation du matériau
L	épaisseur du matériau
Z_{nucl}, A	numéro atomique et nombre de masse du matériau

Nous pouvons ainsi déduire de l'Eq.1.16 que les cibles constituées d'éléments de masse élevée engendront une dispersion angulaire plus importante. De plus, la déviation angulaire sera

d'autant plus importante que l'énergie de la particule sera faible, tout en gardant à l'esprit que pour des énergies de quelques MeV, la profondeur atteinte dans le matériau ne sera qu'une faible fraction de la longueur de radiation. Enfin, la dispersion latérale, à cible identique, est plus faible pour les particules les plus lourdes que pour les particules légères (protons par exemple) comme illustré sur la Fig. 1.7 représentant la distance moyenne entre la position latérale de l'ion avec diffusion par rapport à la position sans diffusion.

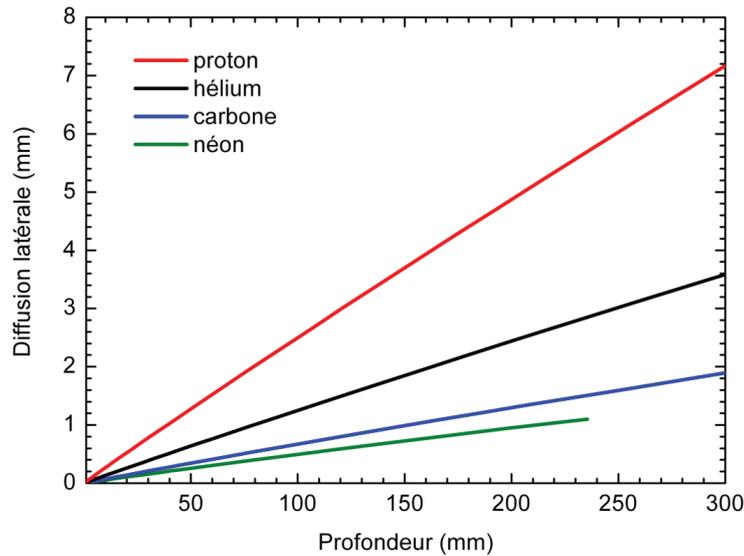


FIGURE 1.7: Diffusion latérale de quatre ions d'intérêt (proton, hélium, carbone et néon) calculée dans l'eau en fonction du parcours de la particule. Simulations effectuées à l'aide du logiciel SRIM [LF10].

b. Pouvoir d'arrêt nucléaire

Le pouvoir d'arrêt nucléaire moyen $S_n(E_0)$ correspond à l'énergie moyenne transférée lors de chaque collision nucléaire si l'énergie de la particule est E_0 . Le terme $S_n(E_0)$ peut être calculé en intégrant le transfert d'énergie $T(E_0, \theta(p, E_c))$ lors d'une collision nucléaire sur tous les paramètres d'impact possibles p :

$$S_n(E_0) = 2\pi \int_0^\infty T(E_0, \theta(p, E_c)) p dp \quad (1.17)$$

Firsov [Fir58] et Lindhard [Lin63] proposent de calculer le pouvoir d'arrêt nucléaire en se basant sur le modèle d'atome de Thomas-Fermi [Tho27] [Fer27]. Ils suggèrent d'utiliser un système de

coordonnées réduit, nous définissons ainsi :

$$S_n(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{\pi a_U^2 \gamma E_0} S_n(E_0) \quad (1.18)$$

où ε est l'énergie réduite introduite par Firsov et Lindhardt, définie alors :

$$\varepsilon = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \frac{E_0}{Z_1 Z_2 e^2 a_U} \quad (1.19)$$

avec a_U le rayon d'écrantage défini par Ziegler [Zie85]. Ainsi, le pouvoir d'arrêt total S d'un matériau correspond à la somme des deux pouvoirs d'arrêts électronique et nucléaire :

$$S = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{nucléaire}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{électronique}} \quad (1.20)$$

L'importance relative de ces deux processus dépend de l'énergie E et de la charge Z de l'ion. Les collisions nucléaires dominent dans les basses énergies alors que les collisions électroniques dominent dans les énergies plus hautes (Fig. 1.1). À l'aide des phénomènes introduits

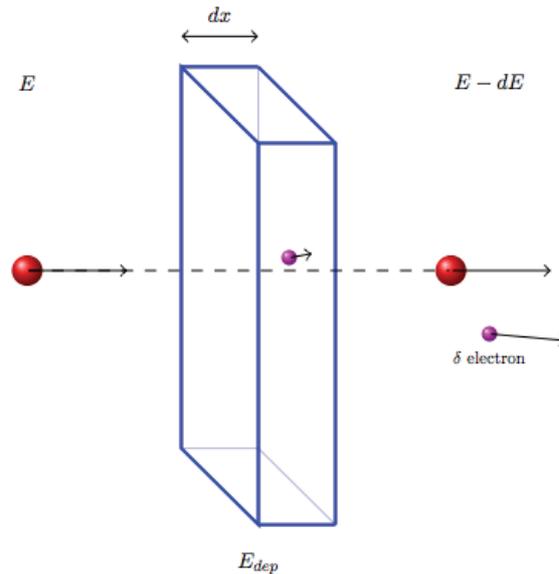


FIGURE 1.8: Différence entre le pouvoir d'arrêt et le TEL liée aux électrons δ [Cus11].

précédemment, nous pouvons définir la trace d'une particule traversant un milieu donné. Pour cela, le transfert d'énergie linéique (TEL) est introduit comme étant la perte d'énergie par unité de longueur d'une particule chargée ionisante traversant un matériau [ICR98]. le TEL est étroitement lié au pouvoir d'arrêt total étant donné que les deux grandeurs correspondent à une perte

d'énergie par unité de distance. La différence provient des électrons arrachés à leur atome lors des collisions électroniques inélastiques. La majorité de ces électrons sont arrêtés au voisinage de leur point d'émission (portion dx) mais certains ont une énergie suffisante pour déposer leur énergie loin de leur point d'émission (Fig. 1.8). Ainsi, l'énergie absorbée localement par le matériau n'est pas strictement égale au pouvoir d'arrêt, d'où l'expression du TEL :

$$TEL = \left(\frac{dE}{dX} \right) - \sum E_c(e_\delta) \quad (1.21)$$

où $\sum E_c(e_\delta)$ est l'énergie cinétique totale des électrons δ . Concernant les particules lourdes chargées, le TEL est équivalent au pouvoir d'arrêt total en première approximation. En conclusion, la contribution des collisions nucléaires élastiques à la perte d'énergie d'une particule chargée dans la matière est négligeable.

1.2.2.2 Collisions inélastiques – Fragmentation

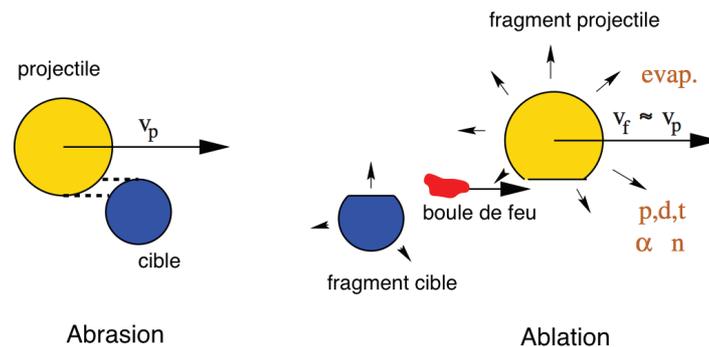


FIGURE 1.9: Schéma du modèle de fragmentation Abrasion-Ablation pour des collisions périphériques à haute énergie [GM08].

Les projectiles de haute énergie peuvent être décrits en première approximation comme des particules se déplaçant en lignes droites à travers la cible, y rencontrant parfois un noyau, ce qui engendre une collision inélastique. Un modèle d'interaction nucléaire connu décrivant ce phénomène est le modèle "**Abrasion-Ablation**" (Fig.1.9) [Ser47]. Les nucléons du projectile et de la cible qui se chevauchent durant le processus sont appelés les participants alors que les nucléons restants sont appelés les spectateurs. Le projectile spectateur quitte le lieu d'interaction avec une direction et une vitesse proches des valeurs initiales avant collision, alors que la cible spectatrice reste sur place. Les nucléons participants forment un complexe excité appelé "boule

de feu" (fireball), qui se casse en plusieurs nucléons ou ions légers comme des α , deutérons ou tritons [GM08] par exemple.

a. Diminution du nombre d'ions primaires

Aux hautes énergies ($E \gtrsim 100$ MeV/n), la section efficace de fragmentation est déterminée en première approximation par les dimensions géométriques du projectile et des noyaux de la cible, et ceci de façon plus ou moins indépendante de l'énergie du projectile. En considérant un faisceau d'ions traversant une épaisseur de cible Δx et en supposant que la probabilité de réaction par unité de longueur est p , le taux de disparition du projectile dN s'exprime ainsi :

$$\frac{dN}{dx} = -pN(x) \quad (1.22)$$

d'où la solution correspondant à une fonction exponentielle :

$$N(x) = N_0 e^{-px} \quad (1.23)$$

La formule 1.23 donne le nombre d'ions N restant après une distance parcourue x . La probabilité p dépend de λ qui correspond au libre parcours moyen du matériau et N_0 est le nombre initial d'ions ($p = 1/\lambda$). La section efficace de fragmentation de l'ion incident dépend ainsi du libre parcours moyen et de la concentration du matériau traversé :

$$\lambda = \frac{M_{mol}}{N_a \rho \sigma_r} \quad (1.24)$$

où σ_r correspond à la section efficace totale de réaction, ρ la densité du matériau et M_{mol} sa masse molaire.

Cette diminution du nombre de projectiles influe fortement sur la forme du pic de Bragg. En effet, plus l'énergie du faisceau est grande pour un ion donné dans un matériau donné, plus la position du pic de Bragg est éloignée de l'entrée de ce matériau. Ainsi, la consommation des ions incidents est d'autant plus grande et cela a pour effet de diminuer le dépôt d'énergie autour du pic de Bragg (Fig. 1.10). Le rapport entre l'énergie déposée au pic de Bragg et l'énergie déposée en entrée du matériau diminue en conséquence ce qui a pour effet d'affaiblir l'intérêt de ce type de traitement étant donné que le rapport entre la dose déposée au niveau de la tumeur et celle déposée dans les cellules saines devient moins intéressant. Des mesures de dépôt à différentes énergies ont été étudiées au GSI ainsi qu'à RIKEN [Sch08] [Kan93].

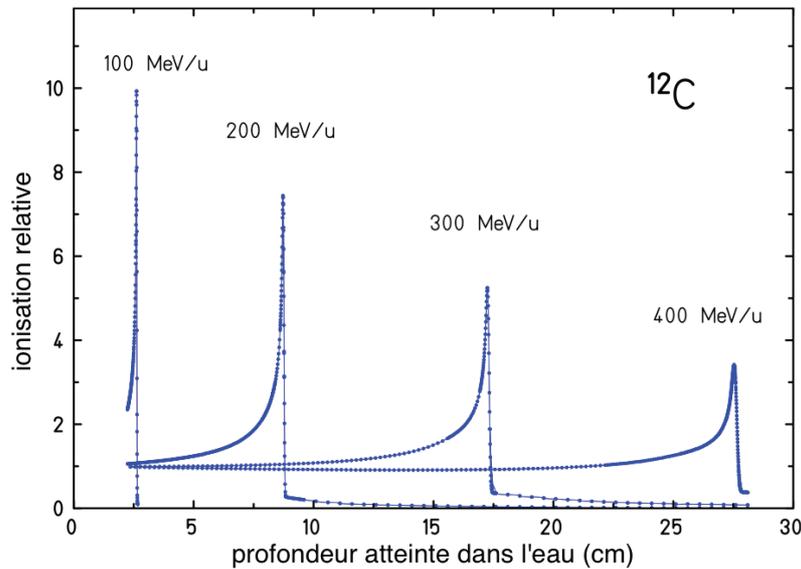


FIGURE 1.10: Courbes de Bragg mesurées pour des ions ^{12}C dans de l'eau [Sch10].

b. Production de fragments légers

Les fragments produits par ces interactions nucléaires, issus du projectile, se déplacent à une vitesse très proche de celle des ions primaires. Lorsqu'une collision inélastique entraîne la production d'un fragment de même charge que les ions du faisceau mais de masse plus faible due à la perte d'un ou plusieurs neutrons (^{11}C ou ^{10}C dans le cas du ^{12}C), le parcours de cet isotope sera moins grand et il s'arrêtera un peu avant le pic de Bragg du faisceau si la vitesse est très proche de celle l'ion primaire (cf. Eq. 1.6). La variation du parcours résiduel sera du même ordre de grandeur que la perte de masse de l'isotope par rapport à l'ion primaire. Dans le cas de la production de fragments avec des charges plus faibles que l'ion primaire, étant donné que leur vitesse est similaire à celle du projectile initial, ils ont un parcours dans la matière plus grand ce qui engendre une perte d'énergie au-delà du pic de Bragg. L'ensemble de ces dépôts d'énergie "parasites" provenant des fragments plus légers est appelé "**queue de fragmentation**" (Fig. 1.11). Dans le cadre d'un faisceau de ^{12}C , l'hydrogène et l'hélium sont les deux fragments les plus produits et seront responsables de la fin de cette queue de fragmentation, ayant des parcours plus longs dans la matière (rapport $\frac{A}{Z^2}$ le plus élevé). Non seulement ces fragments légers dégradent la qualité du faisceau primaire, mais ils contribuent aussi à augmenter la dispersion du faisceau.

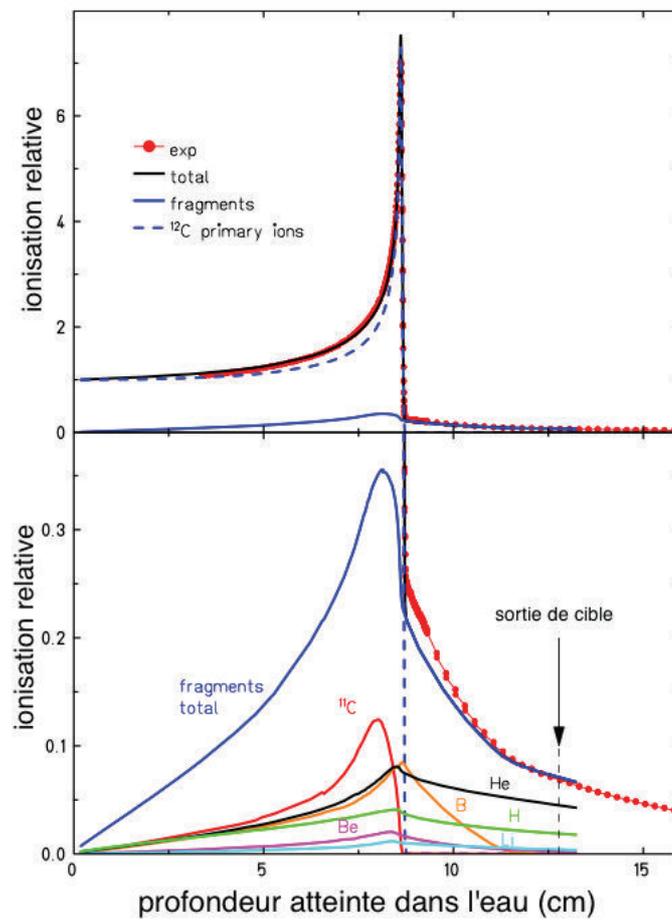


FIGURE 1.11: (en haut) Comparaison des profils de dépôt d'énergie entre les ions ^{12}C du faisceau primaire (en pointillé) à 200 MeV/n et les fragments générés lors du parcours dans la matière (trait plein bleu) à l'aide de simulations. (en bas) Zoom sur les contributions des différents fragments produits [GM08].

1.3 Effets des rayonnements ionisants sur les cellules

L'utilisation d'ions carbone pour le traitement des cancers permet de détruire les cellules cancéreuses. Nous allons voir dans cette partie comment sont quantifiés les dégâts occasionnés par ces ions dans les tissus vivants.

1.3.1 Notion de dose

La dose est la grandeur utilisée en radiothérapie pour évaluer les dégâts liés au dépôt d'énergie d'un rayonnement dans la matière en un point donné. Elle caractérise la quantité d'énergie déposée par unité de masse par les rayonnements ionisants (photons, protons ...). La dose à une certaine position x est définie par [ICR93] :

$$D(x) = \frac{E(x)}{m(x)} \quad (1.25)$$

où $E(x)$ représente l'énergie déposée dans un volume infinitésimal centré en x , de masse $m(x)$. Il est nécessaire de prendre en compte la masse du matériau car pour une énergie donnée, la densité d'ionisation croît avec la densité de ce matériau. Cette grandeur physique, nommée dose absorbée, s'exprime en gray (Gy) dans le système international, où 1 Gy vaut 1 J/kg. Dans le cadre d'un traitement contre le cancer, il faut déposer une dose de l'ordre de 60 Gy pour détruire une tumeur.

1.3.2 Dégâts sur les cellules

La réponse cellulaire aux rayonnements ionisants est fonction de la dose, du débit de dose, du TEL, du type de rayonnement, du type de cellule ainsi que de son environnement. La cellule réagit rapidement à l'atteinte de son ADN dans les minutes, les heures ou les jours qui suivent l'agression. Les lésions moléculaires impliquent deux mécanismes :

- le premier provient d'un effet **direct** des rayonnements ionisants. Il se traduit par des excitations et ionisations des atomes et molécules avec lesquels les rayonnements ionisants rentrent directement en collision ;
- le deuxième mécanisme est a contrario **indirect**, c'est-à-dire qu'il implique les espèces réactives de l'oxygène provenant de la décomposition des molécules d'eau lors de l'irradiation par radiolyse. Ces espèces réactives sont essentiellement le radical hydroxyle OH° mais aussi le radical H° ⁵.

5. Un radical est une espèce chimique possédant un ou plusieurs électrons non appariés sur sa couche externe. La présence d'un électron célibataire confère à ces molécules, une grande instabilité (elles ne respectent pas la règle de l'octet), ce qui signifie qu'elles ont la possibilité de réagir avec de nombreux composés dans des processus le plus souvent non spécifiques, et que leur durée de vie est très courte. Les espèces réactives de l'oxygène peuvent peroxyder les lipides insaturés qui composent les structures membranaires et peuvent alors tuer la cellule. Le remplacement de la cellule oblige l'organisme à activer ses cellules souches, ce qui augmente le risque de cancérisation. Ceci contribue aussi à un vieillissement accéléré de l'organisme, les cellules souches ne pouvant éternellement se multiplier [GA03].

Toutes les molécules constitutives d'une cellule sont des cibles potentielles, aussi bien l'eau, les acides nucléiques (ADN), les protéines, lipides ou carbonhydrates. Étant donnée l'importance de l'ADN dans la cellule, les lésions sur ce dernier ont été les plus étudiées, impliquant différents types de modifications (de la cassure d'un ou de deux brins des chaînes d'ADN à la modification de la structure chimique des bases puriques ou pyrimidiques par exemple). La réponse cellulaire est caractérisée par des modifications de l'expression génique des produits impliqués (régulations de la transcription ou de la traduction par exemple) dans la réparation de l'ADN ou bien le ralentissement voire le blocage temporaire du cycle cellulaire afin de permettre la restauration de l'intégrité du matériel génétique avec plus ou moins de succès (Fig. 1.12). Cette réponse est

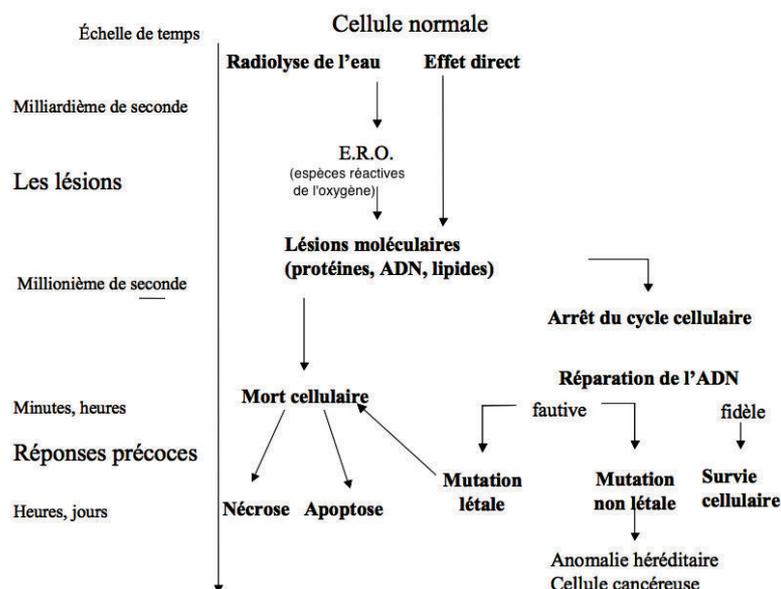


FIGURE 1.12: Description de la réponse cellulaire au cours du temps suite aux rayonnements ionisants [Gau].

dite "précoce" étant donné que la réaction de la cellule a lieu dans les minutes, heures ou jours suivant l'agression. Ces modifications peuvent aussi aboutir à la mort cellulaire par apoptose ou nécrose (réparation inefficace ou arrêt du cycle cellulaire). Une réparation fautive (non fidèle) peut engendrer la mort cellulaire mais aussi des mutations débouchant ainsi sur des cancers radio-induits. Une réparation fidèle entraîne la survie de la cellule ; l'effet de l'irradiation est alors nul.

1.3.3 Courbe de survie

Il est possible d'établir une courbe dose–effet qui permet de quantifier la mortalité des cellules. Elle représente une réponse globale de celles-ci à l'irradiation (apoptose etc.). Pour beaucoup de cellules et pour les rayonnements ionisants de bas transfert d'énergie linéique (cf. §1.2.2.1), la courbe de survie dans sa partie initiale présente un épaulement puis une diminution exponentielle de la survie (Fig. 1.13). Cette courbe, dans la plupart des cas, peut être modélisée par une fonction linéaire quadratique :

$$\ln(S) = \alpha D + \beta D^2 \quad (1.26)$$

où les paramètres α et β sont associés à des lésions appelées lésions létales (LD) ou lésions sub-létales (SLD). Les lésions létales mènent à la mort cellulaire sans possibilité de réparation. Les lésions sub-létales peuvent évoluer vers un état irréparable ou se réparer, selon les capacités de réparation individuelles des cellules. Dans le cas de rayonnements ionisants à haut TEL, la courbe de survie est entièrement exponentielle et $\ln(S)$ est représenté par une droite (cas des ions dans la Fig. 1.13). Les lésions létales augmentent exponentiellement avec la dose et sont plus efficacement produites lorsque le TEL augmente. À partir de ces courbes de survie, nous pouvons déterminer la dose létale moyenne (D_0) pour laquelle la survie cellulaire est de 37% (dose introduisant une moyenne de un évènement léthal par cellule). Ce paramètre permet de quantifier la radiosensibilité des cellules et sa valeur est d'autant plus faible que les cellules sont radiosensibles. De la courbe, nous pouvons tirer comme information principale que pour un même effet biologique, la dose à déposer par les ions est inférieure à celle à déposer par les photons, les ions générant plus de lésions pour un même dépôt d'énergie. Ce paramètre est un atout important justifiant en partie le développement et l'usage de la hadronthérapie. De plus, la survie dépendant fortement de la dose déposée, une erreur de 10% sur l'estimation de la dose peut entraîner des erreurs allant jusqu'à 20% sur le taux de survie selon les paramètres α et β utilisés. Il est donc essentiel de pouvoir mesurer cette dose avec précision lors d'un traitement.

1.3.4 Efficacité Biologique Relative (EBR)

Étant donné qu'il existe différents types de rayonnements et de conditions dans lesquelles un système biologique peut se trouver, la réponse biologique d'un tel système à un rayonnement ionisant est fonction de divers facteurs. Afin de pouvoir comparer des expositions dans différentes conditions par rapport à des conditions de référence, le facteur de l'efficacité biologique relative (EBR en français et RBE en anglais) a été introduit. L'EBR est défini par :

$$EBR = \frac{D_{réf}}{D_{test}} = \frac{D_{X(220keV)}}{D_{RI}} = \frac{D_{\gamma}}{D_{ion}} \quad (1.27)$$

c'est-à-dire le rapport des doses absorbées nécessaires pour produire un même effet biologique donné. $D_{X(220keV)}$ correspond à la dose déposée par des rayons X de 220 keV pris comme référence, D_{RI} la dose déposée par des rayonnements ionisants, D_{γ} celle déposée par des gammas et D_{ion} celle déposée par des ions. La Fig. 1.13 montre comment le coefficient EBR est déterminé pour des survies cellulaires de 10% et 1%. La définition de l'EBR nous indique aussi que ce facteur peut être d'autant plus grand que les doses concernées sont faibles. Plus les doses seront grandes, plus les différences d'efficacité entre les deux types d'irradiation seront faibles.

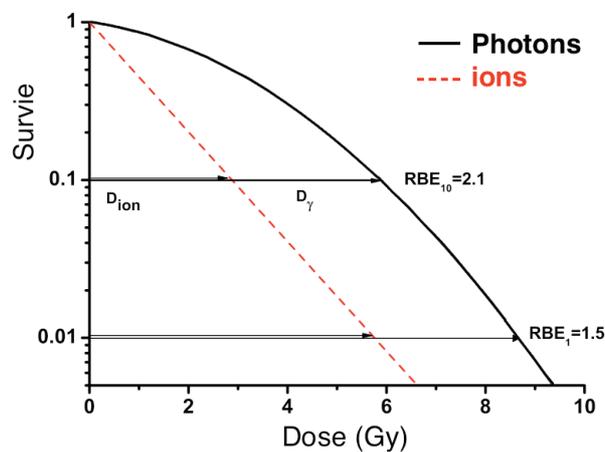


FIGURE 1.13: Courbes de survie cellulaire pour des photons (trait plein) et des ions lourds (pointillés) et détermination de l'EBR pour des seuils de survie de 10% et 1% [Sch10].

Une dose de 1 Gray déposée par des photons X ou γ n'a pas les mêmes effets biologiques qu'une dose de 1 Gray déposée par des ions bien que l'énergie déposée dans le milieu soit la même.

L'EBR dépend aussi du TEL comme le montre la Fig. 1.14. L'EBR croît avec le TEL jusqu'à 200 keV/ μ m avant d'amorcer sa décroissance. Celle-ci est la conséquence d'un trop grand dépôt d'énergie par rapport à l'énergie nécessaire pour tuer les cellules. Ce surplus est donc perdu d'où la perte d'efficacité des ions. Nous pouvons voir que dans le cas du néon, l'EBR atteint son maximum bien avant le pic de Bragg et tend vers 1 lorsque les ions néon sont en fin de parcours. L'intérêt du néon est ainsi très limité comparé aux méthodes conventionnelles (rayons X) en ce qui concerne l'EBR bien que nous conservons l'avantage du pic de Bragg. A l'inverse,

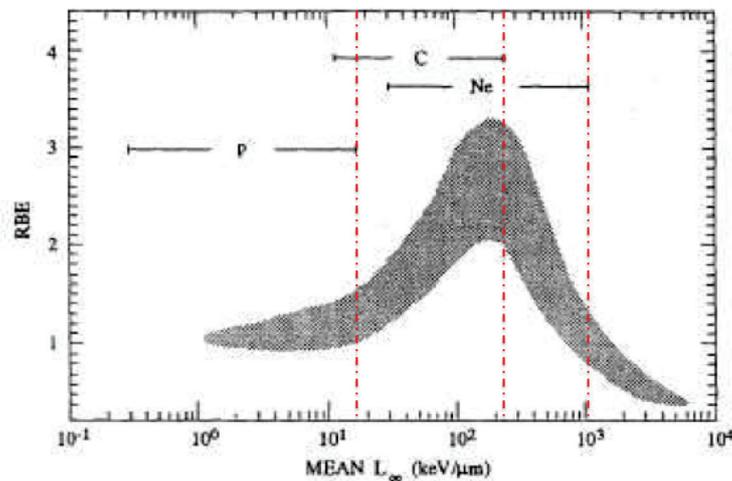


FIGURE 1.14: Corrélation entre l'EBR et le TEL. Les bornes des segments pour chacun des éléments correspondent aux TEL limites utilisés en hadronthérapie [Ama99]. Les traits rouges correspondent aux pics de Bragg des trois éléments.

l'EBR des ions carbone atteint son maximum au niveau du pic de Bragg avec des valeurs allant jusqu'à 3. C'est pourquoi le carbone est privilégié étant donné que l'EBR est maximale en fin de parcours, c'est-à-dire dans la région où nous souhaitons précisément déposer le maximum d'énergie afin de faire le maximum de dégâts biologiques.

1.3.5 Influence de l'oxygène

Parmi les facteurs influençant l'efficacité des radiations sur les cellules, l'effet oxygène est à prendre en compte. La présence d'oxygène est indispensable à l'action biologique des radiations ionisantes. Lorsque les particules chargées traversent la matière, nous avons vu précédemment que des radicaux libres à très faible durée de vie (10^{-5} s) se forment, entraînant des manifestations biochimiques au niveau des cellules cibles, avec formation, en présence de dioxygène, de peroxydes responsables de lésions de l'ADN. L'efficacité est maximale en présence d'oxygène lors de l'irradiation. En l'absence d'oxygène ou pour une très faible quantité (hypoxie), les cellules sont moins sensibles aux radiations ; la dose nécessaire pour détruire une cellule en hypoxie est deux à trois fois plus importante que celle nécessaire pour détruire une cellule bien oxygénée. Pour quantifier cet effet oxygène, le rapport OER (Oxygen Enhancement Ratio) est défini par :

$$OER = \frac{D_{hypoxie}}{D_{aérobie}} \quad (1.28)$$

où $D_{hypoxie}$ est la dose nécessaire pour une réponse biologique donnée en l'absence d'oxygène et $D_{aérobie}$ est la dose nécessaire pour obtenir la même réponse biologique en présence d'oxygène. L'effet oxygène est très important en radiothérapie. En effet, dans le cas de cellules distantes d'un vaisseau sanguin de moins de 200 microns, celles-ci sont hypoxiques. Si elles sont tumorales, la dose à délivrer pour les détruire sera plus élevée que les cellules bien oxygénée ; des techniques de réoxygénation existent afin de diminuer cet effet. La Fig. 1.15 présente, à titre de comparaison, les valeurs de l'EBR et du OER pour différents types de particules, chargées ou non. En ne se focalisant que sur ces deux facteurs liés aux effets biologiques, nous remarquons que plus un ion est lourd, plus il sera intéressant, aussi bien pour l'EBR que pour l'OER. Ici, l'argon semble être le meilleur choix, alors que le carbone utilisé principalement en hadronthérapie ne se situe que dans la moyenne. Cependant, si les effets physiques sont aussi pris en compte, les ions les plus lourds sont handicapants à cause de la fragmentation du projectile. Il paraît donc nécessaire de faire un compromis entre les différents paramètres physiques et biologiques ; le carbone semble être ainsi le meilleur compromis.

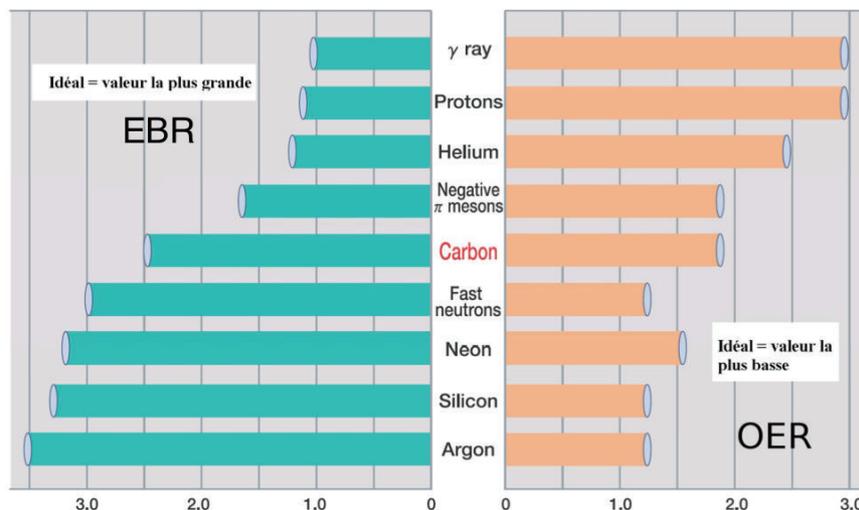


FIGURE 1.15: Valeurs de l'EBR (à gauche) et de l'OER (à droite) pour différentes particules [NIR].

1.4 Planification de traitement

Dans le cadre d'un traitement, que ce soit d'hadronthérapie ou de radiothérapie classique, il est nécessaire de prévoir un plan de traitement optimal afin d'irradier au mieux la tumeur tout en préservant les régions saines. Un système de planification de traitement (TPS) est un logiciel qui calcule les paramètres de l'accélérateur afin de délivrer une cartographie 3D du dépôt de dose pour un accélérateur, un patient et une pathologie donnés. Ce logiciel comprend une interface graphique permettant l'identification des organes et la délimitation manuelle de la zone à irradier ainsi qu'un module de calcul de dose. Au centre de traitement HIT, le logiciel TRiP⁶ [Jä01] est utilisé, exploitant le modèle d'effet local (LEM⁷) [Sch04] afin de calculer le taux de survie des cellules engendré par la dose physique. Cela correspond à l'utilisation d'une valeur moyenne d'EBR égale à trois au pic de Bragg pour le traitement carbone. D'autres systèmes de planification existent comme le logiciel HIPLAN⁸ [End96] utilisé dans les centres japonais. Ici, la valeur d'EBR utilisée est constante et égale à deux. Dans le cas des protons, les logiciels utilisent souvent de manière standard une valeur d'EBR égale à 1,1.

1.4.1 Apports de la physique nucléaire

Dans le cas d'un traitement à l'aide d'ions, que ce soit des protons ou des ions carbone, le profil du dépôt d'énergie et donc de dose des ions dans la matière nous indique clairement qu'il est nécessaire de connaître, avec précision, comment se répartit le dépôt de dose et la localisation exacte du pic de Bragg étalé. En effet, une erreur de quelques millimètres sur la position du pic de Bragg étalé aura des conséquences dramatiques sur les cellules saines qui seront affectées par cette erreur, notamment lorsque la tumeur est proche d'organes à risque comme c'est souvent le cas en hadronthérapie. Pour éviter cela, il faut non seulement améliorer les modèles nucléaires utilisés afin de prédire avec une plus grande précision où sera déposée la dose, mais aussi pouvoir contrôler ce qui est fait durant l'irradiation, que ce soit en temps réel ou juste après le traitement. Ainsi, l'amélioration de la cartographie de dose et des effets biologiques, le contrôle de la dose et des conditions d'irradiation ainsi que la maîtrise des processus d'interaction sont possibles grâce à la production croissante de données nucléaires ainsi qu'à l'évolution des modèles nucléaires et de l'instrumentation.

6. Treatment planning for Particles

7. Local Effect Model

8. Heavy Ion Plan

1.4.2 Objectifs physiques

Afin de valider le modèle nucléaire intégré dans le TPS, il est nécessaire de mesurer les caractéristiques des particules secondaires produites dans différentes cibles, ces dernières correspondant aux éléments constitutifs du corps humain (carbone, oxygène, hydrogène et calcium essentiellement). Cela se traduit par la mesure de sections efficaces de fragmentation qui permettent de contraindre le modèle nucléaire. Des mesures de dose dans des fantômes permettent ensuite de valider le calcul de dose qui sera utilisé dans le TPS. Ces mesures expérimentales sont donc confrontées aux calculs effectués grâce aux outils de simulation disponibles en physique nucléaire.

1.5 Conclusion

Ce premier chapitre a mis en avant les différentes propriétés des ions interagissant dans la matière, que ce soit les points forts ou les désavantages. En première approche, d'un point de vue biologique, si nous nous référons à la Fig. 1.15, l'ion le plus lourd pour les particules d'intérêt thérapeutique (^{20}Ne ici) semble être le plus intéressant avec une EBR maximale plus élevée que les autres particules, combinée à un OER faible. De plus, la diffusion latérale des ions du faisceau est inversement proportionnelle à la masse atomique de ces ions ce qui favorise ici aussi l'utilisation des ions les plus lourds afin de mieux contrôler le dépôt de dose. Cependant, comme nous l'avons vu sur la Fig. 1.14, l'EBR est maximale au niveau du pic de Bragg pour le carbone contrairement au néon, ce qui est un avantage. De plus, les ions les plus lourds présentent certains désagréments au niveau du profil de dépôt d'énergie dans la matière. En effet, la Fig. 1.16 représente le TEL d'un faisceau de ^{12}C à 400 MeV/n ainsi qu'un faisceau de ^{20}Ne à 560 MeV/n, ayant dans les deux cas un parcours de 275 mm dans l'eau. Les deux courbes sont normalisées au maximum du pic de Bragg. Nous pouvons ainsi observer que pour le carbone, le dépôt d'énergie est globalement constant en entrée sur une vingtaine de centimètres alors que pour le néon, l'énergie d'entrée est sensiblement plus importante et décroît sur une vingtaine de centimètres avant d'amorcer le pic de Bragg. De plus, juste en arrière du pic, le dépôt d'énergie est plus important pour le néon que pour le carbone. En effet, la fragmentation du ^{20}Ne peut générer des éléments plus lourds que le ^{12}C (^{16}O par exemple) qui déposeront leur énergie au voisinage du pic de Bragg.

Ainsi, nous pouvons en déduire que pour un parcours similaire, le carbone épargne plus les tissus sains autour de la zone à traiter. Le choix du carbone est donc un compromis entre les

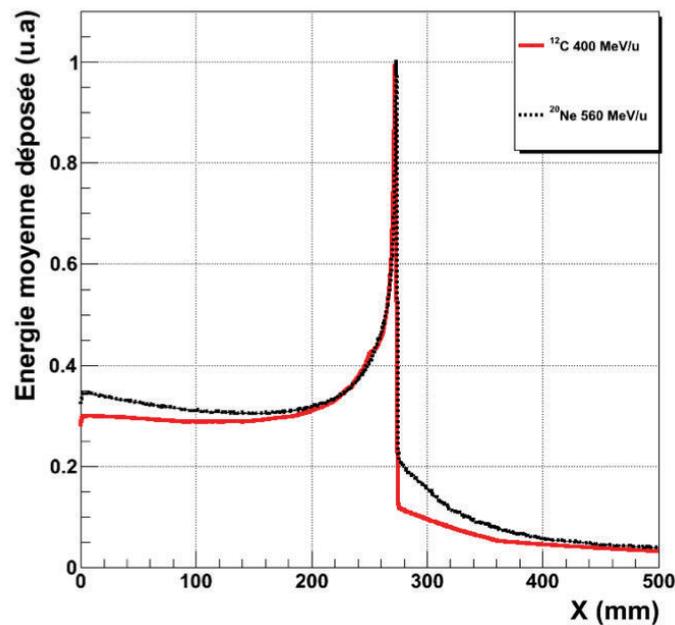


FIGURE 1.16: Simulation GEANT4 du TEL des ions carbone et néon dans une cible d'eau [Bra10].

différents paramètres à considérer :

- une EBR la plus élevée possible au pic de Bragg ;
- un OER le plus faible possible ;
- une meilleure préservation des cellules saines environnantes ;
- des dispersions angulaire et en énergie du faisceau faibles ;
- une consommation des ions primaires et donc une queue de fragmentation limitées.

Différentes études [Lla90][Sch08] ont ainsi convergé vers l'utilisation des ions carbone mais ce choix n'est pas forcément définitif ; la communauté continue ainsi d'étudier les caractéristiques des ions alternatifs (^4He , ^6Li , ^{16}O par exemple) afin de valider ou non ce choix. Il faut garder à l'esprit que plus l'ion utilisé en thérapie est lourd, plus son énergie incidente maximale doit être élevée ; l'impact financier est ainsi non négligeable. Bien que des centres de traitement existent déjà dans plusieurs pays, il est nécessaire de poursuivre les recherches afin d'améliorer les modèles nucléaires utilisés dans les systèmes de planification de traitement. Ceci est possible, entre autres, grâce à la mesure de sections efficaces de fragmentation ; deux expériences seront présentées dans les chapitres suivants, ayant pour objectif la mesure de ces sections efficaces lors de la réaction $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ à deux énergies de faisceau différentes.

Étude de l'expérience E600

Sommaire

2.1	Introduction	36
2.2	Dispositif expérimental	37
2.2.1	Détection des particules chargées	38
2.2.1.1	Les semi-conducteurs silicium	39
2.2.1.2	Le scintillateur CsI(Tl)	40
2.2.1.3	La carte numérique FASTER	41
2.2.1.4	Détection par la méthode ΔE -E	41
2.2.1.5	Détection à l'aide des composantes lente-rapide du CsI(Tl)	43
2.2.2	Dispositif de contrôle du faisceau	43
2.2.2.1	Taux de comptage dans le scintillateur plastique	45
2.2.2.2	Taux de comptage dans les Si(Li)	46
2.2.2.3	Étalonnage en intensité des Si(Li)	46
2.2.3	Traitement des données expérimentales	48
2.2.3.1	Caractéristiques des fichiers de données	48
2.2.3.2	Identification des particules et étalonnage en énergie	50
a.	Identification des particules chargées	50
b.	Étude de la dérive des gains des télescopes	52
c.	Sélection des particules	55
2.2.3.3	Étalonnage des télescopes en énergie	58
a.	Étalonnage en énergie des détecteurs silicium	58
b.	Étalonnage en énergie des scintillateurs CsI(Tl)	59
2.2.3.4	Corrections et erreurs associées	63
a.	Temps mort des détecteurs	63
b.	Efficacité des détecteurs	63
c.	Normalisation des données et erreurs statistiques	63

d. Suppression des distributions parasites	64
e. Estimation des erreurs systématiques	66
2.2.3.5 Résultats de l'analyse	67
a. Distributions angulaires	68
b. Spectres en énergie	70
c. Comparaison des deux méthodes d'identification utilisées	71
2.3 Conclusion	73

2.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent les avantages de l'utilisation des ions carbone en thérapie. La mesure de sections efficaces de fragmentation est un paramètre important pour améliorer nos connaissances sur le phénomène de fragmentation et ainsi valider les modèles utilisés pour le calcul de dose dans les TPS. Que ce soit au GSI ou à HIMAC, plusieurs expériences ont été menées afin d'étudier la fragmentation des ions carbone dans de l'eau ou du PMMA¹ à des énergies comprises entre 200 MeV/n et 400 MeV/n. Afin de combler un manque d'expérience dans les basses énergies entre 80 MeV/n et 200 MeV/n, une expérience menée par le groupe du LPC² Caen, en collaboration avec l'IPHC de Strasbourg, a eu lieu en 2008. Elle a permis d'étudier la fragmentation des ions carbone de 95 MeV/n sur des cibles de PMMA de différentes épaisseurs en obtenant les taux de production des particules chargées en fonction de l'épaisseur de PMMA traversée et de l'angle d'émission, entre 0° et 70°. La comparaison des résultats de cette expérience avec les modèles standards utilisés en hadronthérapie a mis en avant le fait que ni les taux de production des fragments, ni les distributions angulaires étaient reproduits de manière satisfaisante par les modèles, faisant apparaître des écarts de plus d'un ordre de grandeur sur les taux de production des fragments les plus lourds à certains angles [Bra10].

Ainsi, étant donnés les résultats obtenus, il a semblé nécessaire de valider les modèles par la mesure de sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie. En effet, l'incertitude sur les modèles semble être dépendante de ces sections efficaces noyau–noyau ; il

1. Le PolyMethyl MethAcrylate ($C_5H_8O_2$), en anglais, est un matériau (plastique transparent) couramment utilisé comme un équivalent des tissus humains

2. Laboratoire de Physique Corpusculaire

est donc intéressant d'étudier le comportement du ^{12}C à 95 MeV/n sur des cibles minces correspondant aux constituants du corps humain (carbone, oxygène, hydrogène et calcium principalement). L'utilisation de cibles minces permet de s'affranchir du transport des particules dans la matière et ainsi d'avoir une énergie d'interaction bien définie. C'est dans cet objectif qu'a eu lieu l'expérience E600 au GANIL en 2011.

Ce chapitre présentera, dans un premier temps, le dispositif expérimental de l'expérience E600 puis, dans un deuxième temps, la méthode d'analyse employée. Enfin, les résultats obtenus, aussi bien les distributions angulaires que celles en énergie, seront présentés dans un dernier temps, ce qui nous a permis de calculer la section efficace totale de réaction. La méthode utilisée ici pour l'analyse des données, décrite ci-après, a été comparée à celle utilisée par les collaborateurs du LPC Caen.

2.2 Dispositif expérimental

L'objectif principal de cette expérience, réalisée en mai 2011, est d'obtenir les taux de production, les distributions en énergie et en angle des fragments produits lors de la réaction entre le faisceau de ^{12}C à 94,6 MeV/n et différentes cibles minces (cf. Tab. 2.1). Ces cibles sont disposées sur un porte-cible qui peut se déplacer verticalement afin de sélectionner la cible souhaitée. Le porte-cible est placé au centre de la chambre à réaction ECLAN (cf. Fig. 2.1). Afin de détecter les particules chargées issues de la réaction, quatre télescopes sont placés dans la chambre à vide, fixés par paires sur deux bras rotatifs pouvant couvrir des angles de 7° à 90° (cf. Fig. 2.1). Le déplacement vertical du porte-cible, les angles des deux bras ainsi que le vide de la chambre ECLAN sont contrôlés à distance. En sortie de la chambre, un cinquième

Tableau 2.1: Liste des cibles utilisées.

Cible	épaisseur (μm)	objectif
<i>Au</i>	6	étalonnage en énergie par l'élastique de l'or
<i>C</i>	250	section efficace Carbone
<i>CH₂</i>	500	sections efficaces Carbone et Hydrogène
<i>Ti</i>	125	section efficace Calcium \sim Titane
<i>Al</i>	200	section efficace Oxygène
<i>Al₂O₃</i>	150	section efficace Oxygène
PMMA (<i>C₅H₈O₂</i>)	500	vérification des sections efficaces C, O et H

télescope est installé dans une petite chambre à vide. Sa position étant fixe, il est placé à un angle constant de 4° par rapport à l'axe du faisceau. Enfin, un dispositif de monitoring faisceau est aménagé au-delà de ce cinquième télescope. Il sera détaillé dans la partie 2.2.2. L'ensemble du dispositif expérimental est représenté sur la Fig. 2.2.

2.2.1 Détection des particules chargées

Pour la détection des particules chargées, cinq télescopes de conception identique sont utilisés. Ils sont composés de trois étages chacun (cf. Fig. 2.3), à savoir :

- un semi-conducteur silicium fin ($\sim 150 \mu\text{m}$ d'épaisseur) à l'avant ;
- un semi-conducteur silicium épais ($\sim 1000 \mu\text{m}$ d'épaisseur) au milieu ;
- un scintillateur inorganique de type *CsI(Tl)* (10 cm d'épaisseur) à l'arrière.

Afin de supprimer tout effet indésirable lié à la diaphonie³, une feuille réfléchissante de Mylar aluminisée de $12\mu\text{m}$ d'épaisseur a été introduite entre le silicium épais et le scintillateur. Des informations complémentaires sur le système de détection sont disponibles dans les références [Dud13a] [Dud13b].

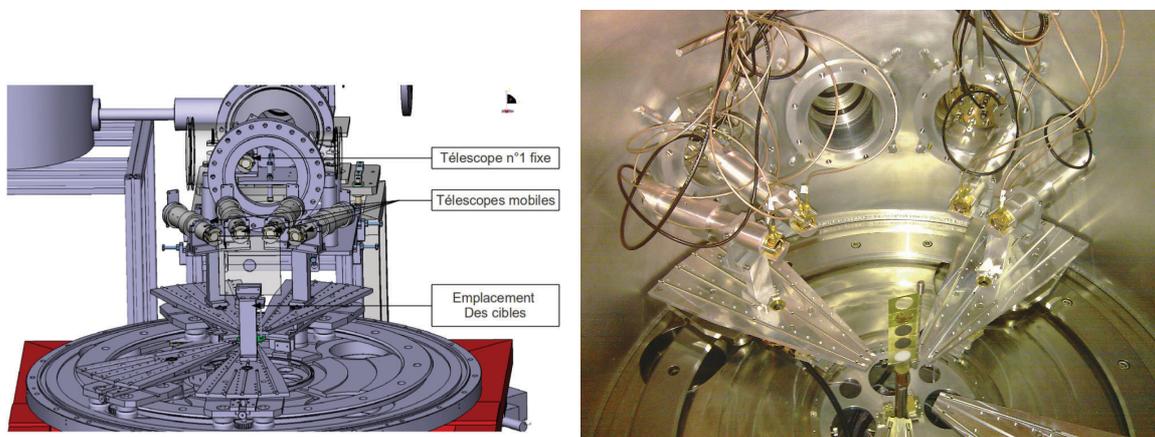


FIGURE 2.1: Schéma et photographie du dispositif expérimental à l'intérieur de la chambre ECLAN.

3. Lorsque la lumière de scintillation sort du détecteur et interagit avec le silicium épais, cela entraîne une surestimation de l'énergie déposée dans ce dernier.

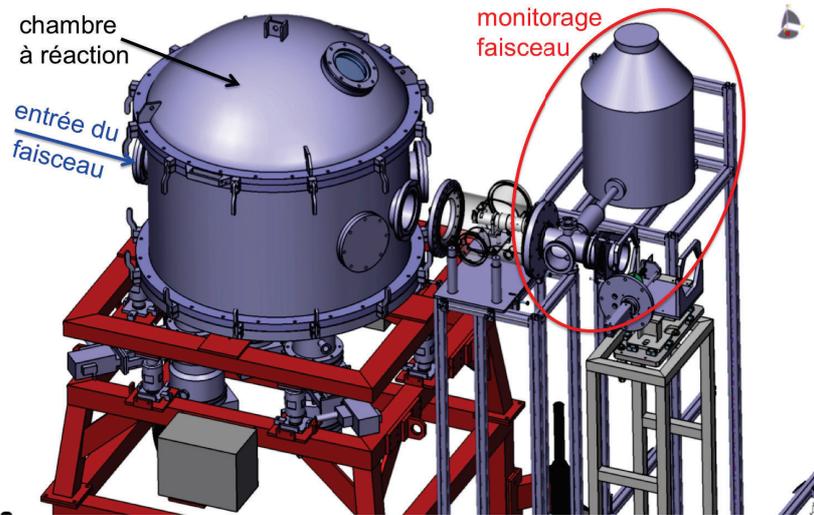


FIGURE 2.2: Schéma du dispositif expérimental au complet présentant la chambre à réaction sous vide ECLAN ainsi que le dispositif de monitoring faisceau en arrière.

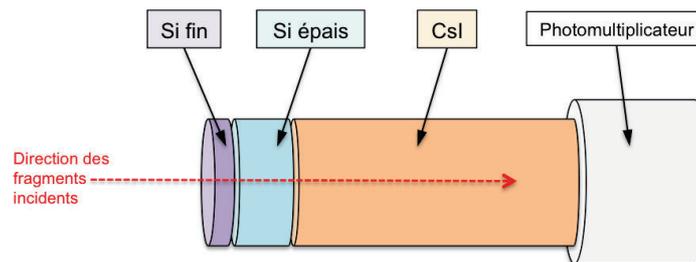


FIGURE 2.3: Schéma des télescopes utilisés laissant apparaître les trois étages correspondant aux siliciums fin et épais ainsi qu'au scintillateur CsI.

2.2.1.1 Les semi-conducteurs silicium

Les détecteurs silicium utilisés sont des détecteurs à barrière de surface entièrement déplétés, de marque ORTEC et optimisés pour la détection de particules chargées. Ils ont des épaisseurs comprises entre 100 et 150 μm pour le premier étage et proches de 1000 μm pour le second étage. Le diamètre de chaque silicium est de 20 mm, ce qui correspond à une surface de $\sim 300 \text{ mm}^2$. La distance entre les deux siliciums est de 8 mm et celle entre le silicium épais et le scintillateur est de 6 mm. Le signal de chaque silicium passe par un pré-amplificateur de charge développé au LPC Caen avec une contre réaction conduisant à une mise en forme dont la valeur de la décroissance exponentielle est de $\tau = 27 \mu\text{s}$. Concernant les gains, la capacité de contre réaction des préamplificateurs à "haut gain" (silicium fin) était de 2,7 pF et celle

des préamplificateurs à "bas gain" (silicium épais) était de 8 pF. La tension appliquée est de ~ 100 V pour les siliciums fins et ~ 160 V pour les épais. Enfin, le signal est numérisé par un Flash-ADC⁴ intégré à FASTER⁵ [FAS]. Les caractéristiques des semi-conducteurs utilisés sont résumées dans le Tab. 2.2.

2.2.1.2 Le scintillateur CsI(Tl)

Les scintillateurs CsI(Tl) d'iodure de césium, dopés au thallium, ont un diamètre de 3 cm et une épaisseur de 10 cm. Leur rendement lumineux est de 54 photons/keV et la longueur d'onde du maximum d'émission est de 550 nm. Leur temps de décroissance est de l'ordre de 2 μ s. La lumière de scintillation est collectée et amplifiée par un photomultiplicateur de type R980 de Hamamatsu ; celui-ci a fonctionné à basse tension (400 V) et donc à bas gain afin de ne pas le saturer à cause du très haut dépôt d'énergie des ions carbone. Le signal provenant du photomultiplicateur est numérisé par les Flash-ADC intégrés à FASTER. Les cristaux d'Iodure de Césium dopés au Thallium utilisés ont l'avantage d'avoir un grand pouvoir d'arrêt, permettant ainsi de stopper la grande majorité des particules incidentes (les protons jusqu'à 200 MeV d'énergie par exemple). De plus, la scintillation fait intervenir deux composantes, une rapide et une lente. Le rapport des intensités de ces deux composantes dépend de la nature de la particule incidente. Cette caractéristique présente un intérêt pour l'identification des particules, comme nous pourrons le voir dans le paragraphe §2.2.1.5. Les caractéristiques des télescopes utilisés sont résumées dans le Tab. 2.2.

Tableau 2.2: Caractéristiques des détecteurs composant les télescopes.

1er étage	2e étage	3e étage	acceptance TELE1-4	acceptance TELE5
Si	Si	CsI		
cylindre	cylindre	cylindre	S : 3 cm ²	S : 3 cm ²
épaisseur : $\sim 150\mu m$	épaisseur : $\sim 1000\mu m$	profondeur : 10 cm	d : 21,5 cm	d : 83,1 cm
diamètre : ~ 2 cm	diamètre : ~ 2 cm	diamètre : 3 cm	6,5 msr	0,434 msr

4. Analog-to-Digital Converter

5. Fast Acquisition System for nucleAr Research

2.2.1.3 La carte numérique FASTER

Le système d'acquisition numérique FASTER a été choisi pour l'expérience E600, permettant de gérer entre un et quelques centaines de détecteurs. C'est un système sans "trigger" où les données sont horodatées. Ceci permet d'effectuer des corrélations en ligne entre les mesures sur des fenêtres temporelles définies par l'utilisateur. En sommant les trois étages de chacun des cinq télescopes ainsi que les trois détecteurs qui ont été utilisés pour le monitoring faisceau, 18 voies ont été nécessaires au total, ce qui implique l'utilisation de 12 cartes de type "CARAS". Ces cartes sont de format VITA57, chacune comporte deux voies échantillonnant à 500 MHz sur une profondeur de 12 bits (Flash-ADC). Les signaux numérisés par les Flash-ADC, provenant des détecteurs silicium et du scintillateur, sont traités par des modules numériques de mesure ADC et QDC respectivement. Ceux-ci sont implémentés via le programmation à distance des FPGA intégrés à la carte CARAS.

2.2.1.4 Détection par la méthode ΔE -E

Le choix de télescopes à trois étages permet l'utilisation de la technique ΔE -E pour identifier les particules. Elle est basée sur la perte d'énergie dans la matière décrite par la formule de Bethe-Bloch (Eq. 1.2). Ainsi, la perte d'énergie dans une épaisseur de matériau est proportionnelle à la masse et à la charge au carré de la particule, et inversement proportionnelle à son énergie incidente :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \quad (2.1)$$

Grâce à ces dépendances, en représentant l'énergie déposée par la particule dans le premier étage en fonction de celle déposée dans le second étage, nous obtenons des courbes correspondant à chaque isotope (A,Z). En première approximation, la lumière émise par les scintillateurs dépend linéairement de l'énergie déposée ; les courbes obtenues sont donc des quasi-hyperboles, le tout formant une carte d'identification $\Delta E = f(E)$. Un exemple d'une telle matrice est représenté pour la perte d'énergie entre le silicium fin et le silicium épais (Fig. 2.4(a)) où nous n'avons sélectionné que les particules s'arrêtant dans le silicium épais. De même, nous obtenons ce type de matrice pour la perte d'énergie entre le silicium épais et le scintillateur (Fig. 2.4(b)). Nous pouvons ainsi identifier les différents types de particules sur une large gamme en énergie. Par la suite, lorsque nous parlerons de l'énergie E déposée dans le CsI, celle-ci correspondra à l'énergie **résiduelle** après la traversée des deux premiers étages de détection.

Nos télescopes étant composés de trois étages chacun (silicium fin, silicium épais et scintillateur CsI), nous avons mesuré l'énergie déposée pour chacun d'eux, qu'on nommera res-

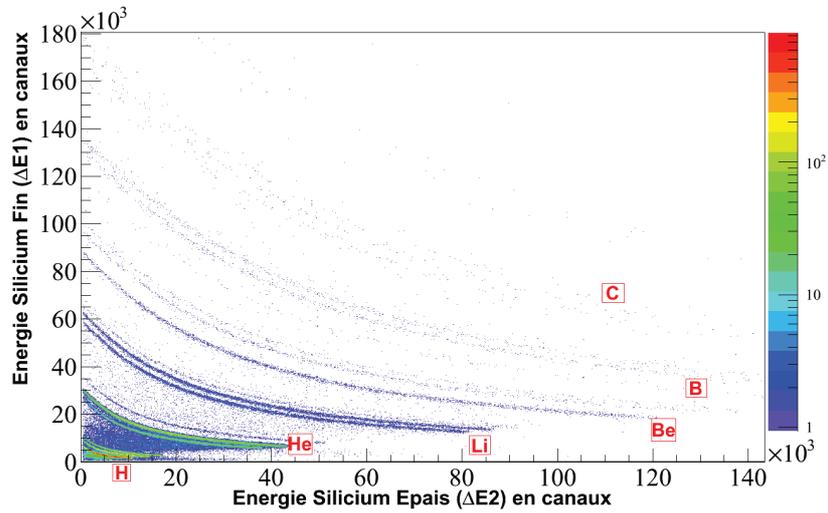
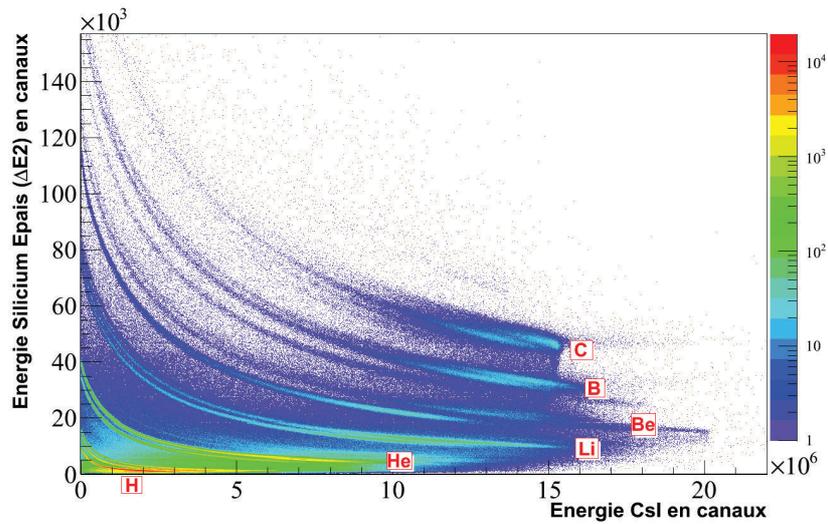
(a) $\Delta E1-\Delta E2$ (b) $\Delta E2-E$

FIGURE 2.4: Cartes d'identification entre les deux siliciums fin et épais (en haut) et entre le silicium épais et le CsI (en bas). Seules les particules s'arrêtant dans le silicium épais sont prises en compte pour la carte $\Delta E1-\Delta E2$.

pectivement ΔE_1 , ΔE_2 et E par la suite. La somme de ces trois énergies nous donne l'énergie totale de la particule incidente sauf si celle-ci ne s'arrête pas dans le scintillateur. L'énergie déposée dans la feuille de Mylar est globalement négligeable en ce qui concerne l'identification des particules. Par contre, concernant l'étalonnage en énergie, la perte d'énergie dans la feuille de mylar est prise en compte, cette dernière étant non négligeable pour les particules sortant du silicium épais avec une faible énergie. Enfin, cette méthode d'identification impose que la particule chargée atteigne au moins le silicium épais ; l'épaisseur du silicium fin du premier étage fixe donc la limite basse énergie de l'identification. Ce seuil dépend de la charge de la particule (Tab. 2.3).

Tableau 2.3: Valeur des seuils d'identification à basse énergie en fonction de la charge des particules.

Charge	1	2	3	4	5	6
Seuil (MeV)	4	14	30	46	61	81

2.2.1.5 Détection à l'aide des composantes lente-rapide du Csl(Tl)

L'identification en charge et en masse est basée sur les cartes ΔE - E . Cependant, en choisissant judicieusement différentes fenêtres en temps (lente, rapide et totale) sur le QDC pour les signaux du Csl, nous pouvons intégrer séparément la lumière émise par le scintillateur pour ces différentes composantes. En représentant la composante rapide en fonction de la composante lente, nous obtenons la carte d'identification de la Fig. 2.5. Nous pouvons voir qu'il est possible de séparer les particules détectées non seulement en charge mais aussi en masse. Ceci est dû à la décroissance du signal lumineux émis par le Csl qui est régie par la combinaison linéaire de deux exponentielles temporelles de taux de décroissance τ_r (rapide) et τ_l (lente) :

$$L(t) = A \exp\left(\frac{-t}{\tau_r}\right) + B \exp\left(\frac{-t}{\tau_l}\right) \quad (2.2)$$

Le rapport entre les deux composantes A et B est fonction du pouvoir ionisant de la particule et donc de son numéro atomique.

2.2.2 Dispositif de contrôle du faisceau

Étant donné que l'objectif de cette expérience est de mesurer des sections efficaces de fragmentation doublement différentielles, nous avons besoin de connaître précisément le nombre

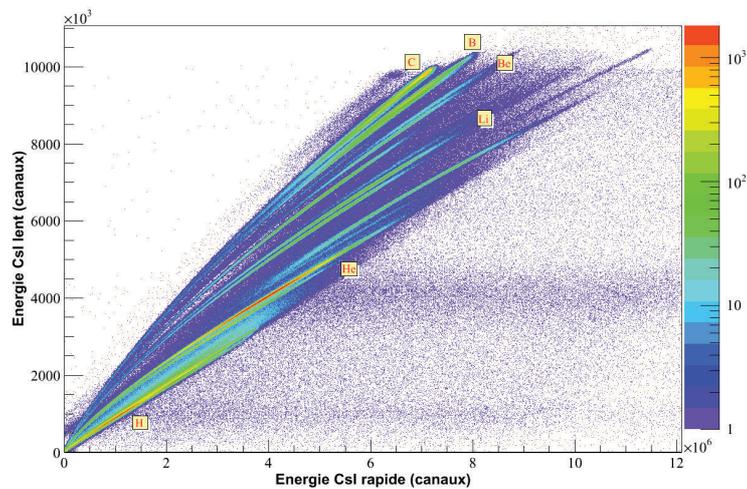


FIGURE 2.5: Carte d'identification obtenue pour un des Csl en utilisant les fenêtres d'intégration lente et rapide. Les différents éléments détectés sont indiqués.

de noyaux de carbone incidents du faisceau. Ainsi, nous avons mis en place un dispositif en arrière de la chambre à réaction afin de déterminer l'intensité du faisceau. Celui-ci est constitué d'une feuille d'argent de $7 \mu\text{m}$ d'épaisseur placée dans l'axe du faisceau, avec un angle de 45° par rapport à ce dernier. Au même niveau, à l'extérieur, sont installés deux détecteurs de type Silicium-Lithium (Si(Li) par la suite) de part et d'autre de la feuille. Ceux-ci servent à la détection des rayons X émis par la feuille d'argent lorsque le faisceau la traverse. Le nombre de rayons X détectés est directement proportionnel au nombre d'ions carbone ayant traversé la feuille, ainsi nous pouvons calculer l'intensité du faisceau en comptant simplement les rayons X émis par la feuille d'argent. Cependant, nous avons besoin d'étalonner les Si(Li) pour obtenir une relation entre le nombre de rayons X détectés et l'intensité du faisceau. Pour cela, nous avons placé un scintillateur plastique derrière la feuille d'argent, la quantité de lumière mesurée donnant directement le nombre d'ions carbone incidents. Ceci n'est possible qu'avec un faisceau de basse intensité afin d'éviter la saturation des photomultiplicateurs et de limiter les empilements de signaux ("pileup"). Nous l'avons ainsi utilisé en début d'expérience et avons extrapolé l'étalonnage à plus haute intensité. Cet étalonnage se doit d'être assez précis car une erreur sur l'intensité du faisceau se propage directement sur la détermination des sections efficaces.

2.2.2.1 Taux de comptage dans le scintillateur plastique

Afin d'effectuer cet étalonnage, nous avons réalisé une dizaine de mesures en plaçant le plastique scintillant derrière la feuille d'argent pour des intensités de faisceau de l'ordre de 10^6 ions par seconde. Ainsi, pour chacun de ces runs, il a fallu déterminer le taux de comptage du plastique. Nous obtenons, pour ce dernier, des spectres correspondants à la Fig. 2.6. Nous

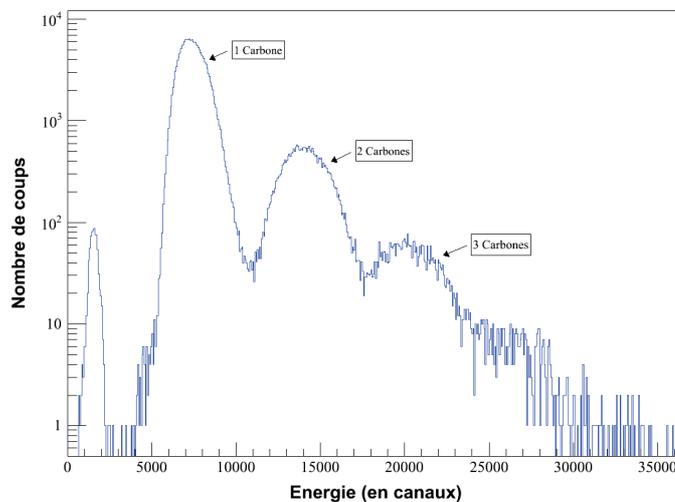


FIGURE 2.6: Spectre en énergie du détecteur plastique pour un run d'étalonnage avec une intensité de faisceau de $1,6 \cdot 10^6$.

voyons apparaître des pics régulièrement espacés sur ces spectres, leur nombre variant selon l'intensité du faisceau. Ceci provient du fait que la probabilité d'avoir plusieurs ions carbone qui arrivent en même temps dans le détecteur augmente avec l'intensité du faisceau. Ainsi chaque pic correspond à un nombre donné d'ions arrivés simultanément, engendrant des événements empilés (pileup). Nous avons ainsi effectué un ajustement gaussien simultané des différents pics, et déterminé le nombre de coups sous chaque pic grâce aux paramètres obtenus. Enfin, pour estimer le nombre d'ions ayant réellement traversé le plastique, nous avons additionné le nombre de coups dans chaque pic multiplié par le nombre d'ions correspondant :

$$N_{plastique} = N_{1ions} + 2 \times N_{2ions} + 3 \times N_{3ions} + \dots \quad (2.3)$$

Nous obtenons de cette manière l'intensité du faisceau pour chacun des runs d'étalonnage.

2.2.2.2 Taux de comptage dans les Si(Li)

Une fois l'intensité du faisceau obtenue grâce au scintillateur plastique pour chacun des runs d'étalonnage, il faut déterminer la relation entre cette intensité, c'est-à-dire le nombre d'ions carbone incidents par seconde et le nombre de rayons X détectés par seconde par chaque Si(Li). Les spectres en énergie laissent apparaître deux pics distincts (cf. Fig. 2.7). Ceux-ci caractérisent les raies X de l'argent (22,168 keV pour la raie $K\alpha 1$ et 24,943 keV pour la $K\beta 1$). Il suffit donc de dénombrer le nombre de coups dans chaque pic corrigé du bruit de fond induit par l'environnement extérieur et le détecteur lui-même. Nous avons utilisé deux Si(Li) pour anticiper l'éventuelle défektivité de l'un des deux détecteurs. L'étalonnage des deux permet de confronter les résultats et de choisir le meilleur des deux en terme de rapport signal sur bruit. Le premier, que nous appellerons SiLi1 par la suite, nous a été prêté par le GANIL ; le second appartient au LPC Caen, nous l'appellerons SiLi2. La Fig. 2.7 représente l'allure des spectres en énergie en cumulant tous les runs d'étalonnage. Le SiLi2 a un rapport signal sur bruit 50 fois plus élevé que le SiLi1 (rapport entre l'amplitude des pics dus aux raies X et la valeur du bruit de fond moyen pris avant et après les pics). De ce fait, le SiLi2 est privilégié pour la détermination de l'intensité du faisceau.

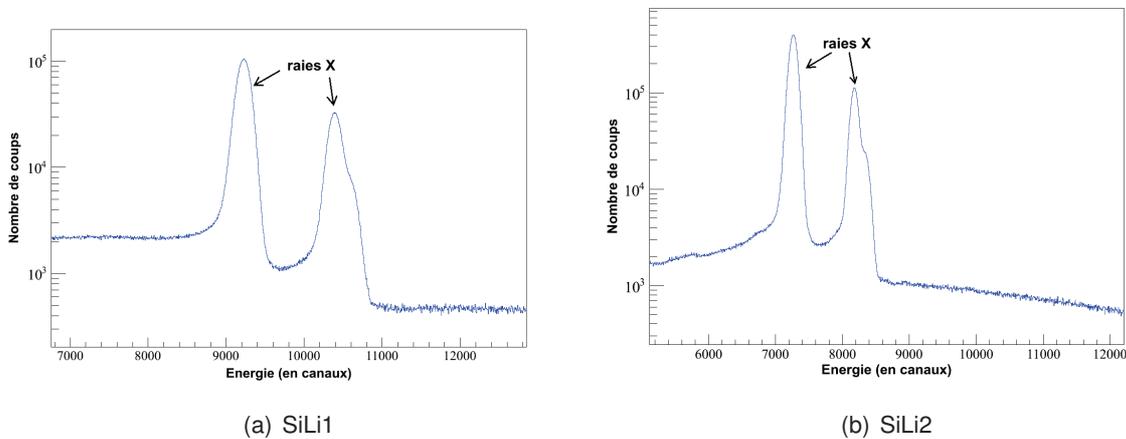


FIGURE 2.7: Spectres en énergie des deux Si(Li) sur le cumul de tous les runs d'étalonnage.

2.2.2.3 Étalonnage en intensité des Si(Li)

Pour effectuer l'étalonnage, nous avons choisi un ajustement linéaire ($I_{plastique} = p_0 \cdot I_{SiLi} + p_1$) entre le nombre de coups par seconde dans le plastique ($I_{plastique}$) et celui dans les Si(Li)

(I_{SiLi}) pour tous les runs d'étalonnage. Ainsi, nous obtenons une relation par Si(Li), nous devrions idéalement retrouver la même intensité pour un même run. Pour effectuer cette opéra-

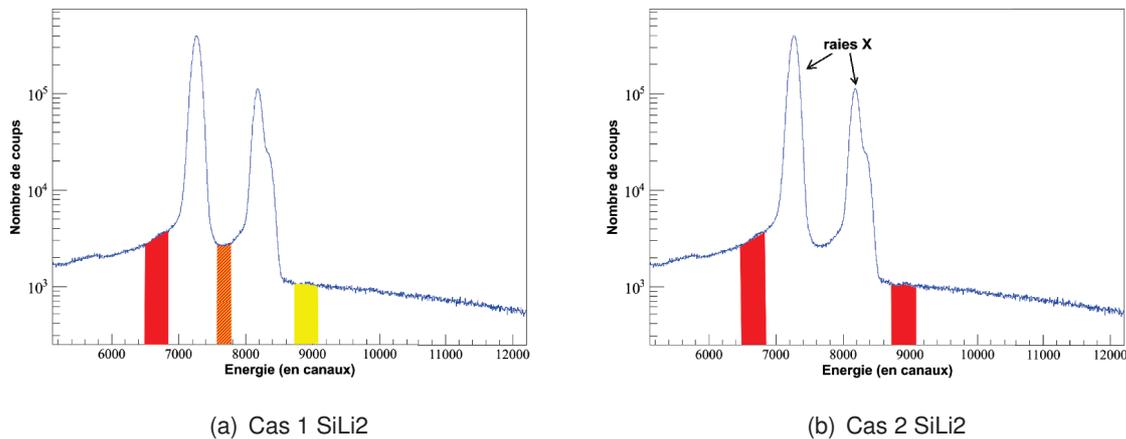


FIGURE 2.8: Représentation des régions utilisées pour estimer le bruit de fond du détecteur SiLi2. (à gauche) Pour le premier cas, la région rouge correspond à celle utilisée pour le premier pic, la région jaune correspond à celle utilisée pour le second pic, la région hachurée correspond à celle utilisée pour les deux pics. (à droite) Pour le deuxième cas, les deux régions rouges sont utilisées pour les deux pics.

tion, il nous a fallu déterminer quelle méthode de soustraction de bruit de fond utiliser. Pour cela, nous avons comparé trois méthodes :

- **Cas 1** : nous prenons pour chacun des deux pics de la Fig. 2.7 la moyenne du nombre de coups avant et après le pic, nous avons donc une valeur différente du bruit de fond pour chacun de ces deux pics (Fig. 2.8(a)).
- **Cas 2** : nous prenons la moyenne du nombre de coups avant le premier pic et après le second, nous avons donc une valeur du bruit de fond qui est identique pour les deux pics (Fig. 2.8(b)).
- **Cas 3** : nous effectuons un ajustement de chacun des pics avec une fonction gaussienne (pour le pic) et une fonction affine (pour le bruit). Cette méthode n'ayant pas été stable pour les différents runs, nous l'avons abandonnée.

La Fig. 2.9 donne un aperçu de l'étalonnage des Si(Li) pour les deux premiers cas énoncés ci-dessus. Nous remarquons que seulement 6 des 9 runs d'étalonnage sont alignés (points bleus). Les trois runs non-alignés (points roses) correspondent à une intensité du faisceau plus élevée. Ainsi, le photomultiplicateur du scintillateur plastique commence à saturer à ces intensités ce

qui entraîne la déformation des pics de la Fig. 2.7. Cette saturation engendrant une information erronée sur le nombre d'ions carbone incidents, nous rejetons ces runs pour l'étalonnage. Le point rouge, placé à une intensité du plastique de 10^7 ions par seconde (soit l'ordre de grandeur de l'intensité maximale lors de l'expérience), nous servira de référence par la suite. Il permettra d'estimer les erreurs pour nos deux méthodes d'étalonnage. Nous pouvons ainsi voir sur la Fig. 2.9 que la différence de méthode entraîne une variation de 2,6% environ sur l'étalonnage du SiLi1, alors que cette variation n'est que de 0,95% pour le SiLi2. De plus, si nous comparons l'étalonnage par la première méthode avec celui sans soustraction de bruit de fond, nous observons une variation de 6,9% pour le SiLi1 contre 1,8% pour le SiLi2. Ayant besoin d'une estimation la plus précise possible de l'intensité du faisceau pour nos calculs de sections efficaces, le choix du SiLi2 est conforté par ces résultats. Pour le choix de la méthode de soustraction de bruit de fond, nous avons comparé l'intensité prédite pour le SiLi2 en fonction de celle prédite pour le SiLi1, et cela pour chaque méthode (Fig. 2.10). La droite de couleur verte représente le cas idéal où les intensités prédites des deux Si(Li) sont identiques. Nous avons globalement le même écart en pratique pour les deux méthodes. La Fig. 2.11 représente le rapport entre les intensités obtenues par la deuxième méthode et celles obtenues par la première méthode pour les runs avec une cible de carbone. Nous voyons ainsi que le choix de la méthode est secondaire avec un écart moyen de 0.8%.

En conclusion, nous avons donc finalement choisi la première méthode de soustraction de bruit de fond pour cet étalonnage et n'utilisons que l'information du SiLi2.

2.2.3 Traitement des données expérimentales

Cette partie est consacrée à l'analyse des données expérimentales obtenues lors de l'expérience E600 réalisée au GANIL en mai 2011. Toutes les étapes menant aux résultats finaux (distributions angulaires et en énergie) seront expliquées ici ainsi que les choix effectués.

2.2.3.1 Caractéristiques des fichiers de données

Nous avons acquis durant cette expérience 137 runs au total. Ce nombre comprend les runs avec et sans cible. En ce qui nous concerne, 34 runs sont dédiés à la cible de carbone dont 16 correspondent à des mesures de bruit de fond. Les différentes caractéristiques des runs d'intérêt sont énumérées dans le Tab. 2.4.

Globalement, les runs se divisent en deux groupes. Le premier groupe, jusqu'au run 35, contient des runs très bruités pour les télescopes placés à faible angle. Cela est dû à un pro-

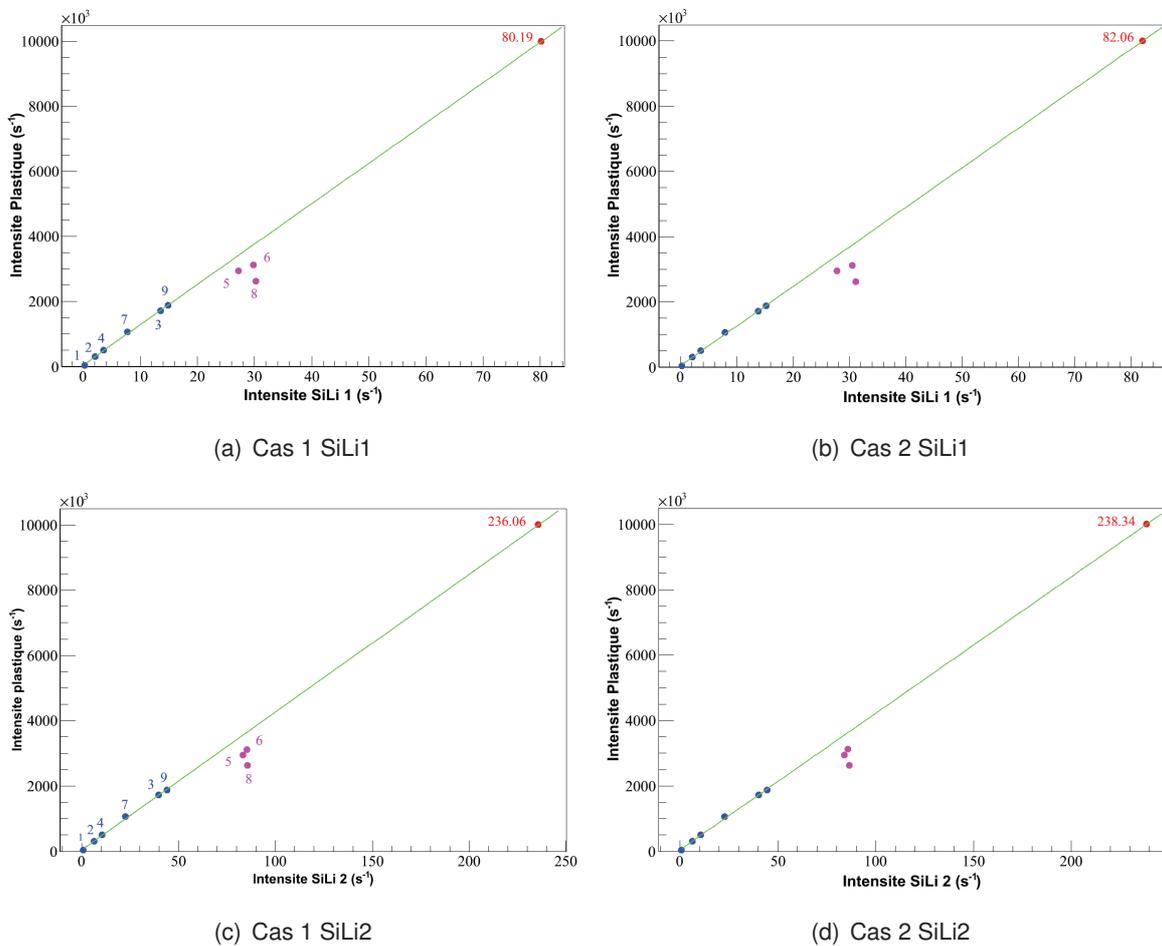
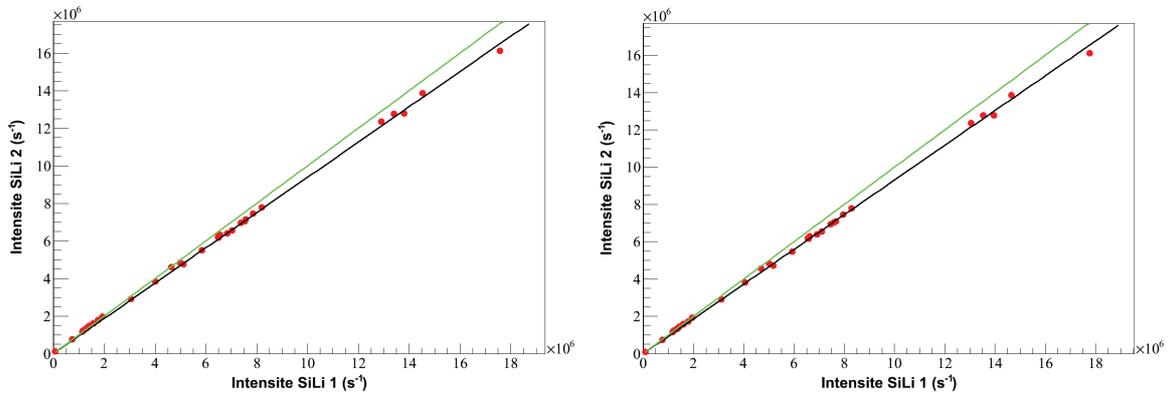


FIGURE 2.9: *Étalonnages des deux Si(Li) (en haut et en bas) pour les deux méthodes de soustraction de bruit de fond (à gauche et à droite). Les points roses correspondent aux runs d'étalonnage souffrant de la saturation du détecteur (PM). Le point rouge, non expérimental, nous sert de référence. Les barres d'erreur sont confondues avec les points.*

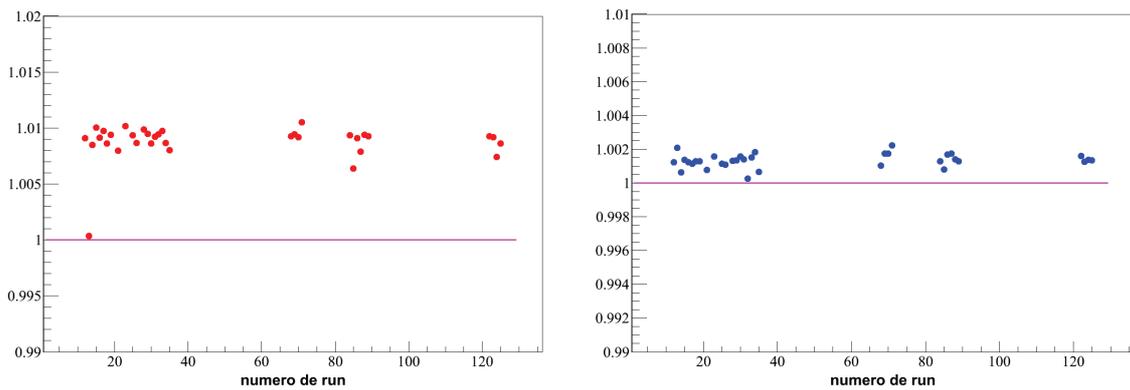
blème de positionnement du faisceau durant le début de l'expérience. Ce souci a été résolu pour le deuxième groupe, à partir du run 68, où nous avons donc acquis de nouveau des données pour les mêmes angles que les runs bruités du premier groupe. Ainsi, ce double jeu de données nous permettra soit d'enrichir la statistique dans le cas où les runs du premier groupe sont exploitables, soit d'avoir des données fiables si les runs du premier groupe sont inexploitables. Grâce aux différentes positions angulaires des détecteurs, nous avons pu ainsi balayer des angles compris entre 4° et 56° , ce qui représente plus d'une vingtaine d'angles différents au total.



(a) Comparaison des intensités prédites Cas 1

(b) Comparaison des intensités prédites Cas 2

FIGURE 2.10: Comparaison des intensités calculées des deux $Si(Li)$ pour chacune des deux méthodes de soustraction de bruit de fond utilisées. Le cas idéal est représenté par la droite verte. Les barres d'erreur sont confondues avec les points.



(a) Rapport des intensités prédites par les deux cas pour SiLi1

(b) Rapport des intensités prédites par les deux cas pour SiLi2

FIGURE 2.11: Rapport des deux intensités obtenues par les deux méthodes pour chacun des $Si(Li)$. Les barres d'erreur sont confondues avec les points.

2.2.3.2 Identification des particules et étalonnage en énergie

Dans cette partie, nous décrivons les méthodes utilisées pour l'identification des particules et les étalonnages en énergie des différents détecteurs ainsi que les problèmes rencontrés.

a. Identification des particules chargées

Tableau 2.4: Description de l'ensemble des "runs" utilisant la cible de carbone de 250 microns pour l'identification avec les positions des télescopes correspondantes, le temps d'acquisition ainsi que l'intensité du faisceau.

Run	Angle TELE1 (deg)	Angle TELE2 (deg)	Angle TELE3 (deg)	Angle TELE4 (deg)	Angle TELE5 (deg)	Durée (sec)	Intensité faisceau (pps)
12	4	56	38	-9	9	2029	7.72E+05
15	4	43	25	23	41	7202	7.17E+06
17	4	39	21	19	37	7204	7.71E+06
19	4	35	17	15	33	7068	4.98E+06
21	4	27	9	11	29	7260	1.53E+06
25	4	31	13	7	25	4075	1.43E+06
26	4	31	13	7	25	4501	2.08E+06
30	4	27	9	9	27	2164	1.69E+06
31	4	9	-9	35	53	2013	1.40E+06
35	4	56	38	-9	9	1801	1.70E+06
68	4	31	13	7	25	7803	1.22E+06
69	4	37	17	15	33	2571	6.73E+06
70	4	35	17	15	33	5098	8.16E+06
84	4	27	9	11	29	7201	1.87E+06
86	4	39	21	19	37	7202	7.59E+06
88	4	43	25	23	41	7219	6.99E+06
122	4	31	13	21	39	3645	5.16E+06
125	4	35	17	25	43	3624	5.96E+06

Pour effectuer l'identification des particules chargées en sélectionnant chaque particule en charge et en masse, la méthode ΔE -E basée sur les pertes d'énergie dans les différents étages des télescopes a été utilisée (cf. §2.2.1.4). Nous avons ainsi deux types de corrélation :

- une carte $\Delta E1$ - $\Delta E2$ représentant le signal provenant du silicium fin ($\Delta E1$) en fonction du signal provenant du silicium épais ($\Delta E2$) ;
- une carte $\Delta E2$ -E représentant $\Delta E2$ en fonction du signal du scintillateur (E).

La Fig. 2.4 est une illustration de ces cartes, provenant de l'accumulation de tous les runs sur cible de carbone. Nous pouvons ainsi distinguer des particules chargées allant du proton au carbone, voire même des traces d'azote. De plus, pour chaque élément, nous pouvons identifier deux à trois isotopes à l'oeil nu. Un résumé des différents fragments chargés observés est disponible dans le Tab. 2.5 pour les cartes $\Delta E1$ - $\Delta E2$ et dans le Tab. 2.6 pour les cartes $\Delta E2$ -E.

Tableau 2.5: Ensemble des isotopes détectés pour chacun des cinq télescopes sur les cartes $\Delta E1-\Delta E2$. Les "ronds" correspondent aux isotopes où l'identification est exploitable, les "tildes" correspondent à une statistique trop faible pour une identification certaine.

Charge Z	Isotope	Tel 1	Tel 2	Tel 3	Tel 4	Tel 5
1	^1H	○	○	○	○	○
	^2H	○	○	○	○	○
	^3H	○	○	○	○	○
2	^3He	○	○	○	○	○
	^4He	○	○	○	○	○
	^6He	~	○	○	○	○
3	^6Li	○	○	○	○	○
	^7Li	○	○	○	○	○
	^8Li	~	~	~	○	~
4	^7Be	○	○	○	○	○
	^9Be	~	~	~	○	~
	^{10}Be	~	~	~	○	~
5	^8B			○	~	~
	^{10}B	~	~	~	○	~
	^{11}B	~	~	~	○	~
6	^{10}C			~		
	^{11}C	~	~		~	
	^{12}C	~	~	~	~	
7	^{14}N			~	~	

Nous pouvons voir que l'identification en masse est globalement possible pour la majorité des éléments, quel que soit le télescope. Cependant, la statistique étant très faible pour certains isotopes, les calculs de sections efficaces pour ceux-ci seront entachés d'une erreur plus importante.

b. Étude de la dérive des gains des télescopes

Nous vérifions dans ce paragraphe la stabilité des gains. Pour cela, à partir des cartes d'identification de la Fig. 2.4, nous pouvons voir que l'accumulation de runs n'entraîne pas un étalement

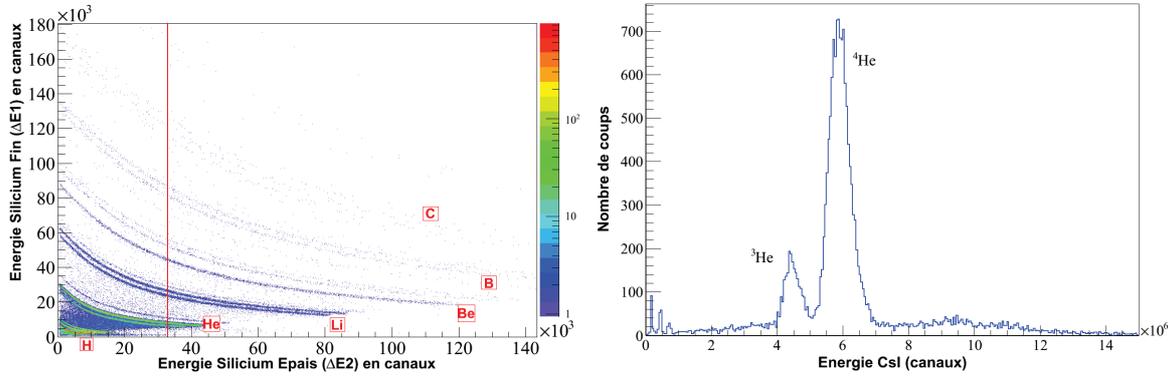
Tableau 2.6: Ensemble des isotopes détectés pour chacun des cinq télescopes sur les cartes $\Delta E2-E$. Les "ronds" correspondent aux isotopes où l'identification est exploitable, les "tildes" correspondent à une statistique trop faible pour une identification certaine.

Charge Z	Isotope	Tel 1	Tel 2	Tel 3	Tel 4	Tel 5
1	^1H	○	○	○	○	○
	^2H	○	○	○	○	○
	^3H	○	○	○	○	○
2	^3He	○	○	○	○	○
	^4He	○	○	○	○	○
	^6He	~	~	○	○	~
3	^6Li	○	○	○	○	○
	^7Li	○	○	○	○	○
	^8Li	~	~	○	○	~
4	^7Be	○	○	○	○	○
	^9Be	○		○	○	
	^{10}Be	~		○	~	
5	^8B	~		○	○	
	^{10}B	○		○	○	
	^{11}B	○		○	~	
6	^{10}C	~		~	~	
	^{11}C	○		○	○	
	^{12}C	○		○	○	
7	^{14}N	~		~	~	

des distributions, ce qui nous indique "visuellement" que les gains restent constants durant toute l'expérience.

- **Jonctions en silicium**

Nous pouvons vérifier les gains sur les siliciums fins en projetant sur l'axe y la quasi-hyperbole correspondant à une particule chargée sur les cartes $\Delta E1-\Delta E2$ pour un canal fixe du silicium épais (trait rouge sur la Fig. 2.12(a)). En faisant cela pour différents runs, nous pouvons ainsi étudier la variation en canaux de la position des pics de l'hélium (Fig. 2.12(b)). Nous obtenons ainsi pour une projection des noyaux d'hélium l'évolution de la position de la Fig. 2.13. Nous observons pour les $\Delta E1$ une variation inférieure à 2,5%



(a) Localisation de la projection utilisée dans les cartes $\Delta E1-\Delta E2$ (b) Distribution en masse correspondante pour les héliums

FIGURE 2.12: Illustration de la méthode utilisée pour étudier les gains des siliciums fins.

quel que soit le télescope. De même, à l'aide d'une projection sur l'axe x , cette variation reste inférieure à 1% pour les $\Delta E2$.

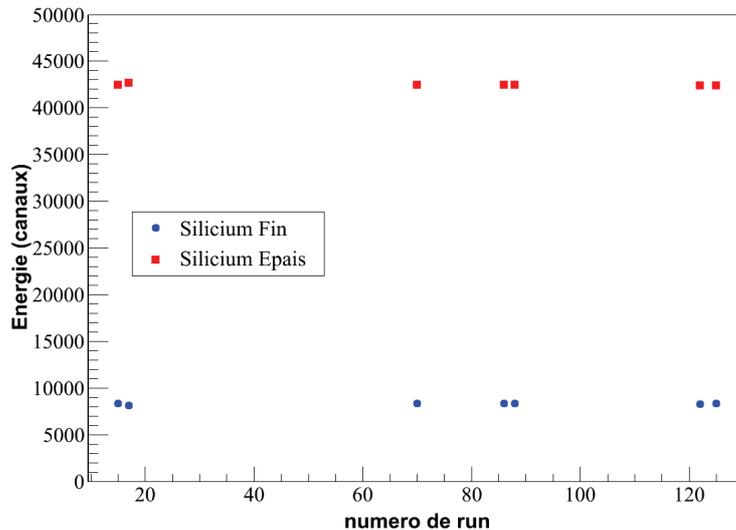
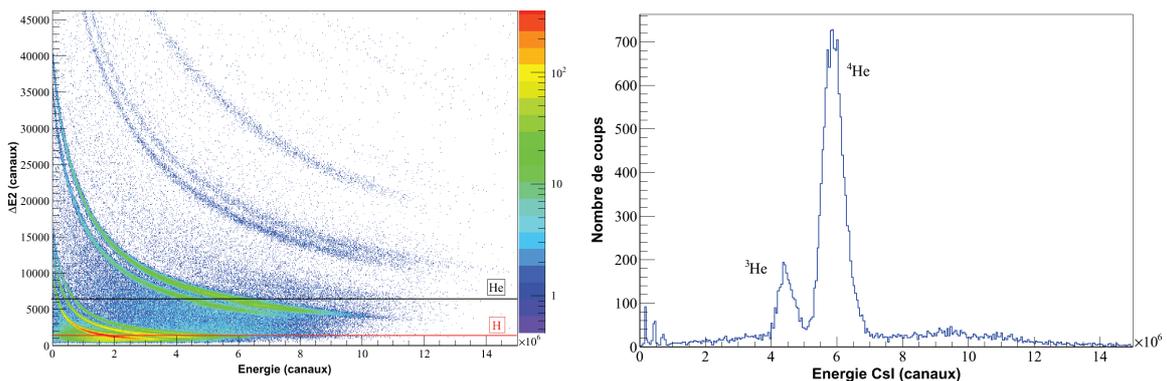


FIGURE 2.13: Évolution des gains des deux siliciums d'un télescope pour une particule donnée (${}^4\text{He}$ et TELE4 ici).

- **Scintillateurs**

Pour étudier la dérive des scintillateurs, nous avons utilisé les pertes d'énergie $\Delta E2$. En effet, comme nous l'avons vu ci-dessus, ces dernières présentent une variation en canaux inférieure à 1% ; ainsi nous pouvons choisir sur une carte $\Delta E2-E$ une énergie fixe

sur l'axe $\Delta E2$ (Fig. 2.14(a)) et projeter, pour cette perte d'énergie, la carte sur l'axe des énergies totales "E" correspondant au scintillateur afin d'étudier la variation des positions des pics correspondants aux différentes particules (Fig. 2.14(b)). Nous observons sur la Fig. 2.14(b) des pics correspondants aux isotopes de l'hélium pour une énergie $\Delta E2$ fixée. La Fig. 2.15 représente l'évolution de la position moyenne en canaux des pics de ^4He et de ^1H du télescope TELE4 en fonction des runs pour une énergie $\Delta E2$ constante. La position des pics a été obtenue à l'aide d'un ajustement par une fonction gaussienne. Nous obtenons ainsi des variations inférieures à 4% pour ces isotopes sur la durée de l'expérience. Les résultats sont similaires pour les autres télescopes. Ces variations de gain, que ce soit pour les détecteur silicium ou pour les scintillateurs, sont suffisamment limitées pour nous permettre d'utiliser la même méthode d'indentification quel que soit le fichier de données à analyser ; nous n'avons donc pas appliqué de correction de dérive.



(a) Localisation de la projection utilisée dans les cartes (b) Distribution en masse correspondante pour les héliums
 $\Delta E2$ -E

FIGURE 2.14: Illustration de la méthode utilisée pour étudier les gains des scintillateurs.

c. Sélection des particules

La méthode utilisée pour l'identification est la méthode des contours graphiques. En effet, étant donné que les gains des différents étages des cinq télescopes sont stables (une dérive inférieure à 4%), nous avons pu tracer un lot de contours sur les cartes $\Delta E1$ - $\Delta E2$ et $\Delta E2$ -E pour chaque télescope, en séparant bien les particules en charge et en masse. Grâce à la stabilité des gains, un lot de contours unique pour chaque télescope est utilisé quel que soit le run. La Fig. 2.16 montre un exemple des contours tracés sur ces cartes pour le télescope TELE5.

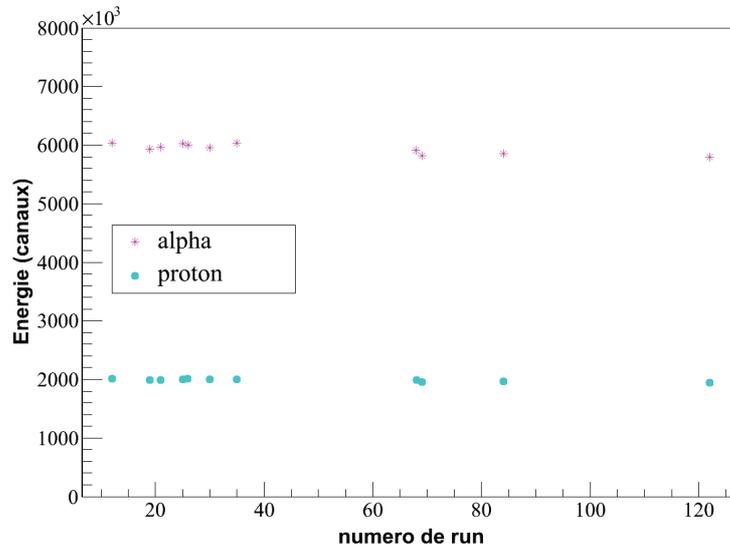
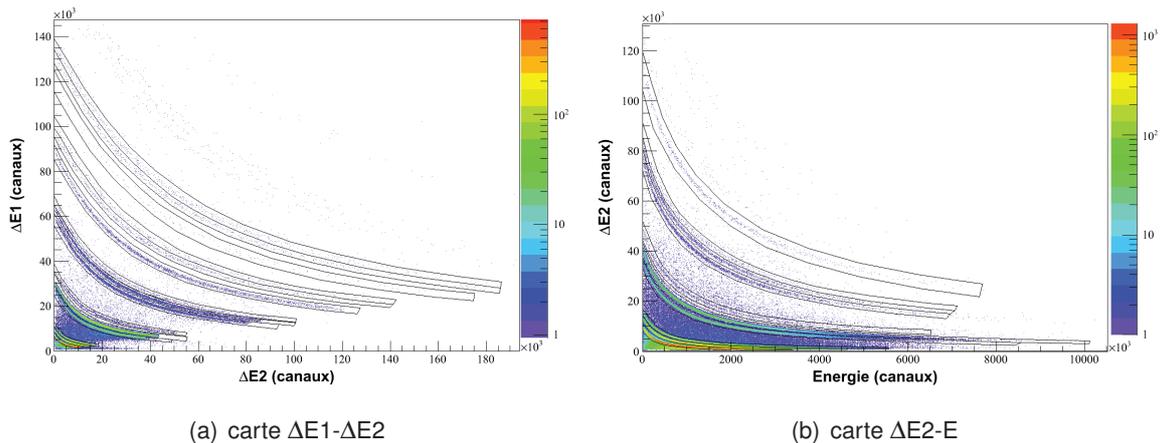


FIGURE 2.15: Évolution du gain du Csl pour le TELE4.

Les cartes $\Delta E1-\Delta E2$ sont "polluées" par les rebroussements correspondant aux hyperboles des cartes $\Delta E2-E$ (effet particulièrement visible sur la Fig. 2.19). En effet, à partir d'une certaine énergie de la particule incidente, celle-ci traverse le silicium épais $\Delta E2$ et le dépôt d'énergie dans ce dernier devient inversement proportionnel à l'énergie de cette particule. Ces rebroussements peuvent être éliminés des cartes $\Delta E1-\Delta E2$; il suffit de sélectionner les événements n'ayant pas atteint le scintillateur.

FIGURE 2.16: Illustration des contours manuels utilisés pour les cartes $\Delta E1-\Delta E2$ (à gauche) et $\Delta E2-E$ (à droite) du télescope TELE5.

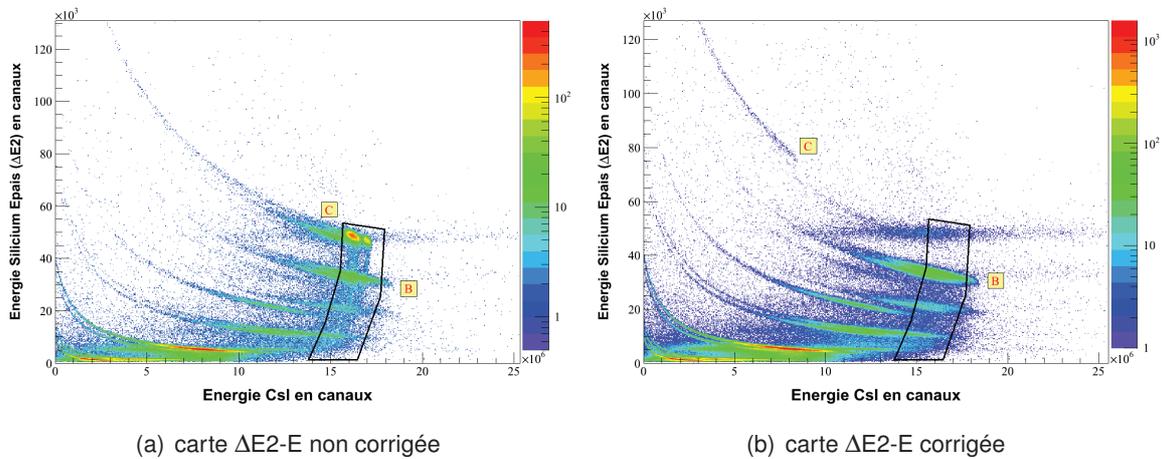


FIGURE 2.17: Cartes d'identification $\Delta E2-E$ où la contribution due au carbone est visible dans le contour noir (à gauche). Cette contribution disparaît (à droite) lorsque nous rejetons les événements carbone dans les cartes Csl lent-rapide.

Comme évoqué précédemment lors de la description des caractéristiques des runs, le premier groupe de runs a souffert d'un mauvais positionnement du faisceau entraînant une pollution des cartes $\Delta E2-E$ liée au carbone. En effet, nous pouvons observer sur la Fig. 2.17(a), dans le contour noir, une contribution verticale coupant les distributions des différentes charges pour le télescope TELE1. Nous pouvons corriger cela en effectuant une sélection sur le carbone au niveau des cartes Csl lent-rapide et en rejetant les événements qui s'y trouvent (Fig. 2.18). Cette correction est illustrée sur la Fig. 2.17(b) où la contribution verticale a disparu. Nous nettoyons ainsi les cartes $\Delta E2-E$ avec cette sélection, tout du moins nous ne polluons plus les isotopes ayant un numéro atomique inférieur à 6 mais nous perdons ainsi près de 25% de la statistique sur le carbone. De plus, si nous effectuons des sélections sur tous les isotopes représentés sur les cartes Csl lent-rapide du télescope TELE1 et que nous observons à quoi correspondent tous les événements en dehors de ces sélections sur une carte $\Delta E2-E$, nous obtenons des bandes horizontales régulières qui vont ainsi augmenter la statistique pour toutes les particules ; cette contribution sera expliquée dans le paragraphe §2.2.3.4. En conclusion, la méthode des contours sur les cartes $\Delta E1-\Delta E2$ et $\Delta E2-E$ est valable pour l'identification mais il est nécessaire de se servir des cartes Csl lent-rapide pour effectuer des corrections sur les cartes $\Delta E2-E$. L'ensemble des sélections utilisées pour les cartes d'identification de chaque télescope est disponible en annexe A.

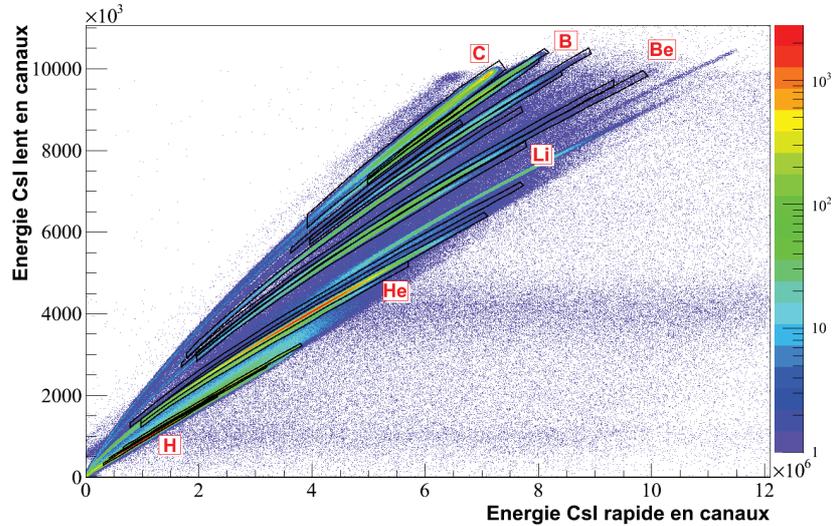


FIGURE 2.18: Contours graphiques effectués pour chaque isotope sur les cartes d'identification des Csl en utilisant les fenêtres d'intégration lente et rapide. Le contour pour le carbone regroupe l'ensemble de ses isotopes.

2.2.3.3 Étalonnage des télescopes en énergie

Après l'identification des particules, nous nous penchons sur l'étalonnage en énergie des trois détecteurs de chaque télescope. Les méthodes diffèrent entre les siliciums et les scintillateurs, les premiers ayant une réponse indépendante de la charge des particules contrairement aux seconds.

a. Étalonnage en énergie des détecteurs silicium

Afin d'étalonner les siliciums, nous avons utilisé les points de rebroussement visibles sur les cartes d'identification $\Delta E1-\Delta E2$ (Fig. 2.19). Ces points correspondent à l'énergie maximale $E_{\text{épais}}$ que peut déposer une particule dans le silicium épais sans le traverser. Grâce au logiciel SRIM [Zie] et à l'épaisseur connue des détecteurs, nous pouvons remonter à l'énergie de la particule ayant traversé le silicium fin $\Delta E1$. Toujours à l'aide de SRIM, nous obtenons l'énergie E_{fin} déposée par la particule dans le silicium fin à partir de son épaisseur et ainsi nous retrouvons l'énergie initiale E_{ini} de la particule avant la traversée du télescope. En résumé, nous avons :

$$E_{\text{ini}} = E_{\text{fin}} + E_{\text{épais}} \quad (2.4)$$

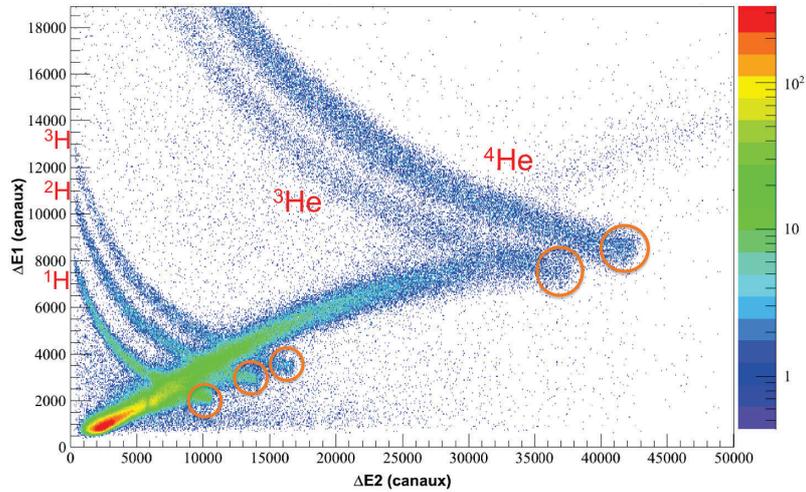


FIGURE 2.19: Carte d'identification $\Delta E1-\Delta E2$ avec la localisation des points de rebroussement des ions hydrogène et hélium pour le télescope TELE4 (cercles oranges).

En faisant correspondre les valeurs de E_{fin} et E_{epais} aux canaux de $\Delta E1$ et $\Delta E2$ respectivement, nous obtenons les courbes d'étalonnage des siliciums fin et épais de chaque télescope. Étant donné que la réponse de ceux-ci est indépendante de la nature de la particule, nous obtenons des droites affines comme étalonnage, de la forme générale :

$$\Delta E_{1,2MeV} = \alpha \cdot \Delta E_{1,2canal} + \beta \quad (2.5)$$

Les couples de coefficients (α, β) pour les deux siliciums de chaque télescope sont reportés en annexe B. La Fig. 2.20 représente les droites d'étalonnage des deux siliciums pour le télescope TELE4. L'étalonnage en énergie des siliciums est très satisfaisant ; les autres droites sont disponibles dans l'annexe B.

b. Étalonnage en énergie des scintillateurs CsI(Tl)

Le signal lumineux des cristaux de CsI ne dépend pas linéairement de l'énergie et de la nature de la particule incidente. Ces effets de non-linéarité sont dus au "quenching"⁶ et sont intrinsèques aux mécanismes de scintillation. Dans le cas d'un scintillateur parfait (absence de

6. Lorsque la densité locale des espèces excitées est forte, il y a une augmentation de la probabilité de réaction entre ces espèces, donc de désexcitation non radiative.

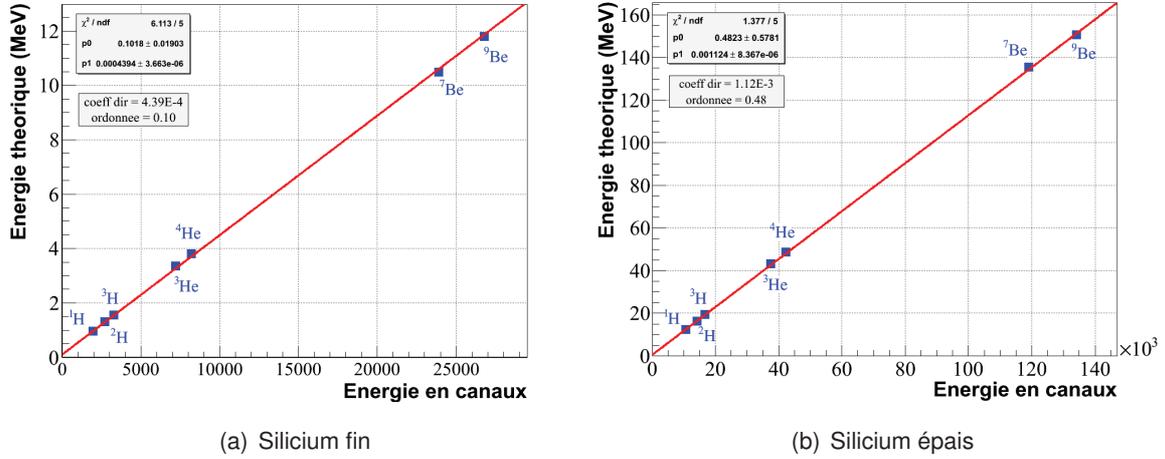


FIGURE 2.20: Étalonnage des siliciums fin (a) et épais (b) du télescope TELE4 et ajustement des distributions à l'aide d'une fonction affine. Les barres d'erreur sont confondues avec les points.

quenching), le rendement lumineux est :

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad (2.6)$$

où S est appelé le paramètre d'efficacité de scintillation. En prenant en compte la probabilité de quenching, la formule de Birks [Bir51] s'écrit :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.7)$$

où k est la constante de Birks introduisant l'effet de quenching et B la constante de proportionnalité entre la densité de molécules ionisées et la quantité $\frac{dE}{dx}$. Nous devons donc effectuer un étalonnage en énergie pour chaque particule chargée. Pour cela, nous avons utilisé l'étalonnage du silicium épais. En effet, connaissant l'énergie déposée dans ce dernier et son épaisseur, nous pouvons remonter avec le logiciel SRIM à l'énergie incidente de la particule et donc, à son énergie résiduelle. Nous avons dès lors une correspondance, pour chaque évènement des cartes ΔE_2 -E, entre l'énergie résiduelle calculée par SRIM et l'énergie en canaux du scintillateur. De nombreuses fonctions existent pour étalonner les détecteurs CsI(Tl) [Sar96][Hor92], nous avons utilisé pour cet étalonnage l'équation proposée par Stracener et al. [Str90] :

$$E_{MeV} = \alpha + \beta E_{canal} + \gamma \ln(1 + \delta E_{canal}) \quad (2.8)$$

où E_{MeV} est l'énergie obtenue par étalonnage en MeV et E_{canal} le numéro de canal. Les paramètres α , β , γ et δ sont déterminés par l'ajustement de l'équation aux données expérimentales. Cette équation tient compte du quenching à basse énergie et de la proportionnalité entre l'énergie déposée dans le scintillateur et la lumière créée à haute énergie. En ce qui concerne les points d'étalonnage utilisés, nous avons calculé, pour un isotope donné, la valeur moyenne de $\Delta E2$ pour des valeurs de E régulièrement espacées à partir des cartes $\Delta E2$ - E . Nous obtenons ainsi une hyperbole comme sur la Fig. 2.21. Ainsi, pour chaque couple $(\Delta E2, E)$ exprimé en

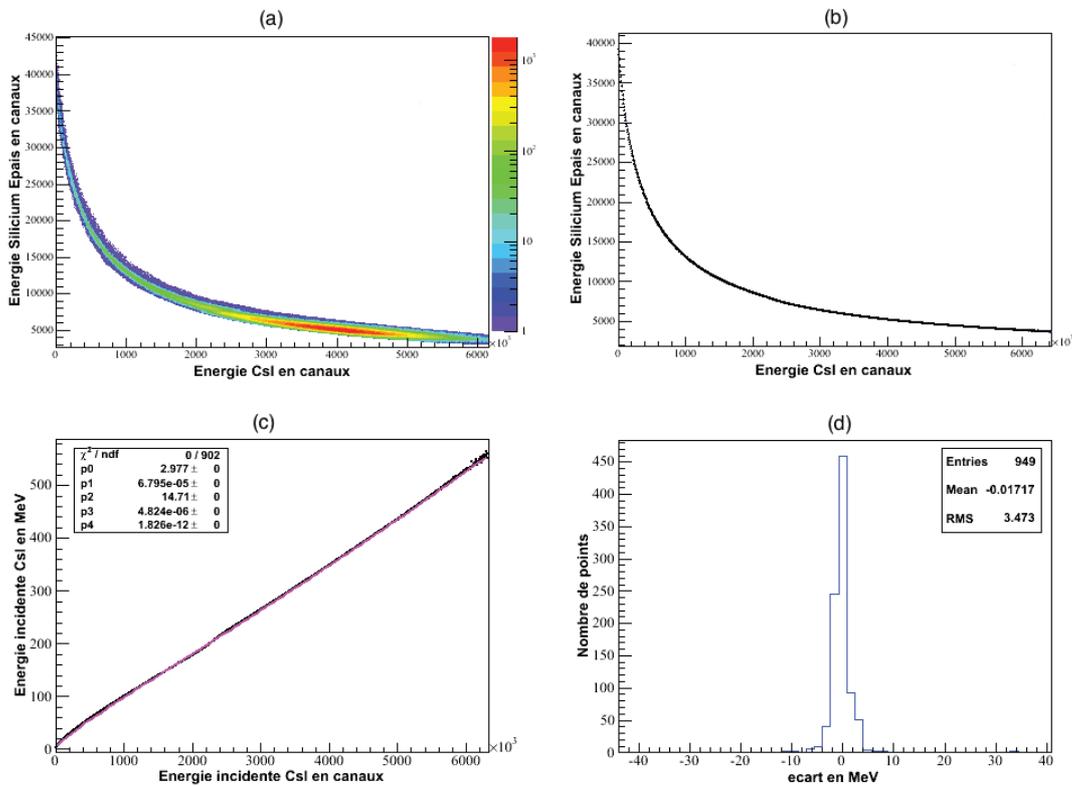


FIGURE 2.21: Illustration de l'étalonnage d'un Csl en quatre phases. (a) Isolement de la distribution de l'isotope à étalonner, (b) valeur moyennée de $\Delta E2$ pour chaque valeur de E , (c) ajustement de l'énergie incidente en MeV en fonction des canaux à l'aide de la fonction de l'Eq. 2.10 et (d) vérification de la distribution des résidus en énergie.

canaux, à partir de l'étalonnage des siliciums nous obtenons la valeur en MeV pour le dépôt en énergie $\Delta E2$, puis, grâce à cette perte d'énergie $\Delta E2$, nous remontons à l'énergie incidente $E_{inc\Delta E2}$ de la particule avant de traverser le silicium épais. Par conséquent, l'énergie $E_{inc\text{sci}}$ de la particule à la sortie du silicium épais (et donc à l'entrée du scintillateur) s'écrit :

$$E_{inc_{sci}}(MeV) = E_{inc_{\Delta E2}} - \Delta E2 - \Delta E_{mylar} \quad (2.9)$$

où ΔE_{mylar} représente la perte d'énergie de la particule dans la feuille de mylar placée juste avant le scintillateur. Cette relation est vérifiée étant donné que l'épaisseur du scintillateur (10 cm) permet d'arrêter la grande majorité des fragments et donc de récupérer toute l'énergie restante après leur passage dans les deux étages silicium. En représentant $E_{inc_{sci}}$ en MeV en fonction de l'énergie déposée en canaux, nous pouvons déterminer les courbes d'étalonnage des scintillateurs en effectuant un ajustement de ce graphique avec la fonction de l'équation 2.10 (Fig. 2.22).

Nous avons rencontré un obstacle lors de l'étalonnage. En effet, il se trouve que dans certains cas, nous pouvons bien identifier, pour les courbes d'étalonnage, une portion logarithmique à basse énergie et une portion linéaire à plus haute énergie, mais, aux très hautes énergies, la courbe peut croître de manière quadratique. Ceci est expliqué par la saturation du photomultiplicateur qui induit une dépendance non-linéaire entre les canaux et l'énergie réelle déposée. Ainsi, nous avons complété l'équation 2.8 avec un terme quadratique de la manière suivante :

$$E_{MeV} = \alpha + \beta E_{canal} + \gamma \ln(1 + \delta E_{canal}) + \eta E_{canal}^2 \quad (2.10)$$

où E_{MeV} est l'énergie déposée dans le scintillateur et η un paramètre supplémentaire déterminé par l'ajustement.

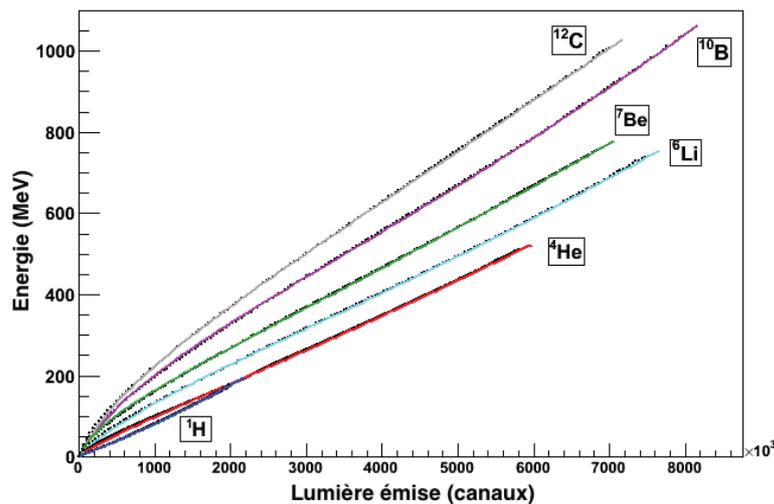


FIGURE 2.22: Étalonnage du scintillateur du télescope TELE1 grâce à la fonction de l'Eq. 2.10.

2.2.3.4 Corrections et erreurs associées

Avant d'analyser les données expérimentales, il est important de prendre en compte les différents biais liés au dispositif expérimental.

a. Temps mort des détecteurs

Le temps mort peut être négligé dans notre expérience. En effet, il est de l'ordre de la centaine de nanosecondes alors que les taux de comptage de nos télescopes sont de l'ordre de 1000-2000 événements par seconde. Nous n'avons ainsi aucune correction à apporter en ce qui concerne les temps morts.

b. Efficacité des détecteurs

Pour les particules chargées sur lesquelles porte notre étude, nos détecteurs ont une efficacité très proche de 100%. Nous pouvons perdre une information pour les particules déposant une énergie dans le silicium fin trop faible pour dépasser le bruit de fond. Cet effet est lui aussi négligeable et aucune correction ne sera apportée en ce qui concerne l'efficacité des détecteurs.

c. Normalisation des données et erreurs statistiques

Pour effectuer l'analyse, il est nécessaire de normaliser les données de chaque run en fonction du nombre d'ions carbone incidents et de l'ouverture angulaire des détecteurs. Soit P_i le nombre normalisé de particules dans un contour pour un run i , n_i le nombre de particules dans ce contour pour le run i , N_i le nombre total de carbones incidents pour ce même run et Ω l'ouverture angulaire du télescope en stéradian. Nous pouvons donc écrire :

$$P_i = \frac{n_i}{N_i \cdot \Omega} \quad (2.11)$$

Le nombre d'ions carbone incidents N_i est calculé grâce au SiLi2 que nous avons étalonné dans le paragraphe §2.2.2.3. L'angle solide couvert par les télescopes est calculé grâce à la surface active du silicium épais ainsi que sa distance avec la cible. Nous avons choisi le silicium épais parce que c'est le détecteur qui permet le déclenchement du système d'acquisition. Nous rappelons que son ouverture angulaire est de 6,5 msr (cf Tab. 2.2). Ceci est valable pour les

télescopes 2 à 5 de la chambre ECLAN. En ce qui concerne le télescope TELE1 qui est fixe, son ouverture angulaire est de 0,434 msr.

L'erreur statistique σ_{P_i} prend en compte l'erreur sur le nombre d'ions carbone incidents détectés ainsi que l'erreur statistique sur le nombre de particules présentes dans le contour :

$$\sigma_{P_i} = \left(\frac{\sigma_{n_i}}{n_i} + \frac{\sigma_{N_i}}{N_i} \right) \cdot P_i \quad (2.12)$$

$$\sigma_{n_i} = \sqrt{n_i}$$

L'erreur statistique σ_{N_i} est estimée à l'aide de l'ajustement des spectres en énergie du détecteur plastique par plusieurs gaussiennes en fonction du nombre de pics (Fig. 2.6). Les incertitudes obtenues pour chaque ajustement gaussien sont propagées de manière quadratique afin d'estimer l'incertitude sur le nombre total de carbones incidents N_i pour les runs d'étalonnage. Ces incertitudes sont prises en compte pour l'étalonnage du moniteur faisceau de la Fig. 2.9 ce qui nous permet de récupérer les incertitudes sur les paramètres obtenus lors de l'étalonnage linéaire de la Fig. 2.9. Enfin, à l'aide de la propagation de ces incertitudes sur les paramètres, nous pouvons déduire σ_{N_i} pour chacun des runs. De plus, nous avons fusionné les résultats des différents runs lorsque les charge Z et masse A des particules sont identiques ainsi que la position angulaire θ du télescope. Le nombre total de particules $P(Z, A, \theta)$, pondéré par le nombre d'ions carbone incidents N_i , s'exprime :

$$P(Z, A, \theta) = \frac{\sum_{i=1}^n P_i \cdot N_i}{\sum_{i=1}^n N_i} \quad (2.13)$$

L'erreur sur $P(Z, A, \theta)$ est pondérée suivant la formule statistique de propagation des incertitudes dans le cadre de variables indépendantes.

d. Suppression des distributions parasites

Afin d'obtenir des distributions angulaires et en énergie fiables, nous avons identifié deux sources d'erreurs contribuant à une mauvaise identification pour certains isotopes. La première source concerne les processus de fragmentation dans les détecteurs Csl. Certaines particules détectées par les siliciums fins et/ou épais peuvent fragmenter dans le scintillateur. Dès lors, la lumière de scintillation émise par celui-ci ne correspond plus à celle qui aurait dû être engendrée par le fragment à détecter. En effet, ce processus inélastique à l'intérieur du détecteur entraîne une perte d'énergie liée non seulement à l'énergie de réaction (valeur Q) mais aussi liée à la non-détection de neutrons éventuellement créés ou à des fragments plus légers (que la

particule mère) qui peuvent ne pas être totalement arrêtés. Quand bien même tous ces produits de réaction seraient arrêtés par le CsI, l'émission totale de lumière de scintillation ne correspondrait pas à la lumière qu'aurait émise la particule mère à cause du "quenching" observé dans les scintillateurs CsI. Cette première source d'erreur est visible sur la Fig. 2.23(a). Sur les cartes d'identification lent-rapide du CsI, nous observons à l'intérieur des contours rouges des bandes horizontales correspondant à ce phénomène de fragmentation. À noter que ces bandes traversent les distributions des fragments. Lorsque nous repérons les événements concernés sur les cartes $\Delta E2$ -E, nous pouvons identifier les régions affectées par ce phénomène (Fig. 2.23(b)). Ainsi, en superposant les contours utilisées pour l'analyse, nous remarquons que ceux correspondant aux ions ${}^6\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$ coupent les régions concernées, ce qui entraîne une sur-estimation du taux de comptage de ces isotopes. Ceci est particulièrement dommageable pour un isotope comme ${}^6\text{He}$ ayant un taux de production faible comparé aux autres isotopes. De même, ${}^4\text{He}$ et ${}^6\text{Li}$ seront aussi affectés mais, étant donné leur taux de production beaucoup plus élevé comparé au taux de fragmentation dans les scintillateurs, l'effet est moins sensible pour ces deux isotopes.

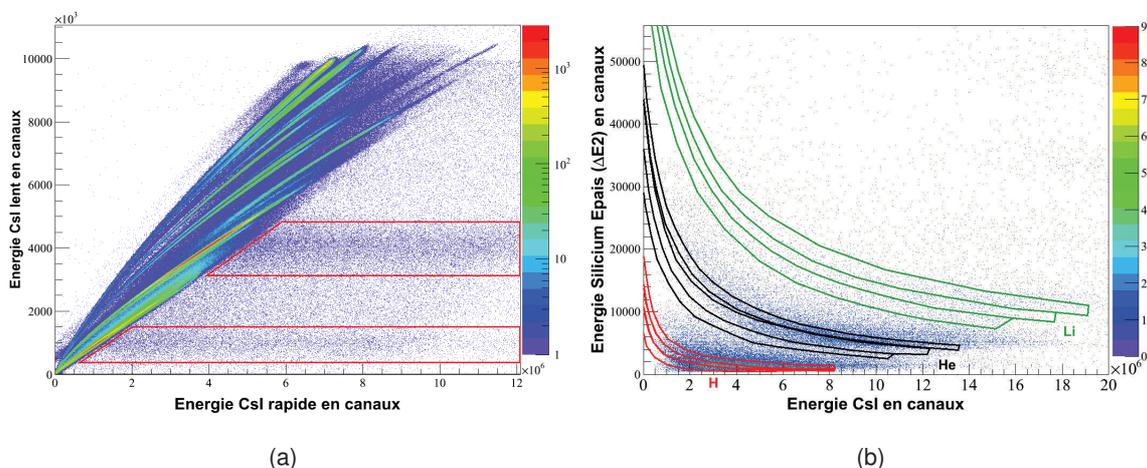


FIGURE 2.23: Caractérisation de l'effet de la fragmentation d'une particule dans un scintillateur sur les cartes lent-rapide du CsI (a) et $\Delta E2$ -E (b). Les contours utilisés pour l'identification des fragments les plus légers sont indiqués (trois contours par charge correspondant à trois isotopes).

La deuxième source d'erreur provient du phénomène d'empilement de deux particules dans les détecteurs. En effet, lorsque deux particules provenant d'un même ${}^{12}\text{C}$ fragmenté atteignent un même détecteur, il est impossible de séparer les deux contributions et ainsi de remonter

aux énergies incidentes. À l'aide de simulations [Dud13b], il a été établi que $\sim 4\%$ des événements détectés proviennent de l'empilement de deux particules ou plus. La majorité de ces empilements correspondent à deux particules α . Sur la Fig. 2.24(a), nous pouvons distinguer les événements empilés, dans le contour rouge, grâce aux fenêtres d'intégration lente–rapide des scintillateurs. Cela correspond à une distribution entre ${}^6\text{He}$ et ${}^6\text{Li}$ globalement distincte des autres distributions. Lorsque nous sélectionnons ces événements sur les cartes ΔE_2 -E, nous pouvons observer la distribution sur la Fig. 2.24(b). Deux zones principales polluent les distributions de ${}^6\text{He}$ et de ${}^6\text{Li}$ - ${}^7\text{Li}$. La composante ${}^6\text{He}$ correspond à un α détecté dans le silicium épais ΔE_2 et deux α détectés dans le Csl correspondant. En effet, le Csl étant plus grand que le silicium épais, il est tout à fait possible qu'une particule puisse atteindre le Csl sans traverser les siliciums du télescope. Étant donnée la proximité des distributions sur les cartes lent–rapide entre les événements empilés et les ${}^6\text{He}$, il est possible que des ${}^6\text{He}$ soient identifiés comme des événements empilés et, à l'inverse, des événements empilés peuvent être identifiés comme des ${}^6\text{He}$. Ceci a un impact sur la qualité des distributions de ${}^6\text{He}$. La composante des lithiums correspond à deux α détectés en même temps dans chacun des détecteurs du télescope concerné. Il a été décidé de supprimer ces événements empilés pour l'identification des particules à l'aide des cartes lent–rapide des Csl ; cet effet est observable sur les simulations mais les taux de production obtenus ne permettent pas d'appliquer une correction fiable aux données expérimentales [Dud13b]. Cet effet est d'autant plus important qu'il concerne des isotopes ayant des taux de production faibles.

e. Estimation des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques ont été estimées par nos collaborateurs du LPC Caen (J. Dudouet). Elles ont été calculées à partir de la simulation du dispositif expérimental en utilisant la même méthode d'analyse que celle employée pour les données expérimentales. Elles découlent d'une comparaison directe entre le nombre de particules ${}^A_Z\text{X}$ identifiées par la méthode et le nombre de particules ${}^A_Z\text{X}$ simulées ayant atteint le télescope. Le Tab. 2.7 présente ces erreurs pour chaque isotope. Les erreurs conséquentes pour les ions ${}^8\text{B}$ et ${}^{10}\text{C}$ sont principalement dues aux traînées observées sur la Fig. 2.17 liées à la fragmentation du carbone dans le scintillateur, couplées à une faible statistique pour ces isotopes. Il est important de souligner que la reproduction des deux principales sources d'erreur présentées dans le paragraphe précédent dépend entièrement des modèles utilisés. Le modèle utilisé pour le calcul de ces erreurs est celui de la dynamique moléculaire quantique (QMD), qui sera expliqué en détails dans le dernier

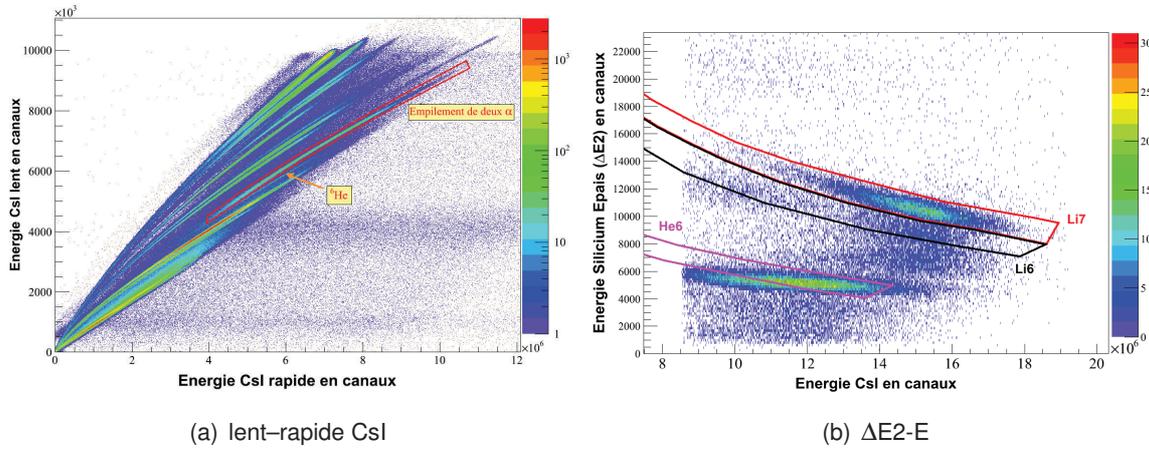


FIGURE 2.24: Caractérisation de l'effet de l'empilement de deux α dans un télescope sur les cartes lent-rapide du Csl (a) et $\Delta E2-E$ (b). Le contour rouge (a) indique la position de la distribution des évènements empilés. Les contours utilisés pour les isotopes les plus affectés sont indiqués (b).

chapitre. Étant donné que les modèles ont des difficultés à reproduire les données expérimentales [Bra10], la fragmentation des particules dans les scintillateurs ainsi que les empilements liés à l'émission de deux particules α sont mal reproduits eux-aussi. Ainsi, les erreurs systématiques ont été majorées afin de ne pas contraindre inutilement les modèles lorsque les sections efficaces expérimentales seront intégrées aux outils de simulation.

Tableau 2.7: Erreurs systématiques calculées pour chaque isotope.

Isotope	^1H	^2H	^3H	^3He	^4He	^6He	^6Li	^7Li
Erreur relative (%)	3	6	10	10	5	20	10	10

Isotope	^7Be	^9Be	^{10}Be	^8B	^{10}B	^{11}B	^{10}C	^{11}C	^{12}C
Erreur relative (%)	5	6	10	50	10	10	50	10	10

2.2.3.5 Résultats de l'analyse

Deux types de résultats seront présentés ici :

- Les distributions angulaires de chaque type de fragments ;

- Les distributions en énergie de quelques types de fragments pour différentes positions angulaires.

a. Distributions angulaires

Nous avons calculé les sections efficaces de fragmentation du ^{12}C pour les distributions angulaires. Ces sections efficaces, pour un fragment A_ZX , s'expriment ainsi :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(^A_ZX) = \frac{N_{^A_ZX} \times A_{\text{cible}}}{N_{^{12}\text{C}} \times \Omega \times \rho \times e \times \mathcal{N}_A} \quad (2.14)$$

où $N_{^A_ZX}$ est le nombre de fragments A_ZX détectés, A_{cible} la masse molaire de la cible, $N_{^{12}\text{C}}$ le nombre d'ions carbone incidents, Ω l'angle solide du détecteur, ρ la densité de la cible, e son épaisseur et \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro.

La Fig. 2.25 représente l'ensemble des distributions angulaires pour la cible de ^{12}C de 250 μm d'épaisseur. Cette figure représente l'ensemble des distributions angulaires obtenues pour chaque couple (A,Z) détecté. L'incertitude mécanique sur les angles est de 1° mais l'angle solide des détecteurs couvre plus ou moins 2° . L'erreur statistique est généralement confondue avec la taille des points. Nous remarquons que les particules les plus produites sont les $Z=1$ et $Z=2$, plus précisément les protons et les α . Nous pouvons voir que le nombre de particules détectées décroît rapidement lorsque le détecteur s'éloigne de l'axe du faisceau ; les fragments sont donc localisés vers l'avant. Le fort taux de production des α à faible angle peut s'expliquer par la structure en clusters 3α du carbone.

En comparant les différents éléments, nous pouvons déduire que plus la charge d'un fragment est petite, plus sa dispersion angulaire et son taux de production sont grands. Ceci est illustré sur la Fig. 2.26 représentant les distributions angulaires totales (somme des contributions des différentes masses) pour les différentes charges détectées. De $Z = 1$ à $Z = 5$, les courbes présentent des variations de la pente. Pour les ions hydrogène, le changement de pente s'effectue autour d'un angle de 25° . Pour les $Z = 2$, ce changement de pente se situe entre 19° et 21° . Le taux de production des $Z = 2$ est supérieur à celui des ions hydrogène jusqu'à 7° avant que le rapport ne s'inverse à partir de 9° . Pour les ions lithium, la cassure de pente se trouve à 21° . Au-delà du lithium, la décroissance est de plus en plus rapide. Le changement de pente se situe vers 19° pour les $Z = 4$ tandis qu'il est de 17° pour les ions bore. En ce qui concerne le carbone, il ne semble pas y avoir de rupture de pente.

Les distributions angulaires sont décrites en première approximation par une distribution gaussienne correspondant aux fragments émis par le quasi-projectile ; ceci est d'autant plus vrai

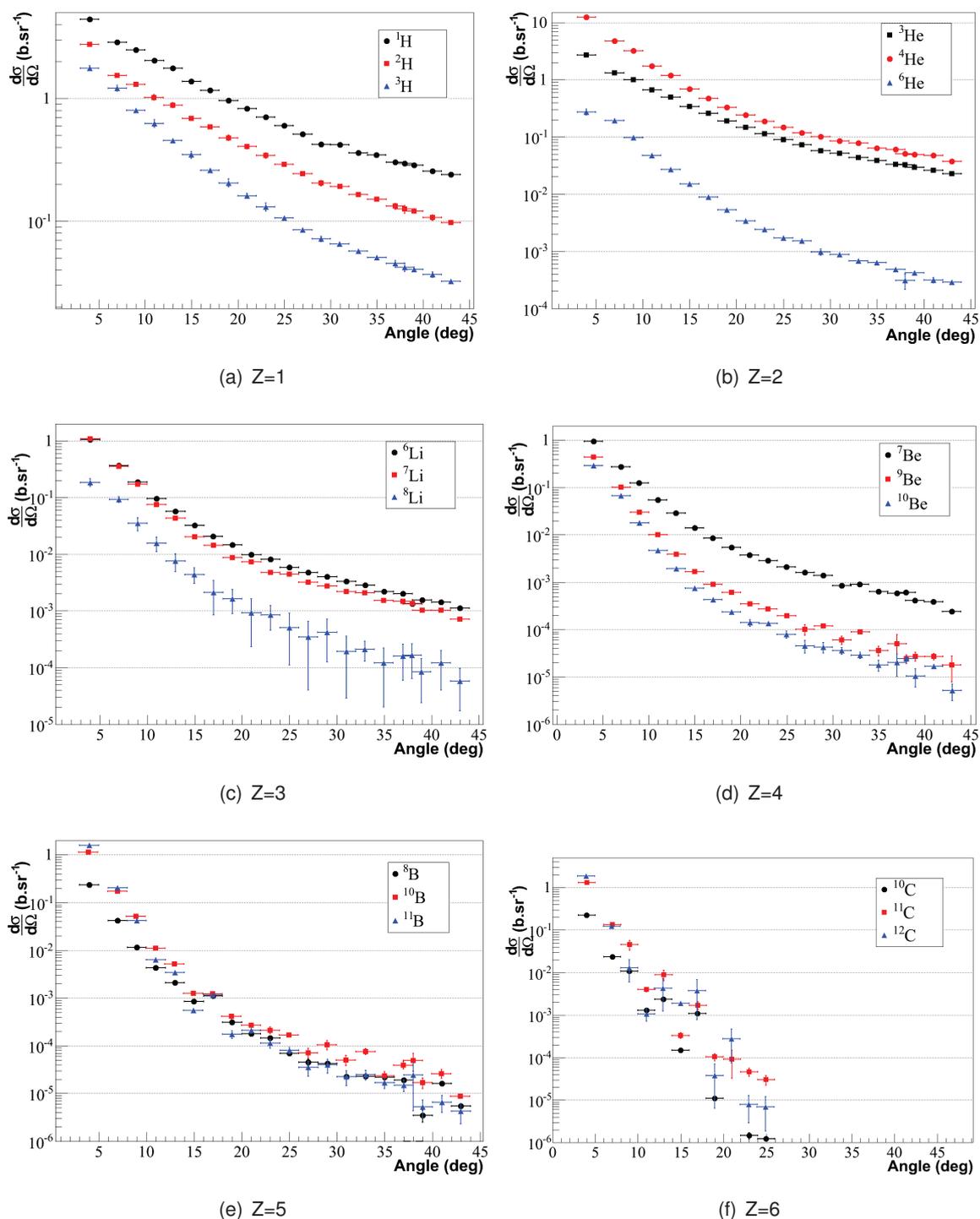


FIGURE 2.25: Distributions angulaires détaillées des différents isotopes correspondant à chaque charge.

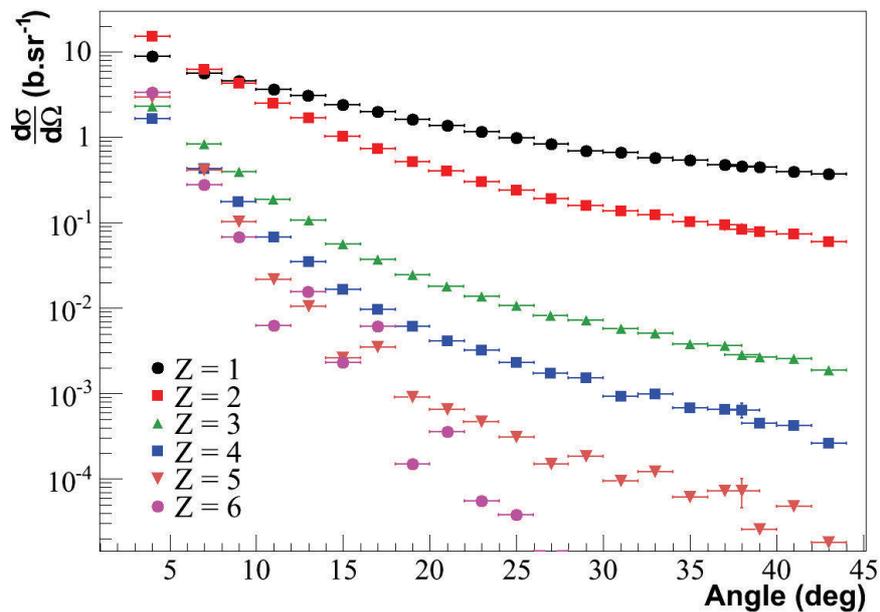


FIGURE 2.26: Distributions angulaires totales des différentes charges produites lors de la réaction sur la cible de carbone.

pour les faibles angles. À plus grands angles, la distribution gaussienne n'est plus observée. Une deuxième composante apparaît correspondant à une distribution exponentielle (linéaire en échelle logarithmique) liée à une émission issue de la "boule de feu" (fireball). Ces deux composantes expliquent les changements de pente observés pour les distributions angulaires [Gol97][Mat05][Dud13b]. La Fig. 2.26 montre que ces variations de pente sont plus prononcées pour les fragments les plus lourds comparées à celle des ions hydrogène ; ceci indique que la contribution du quasi-projectile (distribution gaussienne) est d'autant plus importante que la charge du fragment est grande.

b. Spectres en énergie

La Fig. 2.27(a) présente les spectres en énergie à 4° (télescope TELE1) des isotopes les plus représentés pour chaque numéro atomique. Bien que l'énergie du faisceau soit de 94,6 MeV/n, la gamme en énergie s'étend jusqu'à 280 MeV/n. À cet angle, nous pouvons observer une distribution présentant un maximum centré sur l'énergie du faisceau, et cela quel que soit le type de particule. Néanmoins, en s'éloignant de l'axe du faisceau, nous pouvons voir sur la Fig. 2.27, pour différents isotopes, que l'énergie moyenne et l'amplitude de ce pic décroissent avec

l'augmentation de l'angle d'émission. De plus, la largeur de ce pic diminue lorsque la masse du fragment augmente. Ceci nous laisse donc penser que la grande majorité des fragments détectés provient de la fragmentation du projectile.

c. Comparaison des deux méthodes d'identification utilisées

La méthode des contours graphiques utilisée ici a été comparée à une méthode appelée "méthode KaliVeda" empruntant les outils d'analyse KaliVeda [Fra] développés par la collaboration INDRA⁷. Le principe de cette méthode, utilisée par nos collaborateurs du LPC Caen, est de produire des grilles d'identification à l'aide d'une fonctionnelle décrivant les pertes d'énergie ΔE dans un détecteur comme une fonction de l'énergie résiduelle E déposée dans un second détecteur où la particule s'est arrêtée. La fonctionnelle utilisée est celle de L. Tassan-Got dans laquelle la charge et la masse des particules sont des paramètres [TG02]. En superposant ces grilles aux cartes d'identification expérimentales, il est possible d'effectuer l'identification et l'étalonnage en énergie simultanément.

Concernant les distributions angulaires, les écarts entre les deux méthodes se limitent à 5% pour la plupart des isotopes et des angles. L'écart peut atteindre 15% à faible angle pour les isotopes légers ou ceux à faible statistique [Dud13a]. Ces différences sont dues aux largeurs des contours graphiques qui ne sont pas les mêmes que les fenêtres de sélection utilisées autour des lignes de distribution reconstruites par la méthode KaliVeda. Cet effet est d'autant plus sensible pour les protons où les cartes d'identification présentent un important "fond" dû en partie aux protons sortant du scintillateur par diffusion. Concernant les distributions en énergie, les deux méthodes sont en accord. Les écarts éventuels sont dus à la propagation de l'étalonnage en énergie du silicium épais, celui-ci étant utilisé pour l'étalonnage du scintillateur. L'écart entre les deux méthodes se creuse lorsque l'énergie augmente comme nous pouvons le constater sur la Fig. 2.28, que ce soit pour les protons ou bien les ^4He . Nonobstant ce, l'écart reste inférieur à 10%, même pour les protons. Ces écarts sont aussi dus aux largeurs de sélection utilisées comme cela a été expliqué pour les distributions angulaires. Les sélections de la méthode KaliVeda étant plus larges, des deutérons et tritons provenant du fond sont comptabilisés comme protons d'où les différences aux hautes énergies. Globalement, que ce soit au niveau des distributions angulaires ou en énergie, les deux méthodes sont en accord, ce qui permet de valider la méthode d'identification KaliVeda.

7. Identification de Noyaux et Détection avec Résolutions Accrues

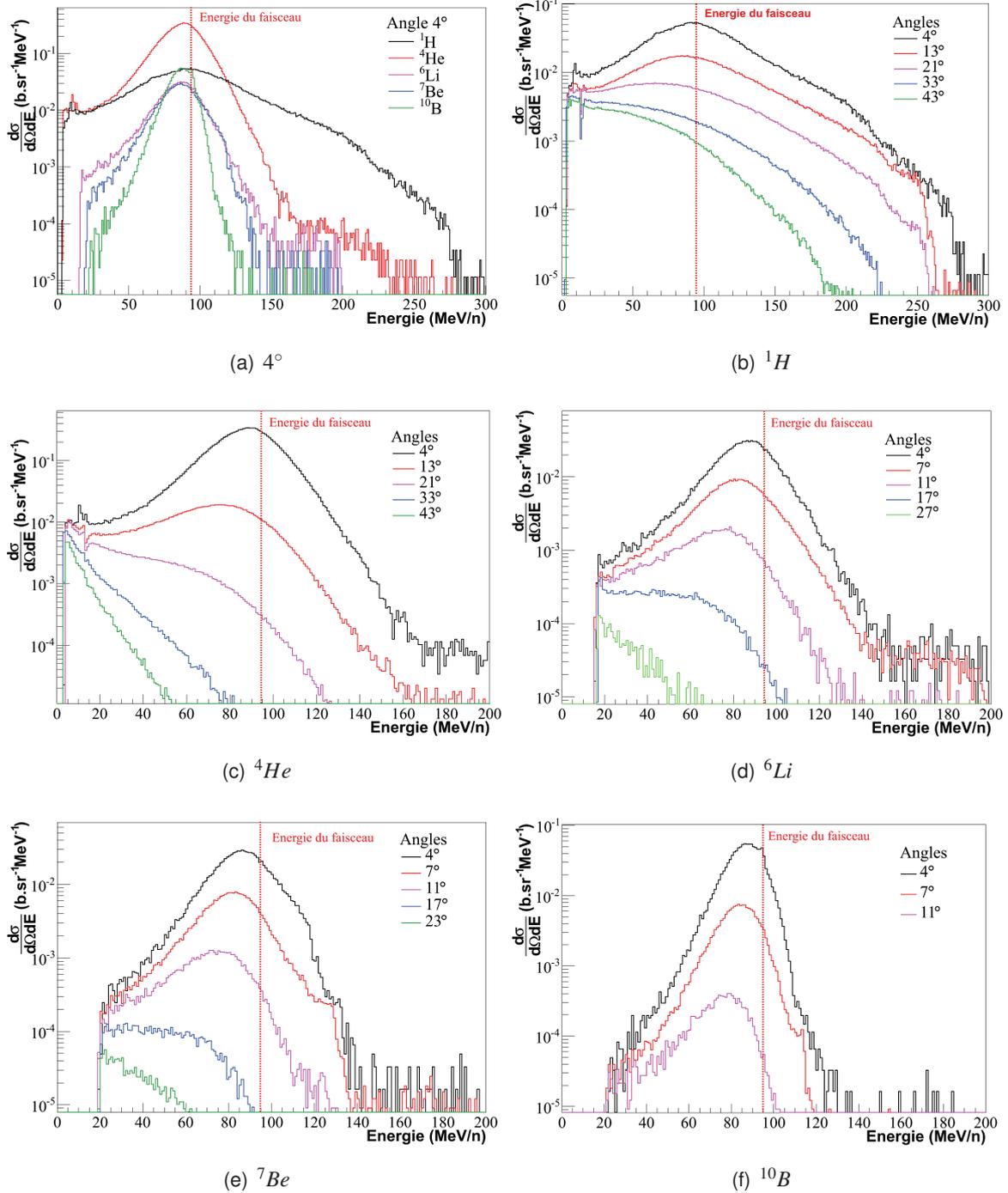


FIGURE 2.27: Distributions en énergie pour un isotope de chaque charge à différents angles (b-f). Comparaison des distributions pour chacun d'eux à 4° (a).

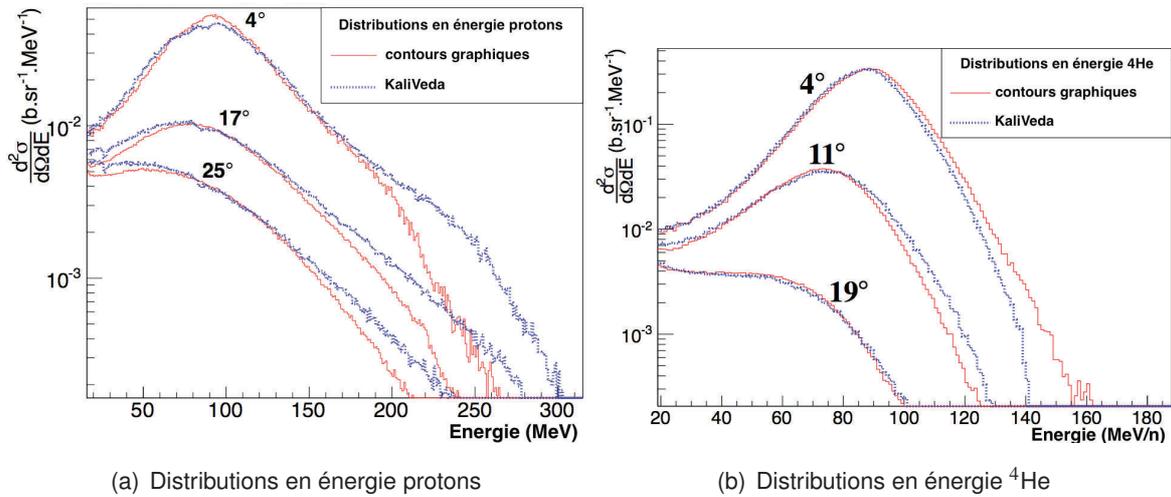


FIGURE 2.28: Comparaison des distributions en énergies obtenues par les deux méthodes d'analyse pour les protons (à gauche) et les ^4He (à droite) [Dud13a].

2.3 Conclusion

L'analyse des données de l'expérience E600 a permis d'accéder aux distributions angulaires entre 4° et 56° et aux spectres en énergie des fragments chargés produits lors de la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ avec une énergie de faisceau de 94,6 MeV/n. Une sélection en charge mais aussi en masse, à l'aide de contours graphiques, a été possible grâce aux cartes d'identification ΔE -E. Les distributions angulaires obtenues sont dominées par les fragments légers ($Z < 3$), et plus particulièrement par les α pour les faibles angles, ce qui est en accord avec la structure en cluster 3α du ^{12}C . Ces résultats sont en accord avec l'expérience E566 utilisant des cibles épaisses [Bra10] ainsi qu'une expérience effectuée avec des énergies de faisceau plus faibles [DN12]. En ce qui concerne les distributions en énergie, elles sont dominées par un pic proche de l'énergie du faisceau pour les faibles angles. Lorsque l'angle d'émission croît, l'amplitude de ce pic ainsi que sa position moyenne décroissent. Cela indique que les particules émises résultent principalement de la fragmentation du projectile lors des réactions nucléaires.

Les résultats obtenus pour certains isotopes doivent être cependant nuancés. En effet, certaines particules détectées peuvent fragmenter dans le scintillateur du télescope ce qui entraîne une pollution des cartes ΔE -E pour les ^6He et ^7Li . Cet effet est d'autant plus important pour les ^6He où le taux de production de cet isotope est faible. De plus, étant donné la structure en cluster 3α du carbone, il est possible de détecter deux particules simultanément. D'autres empilements sont observés (α +proton par exemple) mais de probabilité plus faible. Ces événements

empilés, identifiables sur les cartes d'identification du scintillateur (composantes lente–rapide), entraînent une pollution des ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}$. Ces pollutions ont soit été supprimées, soit été prises en compte dans les erreurs systématiques.

Les résultats obtenus vont pouvoir apporter une contrainte aux modèles nucléaires actuels sur la production des fragments. Des comparaisons basées sur le code Monte Carlo GEANT4 seront menées dans le dernier chapitre. Nous pourrions tester différents modèles physiques afin de les comparer aux résultats expérimentaux. Nous pourrions ainsi valider ou invalider certains modèles nucléaires dans la gamme en énergie de l'expérience E600.

Étude de l'expérience FIRST

Sommaire

3.1	Dispositif expérimental	76
3.1.1	La région d'interaction	79
3.1.1.1	Le détecteur "start"	79
3.1.1.2	Le moniteur faisceau	81
3.1.1.3	Le détecteur de vertex	81
3.1.1.4	Le détecteur de fragments légers KENTROS	83
3.1.2	La région de détection éloignée	85
3.1.2.1	Le dipôle magnétique ALADiN	85
3.1.2.2	La chambre à ionisation TP-MUSIC IV	85
3.1.2.3	Le mur temps de vol	86
3.1.2.4	Le détecteur de neutrons	87
3.1.2.5	Le détecteur veto	88
3.1.3	Système d'acquisition de données	88
3.2	Code de reconstruction des données	89
3.2.1	Simulation Monte Carlo du dispositif expérimental	89
3.2.2	Reconstructions locales dans la région d'interaction	90
3.2.2.1	Moniteur faisceau	91
3.2.2.2	Calorimètre KENTROS	91
3.2.2.3	Détecteur de vertex	91
	a. Reconstruction des clusters	92
	b. Reconstruction des traces	92
	c. Reconstruction des vertex	99
3.2.3	Reconstructions locales dans la région de détection éloignée	104
3.2.3.1	Mur temps de vol	104
	a. Détermination de la position du hit	105

b. Détermination du temps de vol	105
c. Identification en charge	106
3.2.3.2 Détecteur de neutrons LAND	107
3.2.4 Reconstruction globale des évènements	107
3.2.4.1 Reconstruction globale avec le mur temps de vol	108
a. Procédure de reconstruction	110
b. Corrections apportées	113
c. Difficultés rencontrées	114
3.2.4.2 Reconstruction globale KENTROS	115
3.3 Résultats préliminaires	115
3.3.1 Estimation de l'efficacité de reconstruction	115
3.3.2 Distributions en masse	118
3.3.3 Calcul des sections efficaces et erreurs associées	124
3.3.4 Distributions angulaires	125
3.3.5 Distributions en énergie	129
3.3.6 Erreurs systématiques	132
3.3.7 Limites des corrections apportées	135
3.4 Conclusion	136

L'expérience FIRST (Fragmentation of Ions Relevant for Space and Therapy) a été conçue pour la mesure de sections efficaces de fragmentation d'ions à différents angles et pour des énergies entre 100 et 1000 MeV/n. L'objectif, similaire à l'expérience E600, est d'améliorer nos connaissances sur les processus de fragmentation afin d'améliorer les simulations utilisées pour le traitement contre le cancer. La prise de données a eu lieu l'été 2011 auprès de l'accélérateur SIS-18¹ du GSI à Darmstadt délivrant un faisceau de ^{12}C à 400 MeV/n qui traverse une cible de carbone (graphite) de 8 mm d'épaisseur à une intensité de $10^3 - 10^4$ particules par seconde.

3.1 Dispositif expérimental

Cette expérience a pour objectif d'obtenir des sections efficaces différentielles en énergie lors de la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ avec un faisceau à 400 MeV/n. Le dispositif expérimental est composé, selon la direction du faisceau :

1. SchwerIonenSynchrotron

Tableau 3.1: Résumé des fonctions de chacun des détecteurs.

Région	Nom	Type	Informations fournies	Angles	Trigger
Région d'interaction	détecteur start	scintillateur	départ du temps de vol		oui
	moniteur faisceau	chambre à dérive	direction du faisceau et point d'impact sur la cible		non
	détecteur de vertex	CMOS	trajectoire des fragments	0-40°	non
	KENTROS	scintillateur	temps de vol, ΔE et position finale	5-40°	oui
Région de détection éloignée	TP-MUSIC IV	TPC	ΔE , position spatiale des particules	0-5°	non
	mur temps de vol	scintillateur	temps de vol, ΔE et position spatiale des particules	0-5°	oui
	détecteur Veto	scintillateur	veto sur le trigger, temps de vol et ΔE	0-1°	oui
	LAND	scintillateur	détection de neutrons, temps de vol, ΔE et position spatiale	0-10°	oui

- d'un scintillateur "start" permettant le déclenchement de l'acquisition ("trigger") et du temps de vol ;
- d'un moniteur faisceau (chambre à dérive) pour reconstruire les trajectoires des ions carbone du faisceau et récupérer les coordonnées du point d'impact sur la cible ;
- d'un détecteur de vertex² pour reconstruire notamment les trajectoires des particules issues d'une fragmentation et les vertex associés ;
- d'un calorimètre (KENTROS) pour l'identification en charge, énergie et temps de vol aux grands angles ($> 5^\circ$) ;
- d'un dipôle magnétique (ALADIN) pour dévier les différentes particules aux petits angles ($< 5^\circ$) ;
- d'une chambre à projection temporelle (TP-MUSIC IV) pour l'identification en charge ainsi que la trajectoire des particules avec la même acceptance angulaire que ALADIN ;
- d'un mur temps de vol permettant la mesure du temps de vol ainsi que l'identification en charge ;
- d'un détecteur "veto" permettant aussi la mesure du temps de vol et fournissant une information en énergie pour les particules passant à travers le trou du mur temps de vol ;
- d'un détecteur de neutrons fournissant une information en temps de vol et en énergie (LAND).

Le Tab. 3.1 résume les fonctions des différents détecteurs. Tous ces éléments sont répartis en deux blocs : **la région d'interaction** autour de la cible qui s'étend sur à peine plus d'un mètre comprenant les quatre premiers éléments ci-dessus de part et d'autre de la cible et **la région de détection "éloignée"** qui s'étend jusqu'à six mètres de distance. La Fig. 3.1 présente une description schématique du dispositif au complet.

2. Point de rencontre d'au moins deux traces.

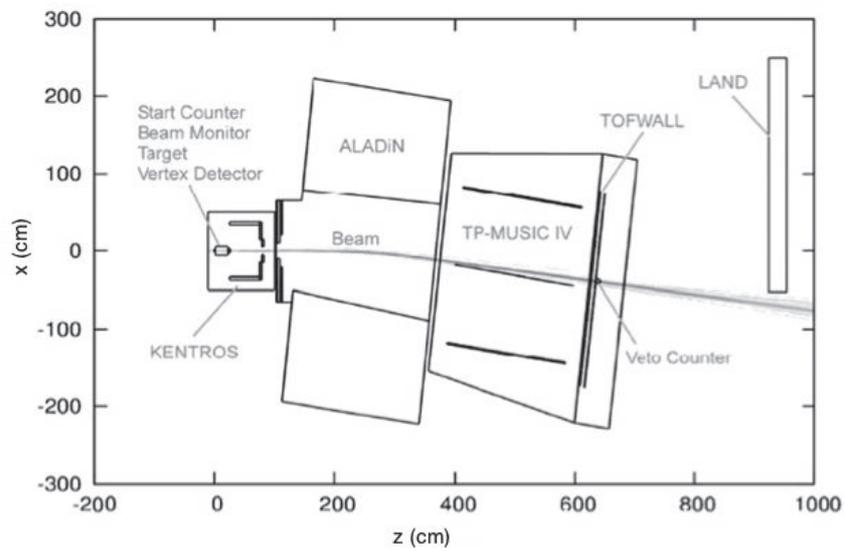


FIGURE 3.1: Vue de dessus du dispositif expérimental ainsi que de la trajectoire des ions carbone non fragmentés du faisceau [Ple12].

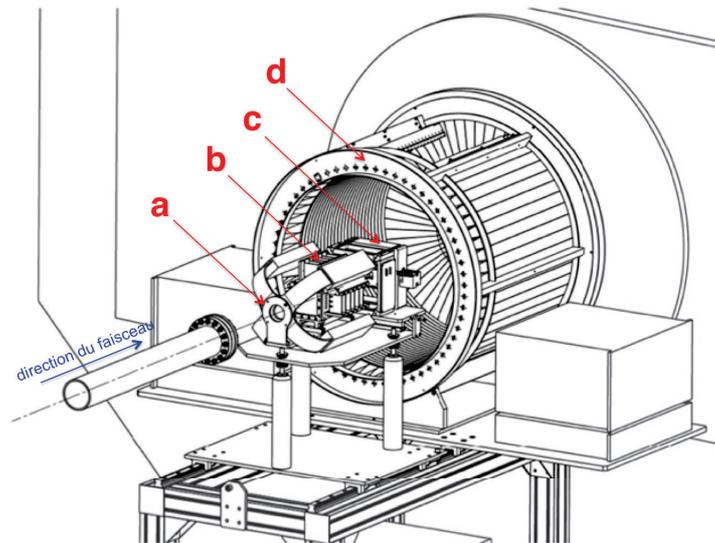


FIGURE 3.2: Représentation de la région d'interaction comprenant le détecteur start (a), le moniteur faisceau (b), le détecteur de vertex (c) ainsi que la calorimètre KENTROS (d) [Ple12].

3.1.1 La région d'interaction

La Fig. 3.2 décrit schématiquement la région d'interaction autour de la cible. Les deux photographies de la Fig. 3.3 nous montrent la disposition finale utilisée lors de la prise de données. Cette région ne représente que le premier mètre du parcours des ions dans le dispositif expérimental, selon l'axe z du faisceau. Les différents éléments composant cette région seront décrits ci-dessous.

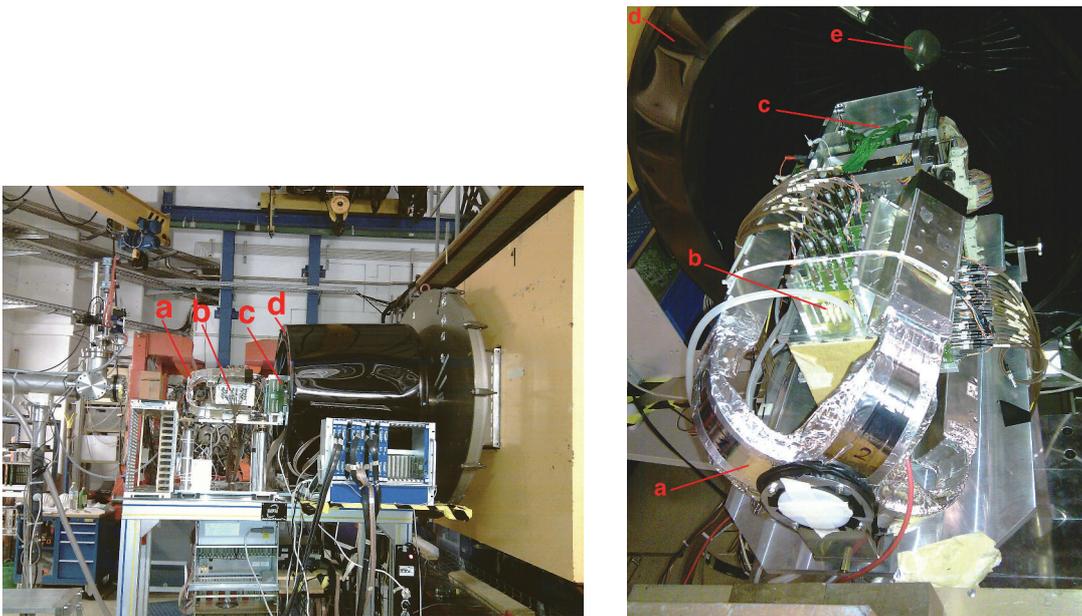


FIGURE 3.3: Photographies de la disposition des détecteurs de la région d'interaction. La légende reprend la notation de la Fig. 3.2. Le trou où passent les particules émises à faible angle se dirigeant vers la région de détection éloignée est pointé par (e).

3.1.1.1 Le détecteur "start"

Le détecteur "start" consiste en un scintillateur circulaire fin situé sur la trajectoire du faisceau, 60 cm avant la cible. Son rôle est de produire une mesure en temps lorsqu'un ion carbone du faisceau le traverse afin de générer un signal servant au déclenchement général ("trigger"). Le cahier des charges de l'expérience impose d'obtenir une mesure du temps de vol des fragments générés avec une précision ≤ 1 ns et de se limiter à 10% d'erreur sur l'identification en masse des particules [Ple12]. Il est ainsi nécessaire que la résolution en temps du scintillateur soit inférieure à 250 ps (σ). De plus, étant donnée la proximité du calorimètre KENTROS avec

le détecteur start (moins de 80 cm pour la partie la plus proche), le temps de vol mesuré dans ce dernier ne sera que de l'ordre de quelques nanosecondes, d'où l'importance d'avoir une bonne résolution en temps pour le détecteur start. Enfin, ce dernier doit être très fin afin d'éviter la fragmentation du faisceau en son sein. Deux photographies du détecteur sont disponibles sur la Fig. 3.4 où nous pouvons observer un trou central abritant le scintillateur de type EJ228, ayant pour caractéristiques un temps de montée très rapide de 500 ps et un temps de décroissance de 1,4 ns. Dans l'optique d'éviter la fragmentation dans le détecteur, son épaisseur est de 150 μm et son diamètre de 52 mm. La lumière de scintillation est collectée par 160 fibres optiques de 1 mm de diamètre disposées en couronne tout autour, ces dernières étant reliées à des photomultiplicateurs rapides Hamamatsu H10721-210 ayant une efficacité quantique de 40% et une résolution en temps de $250 \text{ ps}/\sqrt{N_{ph.el.}}$. Le détecteur start a été testé auparavant au LNS

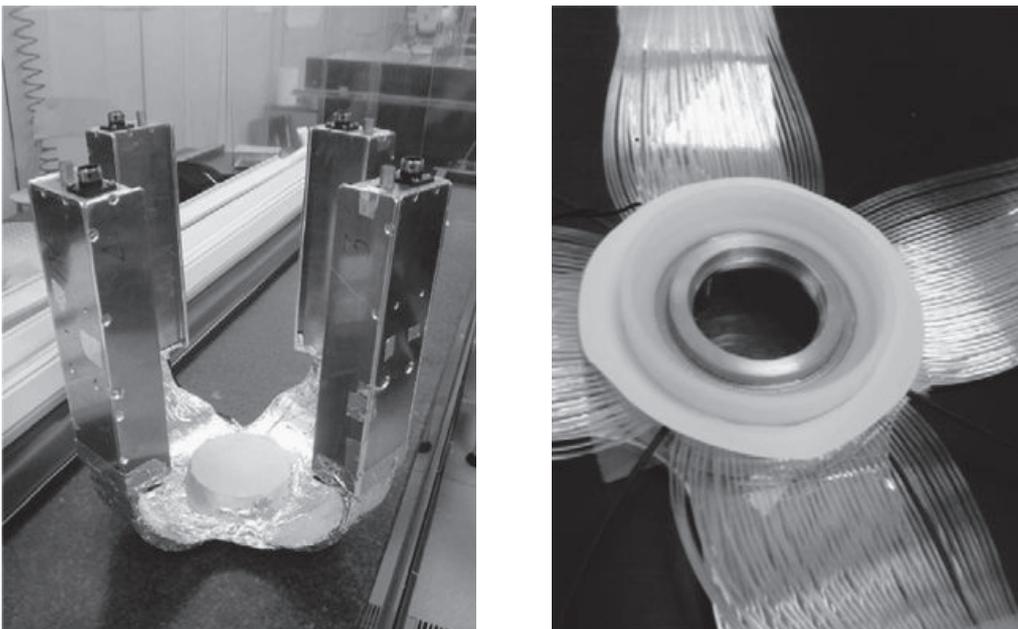


FIGURE 3.4: Photographies du scintillateur en position centrale ainsi que des fibres optiques collectant la lumière [Ple12].

(Laboratori Nazionali del Sud) à Catane avec un faisceau de 80 MeV/n de carbone ainsi que de proton. Ces deux ions correspondent aux particules extrêmes en ce qui concerne la masse et le dépôt d'énergie pour l'expérience FIRST. Les résultats obtenus ont permis de valider son utilisation pour l'expérience [Ple12].

3.1.1.2 Le moniteur faisceau

Le contrôle du faisceau s'effectue à l'aide d'une chambre à dérives permettant d'obtenir deux profils orthogonaux du faisceau grâce à un total de 36 fils de détection (Fig. 3.5). C'est un détecteur gazeux (80% argon, 20% CO₂) avec un point de fonctionnement optimal de 1,7-1,8 kV, ayant un volume actif de 2,4x2,4x14 cm³. Il est centré sur le faisceau et son rôle est de reconstruire la trajectoire des ions carbone du faisceau incident avec une résolution de $\sim 100 \mu\text{m}$ (en x et en y) sur le point d'impact au niveau de la cible. Ce détecteur permettra de donner le point d'entrée des ions carbone avant la cible pour le détecteur de vertex et, le cas échéant, de séparer des événements empilés dans ce dernier. De plus, il est nécessaire que le couplage entre une trace reconstruite par le moniteur faisceau et une reconstruite par le détecteur de vertex corresponde bien au même carbone. À l'instar du détecteur start, la chambre à dérives a été testée au LNS avec les mêmes faisceaux de carbone et de proton à 80 MeV/n. Les résultats obtenus (efficacité > 99% et résolution spatiale intrinsèque de $80 \mu\text{m}$) sont en adéquation avec les critères établis pour son utilisation dans l'expérience FIRST [Ple12].

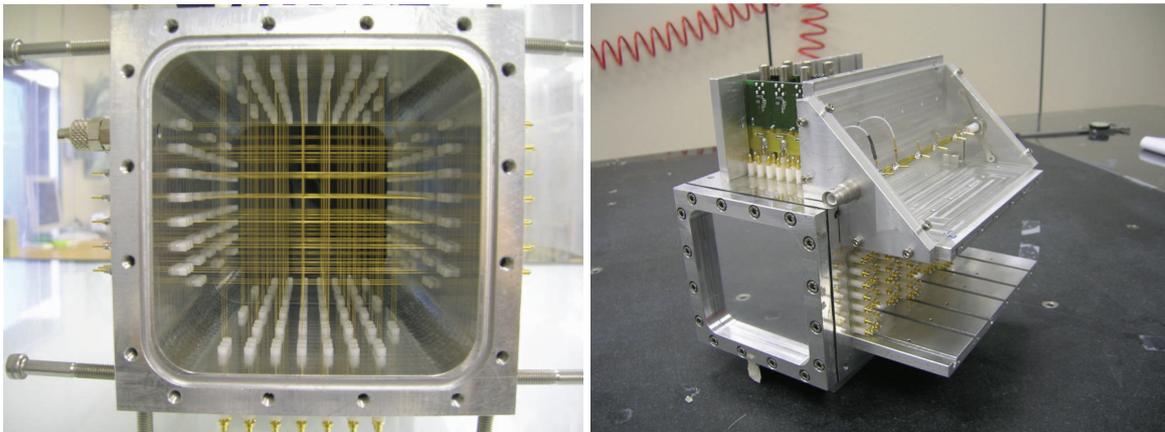


FIGURE 3.5: Vues intérieure (à gauche) et extérieure (à droite) de la chambre à dérives présentant la disposition des 36 fils de détection [FIR10].

3.1.1.3 Le détecteur de vertex

Le détecteur de vertex tient un rôle clé dans l'expérience FIRST. Son objectif principal est de reconstruire les traces des particules le traversant avec différentes contraintes. La première contrainte est l'acceptance angulaire du détecteur car il doit reconstruire non seulement les traces des particules émises vers l'avant (donc vers la région de détection éloignée) mais aussi

celles émises à des angles atteignant 40° qui seront détectées par le calorimètre KENTROS. Il doit aussi avoir une bonne résolution spatiale afin de pouvoir séparer les différentes particules et doit être capable de détecter aussi bien des protons de très faible énergie que les ions carbone du faisceau à 400 MeV/n. Le choix s'est porté sur l'utilisation de capteurs CMOS de type

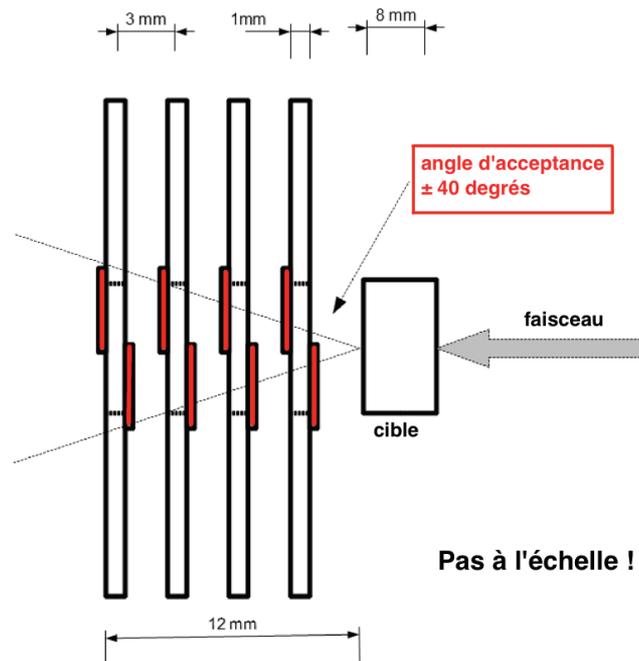


FIGURE 3.6: Schéma du détecteur de vertex présentant les quatre plans comprenant chacun deux CMOS disposés sur chacune des faces [Ple12].

MIMOSA26 [PIC] [Dep03]. Chaque capteur CMOS a une surface active de $10,6 \times 21,2 \text{ mm}^2$ divisée en 1152 colonnes et 576 lignes de pixels. La taille des pavés de lecture ("pitch") est de $18,4 \mu\text{m}$ et le temps de lecture de chaque matrice ("frame") est de $115,2 \mu\text{s}$. La lecture s'effectue de manière continue, ligne par ligne, frame après frame, sans interruption. L'information issue des pixels est binaire (pixel allumé si un certain seuil est dépassé). Les capteurs CMOS sont équipés d'un mode de suppression de zéro afin de réduire le flux d'informations. Ce trajectographe est ainsi composé de quatre plans de capteurs CMOS disposés selon le schéma de la Fig. 3.6, chacun comportant deux capteurs CMOS disposés sur chaque face avec une étroite zone de recouvrement de $\sim 100 \mu\text{m}$ (Fig. 3.7). Cette disposition nous donne une surface active de $\sim 2 \times 2 \text{ cm}^2$ par plan. Le capteur CMOS le plus proche de la cible n'est distant que de 7 mm du centre de la cible et le plus éloigné de 17 mm ce qui permet une acceptation angulaire de $\pm 40^\circ$.

L'épaisseur très fine des capteurs CMOS ($50\ \mu\text{m}$) permet de limiter non seulement les risques de fragmentation secondaire ce qui aurait systématiquement entraîné une sur-estimation des sections efficaces de fragmentation, mais aussi les effets de diffusion. Étant donné que ces

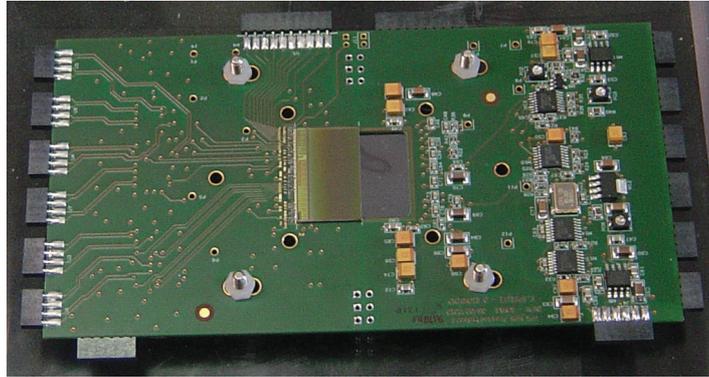


FIGURE 3.7: Photographie d'un des quatre plans comprenant deux capteurs CMOS au centre disposés sur chaque face du circuit imprimé avec une étroite zone de recouvrement [Spi13].

capteurs de type MIMOSA26 allaient être utilisés, pour la première fois, pour la détection de particules fortement ionisantes, des tests sous faisceau ont eu lieu au préalable au LNS avec un faisceau de carbone à différentes énergies entre $3\ \text{MeV/n}$ et $53\ \text{MeV/n}$ [Spi11]; des tests plus récents ont été effectués avec un faisceau de carbone de $80\ \text{MeV/n}$ [Spi13]. Les résultats indiquent que le détecteur de vertex est capable de séparer les doubles traces dans 99% des cas pour les fragments; les simulations montrent que les clusters (amas de pixels) des traces doubles n'ont une distance inférieure à $100\ \mu\text{m}$ que dans 0,3% des cas.

3.1.1.4 Le détecteur de fragments légers KENTROS

Le détecteur KENTROS (Kinetic ENergy and Time Resolution Optimized on Scintillator) a pour objectif la mesure de l'énergie cinétique et du temps de vol des fragments légers émis à un angle supérieur à 5° . Sa réponse a été optimisée pour la détection de protons ayant une faible énergie et il a été optimisé pour obtenir une erreur relative inférieure à 15% pour les protons ayant une énergie cinétique s'étendant jusqu'à $100\ \text{MeV}$ (ce qui correspond à une résolution en temps de $250\ \text{ps}$). Il est composé de scintillateurs organiques (polyvinyltoluène) et de fibres scintillantes de $1\ \text{mm}$ de diamètre. Les scintillateurs sont de type EJ-200 avec des composantes en temps très rapides ($0,9\ \text{ns}$ en temps de montée, $2,1\ \text{ns}$ pour la décroissance); le rendement lumineux est de $10^4\ \text{photons/MeV}$, la longueur d'onde du maximum d'émission est de $425\ \text{nm}$ et la longueur d'atténuation est de $4\ \text{m}$. Les fibres scintillantes sont de type BCF-10, produites

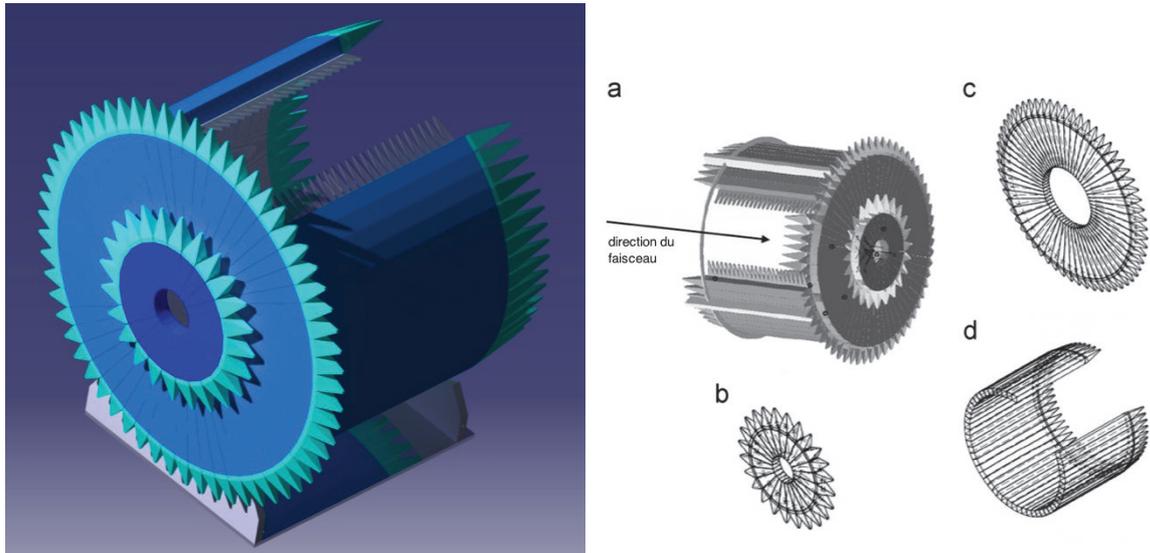


FIGURE 3.8: Représentation 3D du détecteur KENTROS (à gauche) et de ses différentes régions (à droite) [Ple12].

par Bicron. La lumière de scintillation provenant des scintillateurs organiques est transférée à des photomultiplicateurs silicium (SiPM) à l'aide de guides de lumière en plexiglass. Ces photomultiplicateurs silicium, produits par AdvanSiD, ont une surface active de $4 \times 4 \text{ mm}^2$. Leurs signaux sont amplifiés et mis en forme par un système électronique avant d'être envoyés dans les TDC³ et ADC. Le détecteur, de forme cylindrique, est composé de trois parties illustrées sur la Fig. 3.8 :

- une petite partie circulaire composée de 24 scintillateurs trapézoïdaux de 3,5 cm d'épaisseur pour la détection des particules émises entre 5° et 15° (item "b" sur la Fig. 3.8) ;
- une deuxième partie circulaire plus grande composée de 60 scintillateurs trapézoïdaux de 3,5 cm d'épaisseur pour la détection des particules émises entre 15° et 36° (item "c" sur la Fig. 3.8) ;
- une troisième partie cylindrique composée de 50 scintillateurs de 3,8 cm d'épaisseur, axée sur la direction du faisceau, pour la détection des particules émises entre 36° et 90° (item "d" sur la Fig. 3.8).

Il a été étudié, à l'aide de simulations, de manière à atteindre une résolution totale de 270 ps sur le temps de vol entre le détecteur start et lui-même, en prenant ainsi en compte la résolution en temps du détecteur start. Il a été testé au LNF (Laboratori Nazionali di Frascati)

3. Time-to-Digital Convertor

avec un faisceau-test d'électrons à 510 MeV ; les résultats sont en accord avec les exigences de l'expérience FIRST [Ple12].

3.1.2 La région de détection éloignée

La région de détection éloignée permet la détection de particules émises à l'avant, à un angle inférieur à 6° . L'utilisation d'un champ magnétique permet de séparer les particules en charge et en quantité de mouvement. Trois détecteurs permettent de mesurer leur charge, leur masse, leur trajectoire, leur temps de vol ainsi que les neutrons émis. Les différents éléments composant cette région seront décrits ci-après.

3.1.2.1 Le dipôle magnétique ALADiN

Le spectromètre ALADiN (A Large Acceptance Dipole magNet) [Hub91] est, comme son nom l'indique, un dipôle magnétique ayant une grande acceptance. ALADiN peut fonctionner avec un pouvoir de déflexion maximal de 2.3 Tm correspondant à un courant maximal de 2500 A. L'aimant ALADiN permet de séparer les différents fragments chargés en courbant leur trajectoire selon leur charge et quantité de mouvement.

3.1.2.2 La chambre à ionisation TP-MUSIC IV

Le détecteur TP-MUSIC IV (Time Projection Multiple Sampling Ionization Chamber) [Sfi03] permet non seulement de reconstruire les traces des particules, mais aussi de mesurer leur charge et leur quantité de mouvement, de l'hélium ($Z = 2$) à l'or ($Z = 79$) avec de hautes efficacité et résolution [Sfi09]. La lecture des deux côtés de la TPC⁴ s'effectue grâce à des chambres d'ionisation et des compteurs proportionnels. La chambre d'ionisation est remplie d'un mélange gazeux (90% d'argon, 10% de méthane), le plan cathode sépare la chambre en deux régions similaires, avec quatre compteurs proportionnels et trois plans anode de chaque côté (Fig. 3.9). Chaque plan anode se compose de huit anodes. Elles permettent, par la charge collectée, de déterminer la position longitudinale des fragments (selon l'axe z) ainsi que la position dans le plan dispersif (axe x) grâce au temps de dérive des électrons primaires depuis la trajectoire du fragment jusqu'à l'anode. Les compteurs proportionnels permettent des gains d'amplification de l'ordre de 10^3 grâce à un champ électrique élevé au voisinage de fils d'anodes. Ils fournissent

4. Time Projection Chamber

les mêmes informations que les anodes de la chambre d'ionisation. Cependant, la forte amplification des compteurs proportionnels favorise la détection des fragments les plus légers ($Z \leq 8$) tandis que pour les charges plus grandes, ils saturent ; la détection est donc assurée par les plans anodes des chambres d'ionisation dans ce cas. Afin de gérer la grande dynamique du détecteur MUSIC-IV ainsi que les événements de grande multiplicité, des Flash-ADC numérisent les signaux provenant des préamplificateurs avec un taux d'échantillonnage de 40 MHz et une profondeur de 14 bits.

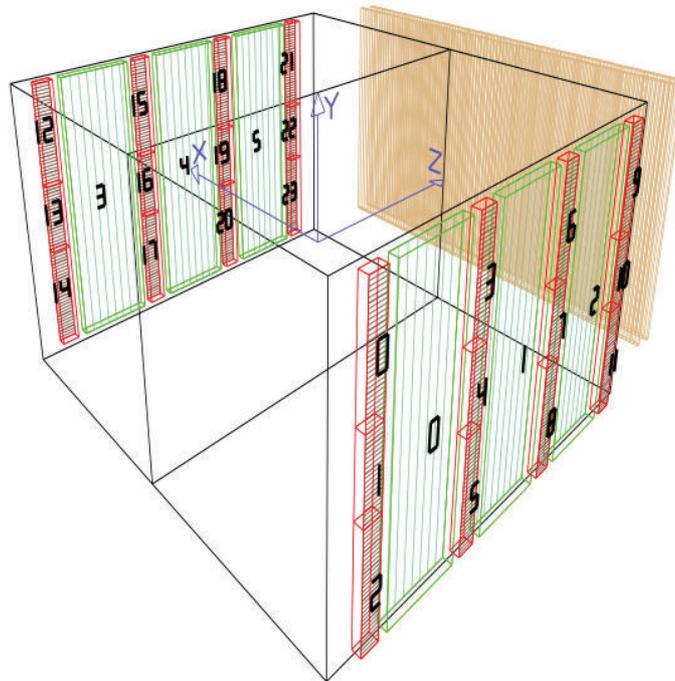


FIGURE 3.9: Schéma du détecteur MUSIC présentant le plan cathode à la verticale au centre, les trois plans anode en vert sur chaque côté ainsi que les quatre compteurs proportionnels en rouge. En arrière-plan est représenté le mur temps de vol [Kez05].

3.1.2.3 Le mur temps de vol

Le mur temps de vol [Sch96] permet, comme son nom l'indique, de mesurer le temps de vol des particules sortant de MUSIC (avec un angle initial d'émission inférieur à $6,5^\circ$). Il est situé à 6,5 m de la cible et est constitué de deux murs distants l'un de l'autre de 7,8 cm (Fig. 3.10), ceux-ci étant disposés dans une chambre remplie d'azote. Chaque mur est composé de 96 scintillateurs plastique de type BC-408 regroupés en 12 modules de 8 scintillateurs couverts

d'une feuille d'aluminium. La lumière de scintillation est récupérée par deux photomultiplicateurs de type R3478 placés aux deux extrémités de chaque scintillateur (Fig. 3.11). Les deux murs sont décalés l'un par rapport à l'autre de 1,25 cm selon l'axe horizontal x , ce qui correspond à la demi-largeur d'un scintillateur, afin de minimiser les zones mortes de l'ensemble. Chaque scintillateur mesure 110 cm de hauteur et a une épaisseur de 1 cm. Enfin, une feuille de laiton de 0,5 mm d'épaisseur, située entre les deux murs, permet d'améliorer l'identification en charge en arrêtant les électrons δ . L'information en énergie est récupérée à l'aide de QDC rapides et l'information en temps à l'aide de TDC. En se référant à des expériences antérieures [Sch96], la résolution en temps est estimée à 170 ps pour les particules de charge $Z = 2$ et 80 ps pour les $Z = 12$, avec une séparation en charge possible jusqu'à $Z = 15$.

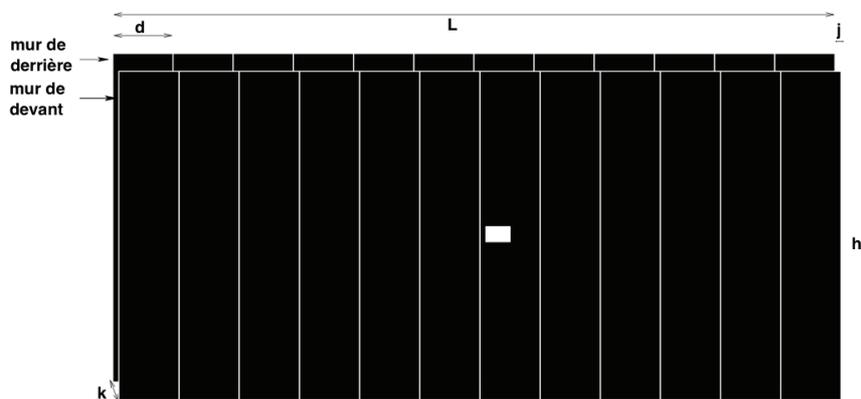


FIGURE 3.10: Schéma présentant les deux murs temps de vol [Kez05]. Le rectangle blanc correspond à un trou sur le mur de devant où passe le faisceau. La longueur L est de 240 cm et la hauteur h de 110 cm ; les deux murs sont décalés horizontalement de $j=1,25$ cm et distants de $k=7,8$ cm ; la largeur d d'un module est de 20 cm.

3.1.2.4 Le détecteur de neutrons

Le détecteur LAND (Large Area Neutron Detector) permet la détection des neutrons. C'est un mur de 2 m de largeur, de 2 m de hauteur et de 1 m de profondeur constitué de 200 barreaux de 10 cm de largeur et de 10 cm d'épaisseur. Chaque barreau est une succession de couches de convertisseur-scintillateur plastique (5 mm de fer - 5 mm de plastique). Deux photomultiplicateurs sont placés de chaque côté (haut et bas pour les tranches verticales, gauche et droite pour les tranches horizontales du barreau). Les neutrons sont détectés grâce à la production de

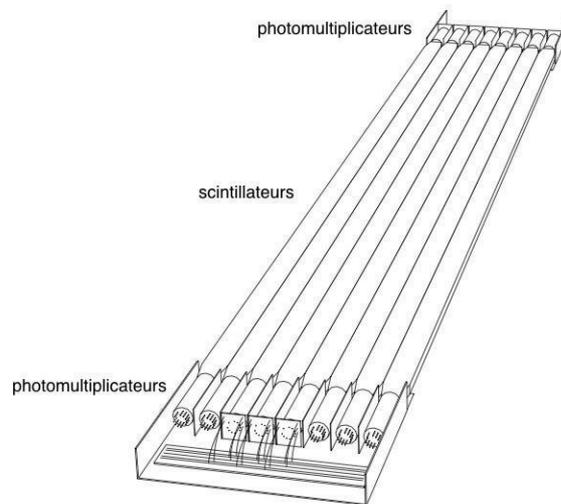


FIGURE 3.11: Schéma d'un des 24 modules utilisés, composé de huit scintillateurs possédant deux photomultiplicateurs chacun disposés à chaque extrémité [Kez05].

particules chargées dans les convertisseurs en fer, lors de réactions nucléaires, qui sont ensuite détectées dans les scintillateurs. Plus d'informations sont disponibles dans la référence [Bla92].

3.1.2.5 Le détecteur veto

Le détecteur veto est placé derrière le mur temps de vol sur la trajectoire des ions carbone du faisceau qui n'ont pas interagi. Il est constitué de deux scintillateurs ($6 \times 6 \times 3 \text{ cm}^3$ et $4 \times 4 \times 6 \text{ cm}^3$) de type BC-404. Les signaux, en sortie des photomultiplicateurs, sont lus par les mêmes types d'ADC et de TDC que KENTROS. Il permet de contrôler le nombre de fragments émis dans la même ouverture angulaire que les ions carbone n'ayant pas interagi ; il permet aussi de repérer les événements qui ne sont constitués que de ces derniers.

3.1.3 Système d'acquisition de données

Le système d'acquisition de données utilisé est le "Multi Branch System" (MBS) développé au GSI à Darmstadt [Ess00]. Son rôle est d'instaurer des mappages mémoire afin d'accéder aux différents modules d'acquisition et de s'occuper de la synchronisation du déclenchement (trigger) entre les multiples sous-systèmes. De plus, il gère le transport et l'association des données des sous-systèmes dans des événements complets. Des applications client-serveur permettent le contrôle de l'acquisition des données par un contrôle à distance des paramètres des détec-

teurs et par un monitoring en ligne de ces données. Le système MBS peut gérer les différents bus informatiques standards utilisés par les différents détecteurs : FASTBUS, CAMAC et VME. Le taux d'acquisition est de quelques centaines de Hz ; cette valeur correspond au temps de dérive dans MUSIC, au temps de conversion dans les modules de numérisation et au temps de transfert des données entre les modules de digitalisation et les contrôleurs bus de lecture ainsi que le constructeur d'évènement. Il est nécessaire que le système de trigger sélectionne efficacement les évènements de fragmentation afin de minimiser le flux de données. Le trigger final nécessite la coïncidence entre le détecteur start et les autres détecteurs (KENTROS, LAND, mur temps de vol et détecteur veto). La coïncidence entre les détecteurs start et veto permet de rejeter les ions carbone du faisceau n'ayant pas interagi avec la cible. Plus d'informations sont disponibles dans la référence [Ple12].

3.2 Code de reconstruction des données

L'architecture du code développé et utilisé pour cette expérience s'articule autour de deux grandes parties : la partie simulation utilisant le code Monte Carlo FLUKA⁵ [FLU] choisi par la collaboration FIRST et la partie reconstruction basée sur l'outil d'analyse ROOT [ROO]. La partie reconstruction comporte une composante locale pour chaque détecteur ainsi qu'une composante globale pour la reconstruction finale des évènements à travers l'ensemble du dispositif expérimental. Dans un premier temps, l'architecture du code de reconstruction pour chaque détecteur sera décrite succinctement ci-dessous ainsi que les performances du détecteur de vertex sur lequel s'est portée la première partie de mon travail. Dans un deuxième temps, la procédure utilisée pour la reconstruction globale des évènements sera détaillée, représentant la deuxième partie de mon travail dans l'expérience FIRST.

3.2.1 Simulation Monte Carlo du dispositif expérimental

L'ensemble du dispositif expérimental ainsi que le transport et les interactions des particules ont été simulés à l'aide du code Monte Carlo FLUKA. Il a été montré que FLUKA décrit de manière raisonnable les interactions nucléaires aux énergies qui nous concernent [Bö10] [Som06]. Nous pouvons ainsi produire des fichiers de données simulées comprenant les réponses de tous les détecteurs lorsqu'ils sont traversés par une particule. De plus, ces fichiers peuvent être lus et analysés avec les mêmes outils que ceux utilisés pour les fichiers expérimentaux ; ceci

5. FLUktuierende KAskade

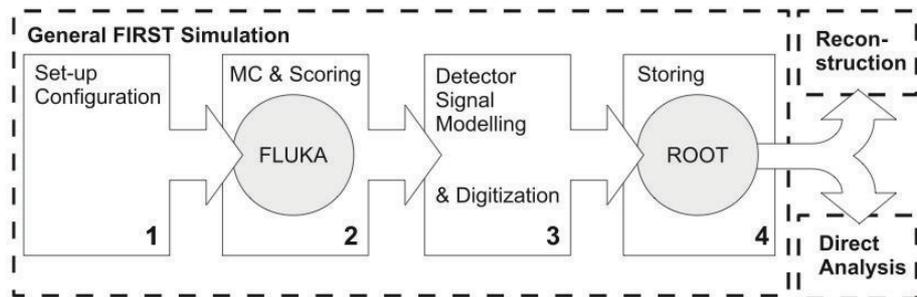


FIGURE 3.12: Implémentation de la simulation [Ple12].

permet de tester toutes les modifications apportées aux outils d'analyse et simplifie l'estimation des efficacités de reconstruction et des erreurs systématiques. L'implémentation de la simulation se fait en plusieurs parties (Fig. 3.12) :

- description du dispositif expérimental avec toutes les caractéristiques des détecteurs, du champ magnétique et du faisceau ;
- transport et interactions des ions du faisceau dans la cible à l'aide de FLUKA ;
- modélisation de la réponse des différents détecteurs touchés ;
- stockage des informations simulées (hits dans les détecteurs etc.) pouvant servir à l'analyse de reconstruction.

La géométrie des détecteurs ainsi que leurs éléments constituants ont été intégrés avec précision dans la simulation afin d'obtenir des données simulées qui peuvent être comparées aux données expérimentales. La simulation permet de reproduire différents paramètres comme les dépôts d'énergie ou les trajectoires afin de produire une réponse numérique pour chaque détecteur. Grâce à cela, les signaux sont reproduits à l'aide de modèles prenant en compte par exemple les effets de quenching ou l'atténuation de la lumière de scintillation émise mais aussi les efficacités de détection ainsi que les résolutions. L'objectif final est de reproduire au mieux les interactions au niveau du dispositif expérimental, que ce soit quantitativement ou qualitativement, afin d'évaluer les acceptances et les erreurs systématiques pour l'analyse des données expérimentales.

3.2.2 Reconstructions locales dans la région d'interaction

Au niveau de la région d'interaction qui est dans le voisinage proche de la cible, la reconstruction des événements (traces dans la chambre à dérive, traces dans le vertex, hits dans

KENTROS etc.) s'effectue en grande partie de manière indépendante pour chacun des détecteurs concernés avec parfois un partage d'informations pour pouvoir contraindre la reconstruction locale d'un détecteur. Pour chacun d'eux, les différentes étapes de la reconstruction d'un évènement sont divisées en "actions" qui, comme leur nom l'indique, effectuent une tâche précise. Une fois la tâche accomplie, des objets sont créés afin de stocker le résultat de l'action. Enfin, ces différents objets seront utilisés pour la reconstruction globale faisant la liaison entre les différents détecteurs. Les algorithmes de reconstruction du détecteur de vertex ainsi que leurs performances seront détaillés ci-après, celui-ci étant le détecteur principal sur lequel se sont portés mes travaux.

3.2.2.1 Moniteur faisceau

La reconstruction de traces dans le moniteur faisceau nécessite différentes actions au niveau du code de reconstruction. Elles consistent chronologiquement à :

- lire les données brutes en prenant en compte le signal de déclenchement général et créer des objets "hits bruts", à partir des TDC, contenant les informations primaires (mesure en temps, plan touché etc.) ;
- produire des hits finalisés utilisables par la suite en traduisant et/ou corrigeant les informations des hits bruts (coordonnées exactes dans le référentiel local, temps corrigé etc.) ;
- reconstruire les traces des particules ayant traversé la chambre à l'aide des hits finalisés et ainsi produire des objets "traces" comprenant des informations (paramétrisation de la trajectoire, les hits associés etc.) qui serviront à la reconstruction globale plus tard.

3.2.2.2 Calorimètre KENTROS

La philosophie est ici la même que pour le moniteur faisceau, à savoir :

- lire les données brutes et créer des objets "hits" stockant la charge mesurée, l'information en temps ainsi que la région d'interaction dans le détecteur ;
- créer des objets "traces" en extrapolant celles reconstruites par le détecteur de vertex.

3.2.2.3 Détecteur de vertex

En ce qui concerne le détecteur de vertex, les différentes actions ont pour objectifs de :

- lire les données brutes et décoder les différentes "frames" afin d'extraire les pixels allumés et de créer les objets "pixels" correspondants (index du capteur CMOS, numéros de ligne et de colonne y sont stockés par exemple) ;

- reconstruire les amas de pixels adjacents (clusters) correspondant au passage d'une même particule et création des objets "clusters" (contenant des informations telles que la position moyenne de ce dernier dans le capteur ainsi que la liste des pixels utilisés) ;
- reconstruire, à partir des clusters, les traces générées par les particules à l'aide de différents algorithmes de reconstruction de trajectoire et création des objets "traces" (contenant la paramétrisation de la trajectoire, les clusters associés etc.) ;
- reconstruire un vertex correspondant à la fragmentation d'un ion carbone au niveau de la cible à l'aide des traces et création d'un objet "vertex".

Les procédures utilisées pour la reconstruction des clusters, traces et vertex sont détaillées ci-dessous ainsi que leurs performances avec les données expérimentales de FIRST et les données simulées via GEANT4.

a. Reconstruction des clusters

Lorsqu'une particule ionisante traverse un des capteurs CMOS, la charge produite est collectée sur un certain nombre de pixels. L'algorithme de reconstruction a pour objectif d'identifier tous les pixels allumés par une même particule afin de créer un cluster. De manière simplifiée, un pixel allumé est ajouté à un cluster si au moins un de ses côtés est en contact avec un pixel déjà associé au cluster. Pour nos travaux, nous avons utilisé une procédure itérative basée sur des développements effectués dans le groupe IMABIO⁶. Ainsi, pour chaque pixel allumé, l'algorithme analyse les plus proches voisins et les ajoute si nécessaire au cluster. La procédure s'arrête lorsque le prochain pixel candidat est séparé par une ligne ou une colonne. Dans ce cas, un deuxième cluster est créé et la procédure recommence. Une seconde méthode ordonne les pixels allumés par ligne et par colonne et pour chaque ligne, l'algorithme cherche des hits dans les colonnes les plus proches pour chaque cluster.

Afin d'estimer l'efficacité des deux algorithmes, une simulation Monte-Carlo génère des clusters aléatoirement avec différentes formes et tailles. Les deux algorithmes ont pu reconstruire la totalité des clusters générés, quelles que soient les dimensions, le second étant 10 % plus lent que le premier à cause du tri initial des pixels [Res13]. Un exemple de distribution de clusters est illustré sur la Fig. 3.13.

b. Reconstruction des traces

6. groupe d'Imagerie Moléculaire et Anatomique pour la recherche en BIOlogie à l'IPHC (Strasbourg)

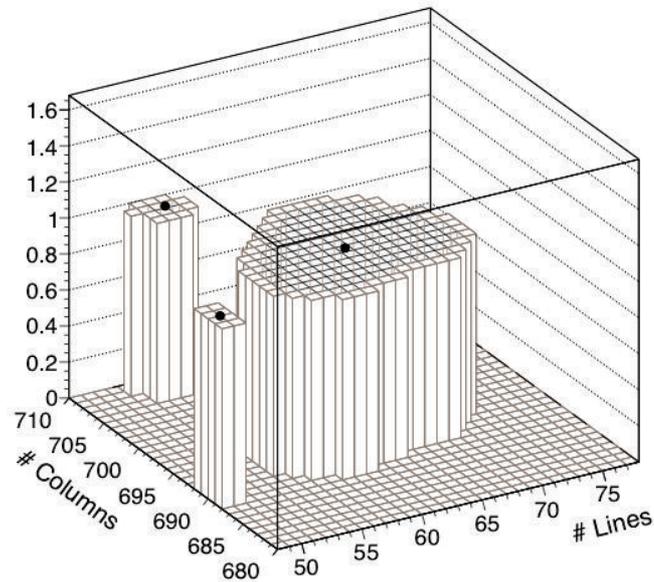


FIGURE 3.13: Exemple de distribution de clusters pour un capteur CMOS. L'algorithme reconstruit aussi bien des clusters de petite taille que des clusters contenant plus de 200 pixels. Les points noirs indiquent le centre géométrique (i.e. le barycentre) de chaque cluster reconstruit [Res13].

Afin de reconstruire la trace d'une particule incidente, l'algorithme recherche au moins trois clusters alignés dans trois plans distincts. Pour cela, nous avons implémenté trois méthodes de reconstruction différentes, les deux premières sont des procédures locales tandis que la troisième est basée sur la transformée de Hough [Dud72]. La première méthode locale, simple et rapide, nécessite l'information du moniteur faisceau concernant la trajectoire du carbone incident (Fig. 3.14). En effet, en partant d'un des clusters du capteur CMOS le plus éloigné, nous définissons une droite pointant vers la position du faisceau donnée par le moniteur au niveau du centre de la cible. Cette droite intercepte les autres capteurs CMOS le long de sa trajectoire. L'algorithme recherche dans un périmètre donné (paramètre ajustable dépendant de l'angle azimutal de la trace) la présence d'un cluster dans le plan précédant le plan le plus éloigné. Si un cluster est présent, il est associé à la trace temporaire. Les paramètres de la trace sont recalculés par un ajustement linéaire en trois dimensions puis l'algorithme extrapole cette nouvelle droite au plan précédent et ainsi de suite. La procédure s'arrête lorsque tous les clusters des derniers plans ont été testés. Les droites avec au minimum trois clusters alignés sont conser-

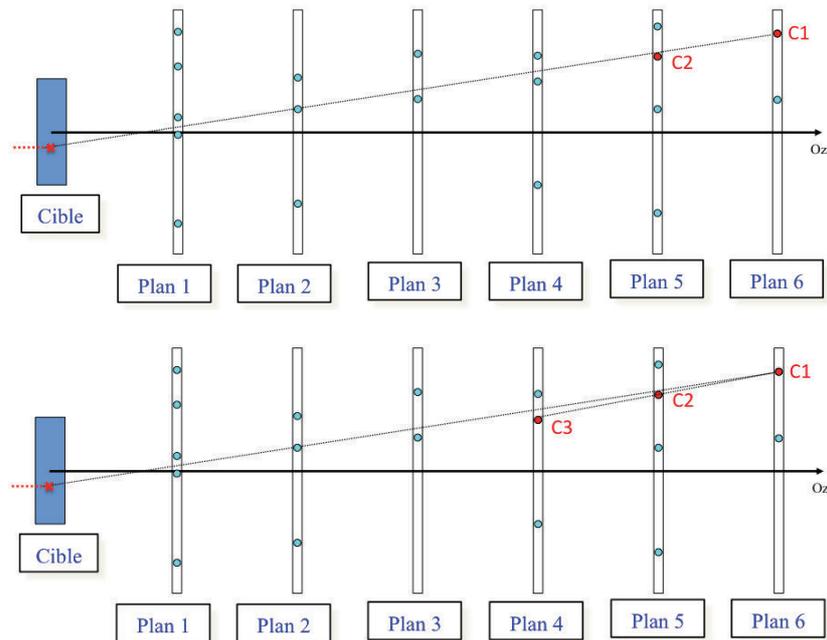


FIGURE 3.14: Illustration de la reconstruction de traces à l'aide du moniteur faisceau. La trace de l'ion carbone, provenant du faisceau, est extrapolée jusqu'au centre de la cible (croix rouge à gauche). Une "route" est tracée entre le cluster C1 du plan 6 et la croix rouge. Dans un périmètre limite prédéfini, un cluster est recherché à proximité de la route dans le plan 5 (cluster C2). Ainsi, la paramétrisation de la route est recalculée grâce au cluster C2 et un cluster est recherché dans le plan 4 (cluster C3). Le calcul des paramètres de la droite ainsi que la recherche d'un cluster sont effectués par itération jusqu'au premier plan.

vées, les autres rejetées. La seconde méthode locale part aussi des clusters des plans les plus éloignés mais effectue ici tous les combinaisons possibles avec les clusters du plan précédent. Toutes les traces temporaires ayant atteint la cible sont extrapolées vers le troisième plan et des clusters sont recherchés dans un certains périmètre autour du point d'intersection comme pour la méthode précédente et ainsi de suite jusqu'au plan le plus proche de la cible (Fig. 3.15). Pour cette méthode, il est nécessaire de supprimer de la reconstruction les clusters ne contenant qu'un seul pixel ; ces derniers sont majoritairement considérés comme du bruit et peuvent induire la reconstruction de traces fausses.

La dernière méthode est basée sur la transformée de Hough, technique utilisée pour la détection de courbes simples comme des droites, des cercles ou des ellipses dans le traitement d'images. Elle est basée sur le fait qu'une droite dans un référentiel cartésien (x, y) est

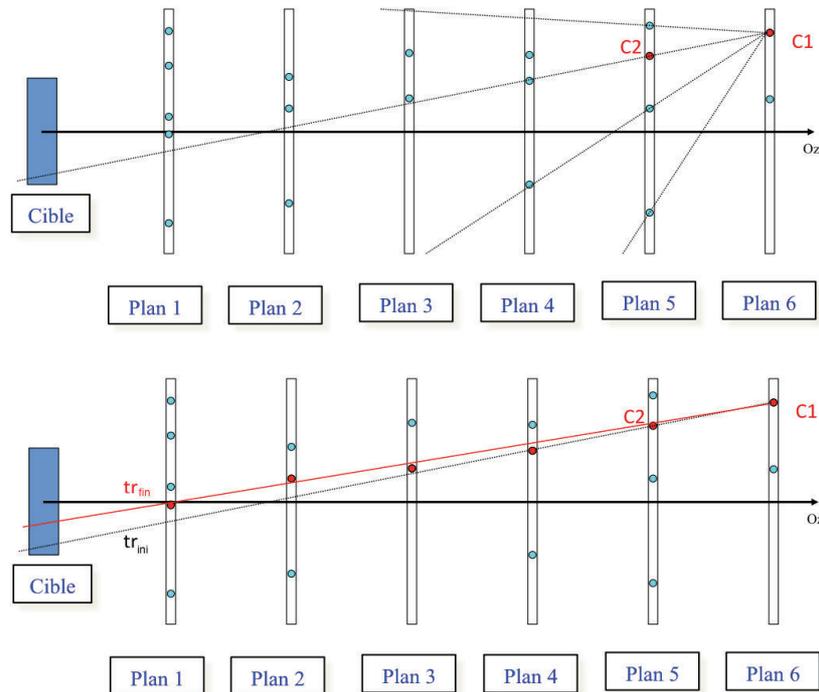


FIGURE 3.15: Illustration de la reconstruction de traces par itération sans le moniteur faisceau. Le cluster $C1$ du plan 6 est testé avec tous les clusters du plan 5. Dans le cas où une droite atteint la cible, un cluster est recherché dans le plan 4 par extrapolation de cette droite. Ainsi, la paramétrisation de la route est recalculée grâce au cluster du plan 4. Le calcul des paramètres de la droite ainsi que la recherche d'un cluster sont effectués par itération jusqu'au premier plan comme pour la méthode utilisant le moniteur faisceau.

représentée, dans le référentiel des paramètres (a, b) , par un point si la paramétrisation de la droite est $y = ax + b$. À l'inverse, une droite dans le référentiel (a, b) correspond à un point dans le référentiel (x, y) (Fig. 3.16). Ainsi, trois points alignés dans le référentiel cartésien (x, y) sont représentés par trois droites dans le référentiel des paramètres (a, b) qui se coupent en un même point d'intersection (a_i, b_i) (Fig. 3.17). Ce point d'intersection représente donc la paramétrisation de la droite passant par les trois points alignés dans le référentiel (x, y) . Nous adaptons la méthode aux clusters, ainsi, trois clusters alignés (plus précisément leur centroïde) peuvent être détectés dans l'espace des paramètres (a, b) par l'intersection des trois droites correspondantes. Pour une utilisation comme méthode de reconstruction de traces (Fig. 3.18), nous remplissons l'espace (a, b) avec toutes les droites correspondant à chacun de nos clusters dans l'espace (x, z) (transformation en 2D) puis nous recherchons dans cet espace (a, b)

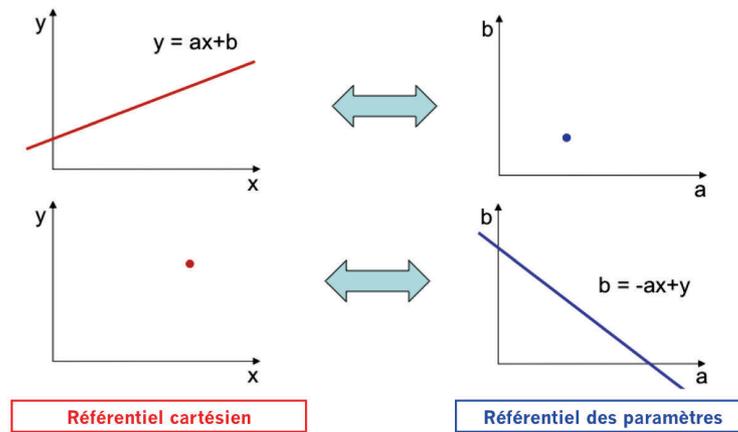


FIGURE 3.16: Illustration de la correspondance entre les deux référentiels cartésien et des paramètres pour la transformée de Hough.

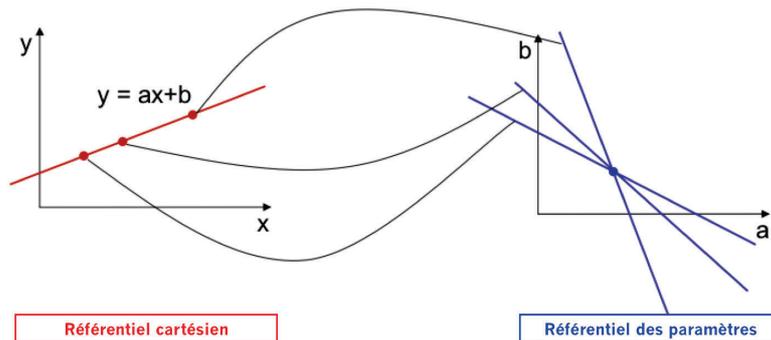


FIGURE 3.17: Trois points alignés dans le référentiel cartésien correspondent à une intersection de trois droites dans le référentiel des paramètres.

tous les points d'intersection qui concernent au minimum trois droites. Enfin, nous appliquons la même procédure dans l'espace (y, z) pour tous les clusters sélectionnés dans la première étape afin de contraindre la reconstruction et ainsi limiter le nombre de traces fausses reconstruites.

Afin de comparer les trois méthodes, les efficacités de reconstruction et les proportions de traces fausses ont été évaluées à l'aide de simulations (cf. Tab. 3.2). Dans le cadre d'un autre projet auquel participe notre groupe de recherche, le détecteur de vertex et ses fonctions de réponse ont été simulés (y compris la taille des clusters en fonction de la charge et de l'énergie). L'efficacité de reconstruction est définie comme le rapport entre le nombre de traces bien reconstruites et le nombre de traces reconstructibles, c'est-à-dire dans l'acceptance du détec-

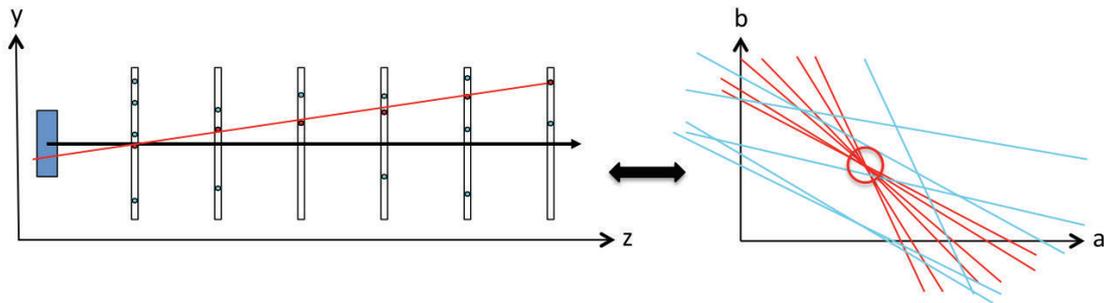


FIGURE 3.18: Exemple de l'utilisation de la transformée de Hough pour la reconstruction d'une trace à 6 clusters. Les clusters associés à la trace physique correspondent à 6 droites rouges dans le référentiel des paramètres qui se croisent en un même point. Les clusters bleus non utilisés correspondent également à des droites dans ce même référentiel mais il n'y a jamais 3 droites au minimum qui se coupent en un même point.

Tableau 3.2: Calculs de l'efficacité et de la proportion de traces fausses pour chacun des trois algorithmes. La première méthode correspond à celle utilisant le moniteur faisceau, la seconde méthode est celle combinatoire alors que la troisième méthode est celle faisant intervenir la transformée de Hough [Res13].

	Méthode 1	Méthode 2	Méthode 3
Efficacité	$(98.7 \pm 0.1)\%$	$(98.9 \pm 0.1)\%$	$(99.0 \pm 0.1)\%$
Traces fausses	$(1.99 \pm 0.01)\%$	$(2.19 \pm 0.01)\%$	$(2.86 \pm 0.01)\%$

teur de vertex. Les traces fausses correspondent à des traces reconstruites par l'alignement fortuit de clusters correspondant à du bruit ou bien à des traces reconstruites en combinant des clusters appartenant à d'autres traces. Nous pouvons déduire du Tab. 3.2 que les efficacités de reconstruction sont similaires et proches de 99%, avec de faibles variations du nombre de traces fausses. La première méthode est la plus performante en ce qui concerne ce dernier paramètre grâce à la contrainte apportée par l'information du moniteur faisceau. Si nous regardons plus précisément les efficacités en fonction de la charge de la particule (cf. Tab. 3.3), elles dépassent 90% dans tous les cas sauf pour les $Z = 2$. Ceci s'explique par le fait que les particules α peuvent être produites par paires ou triplets aux faibles angles. Elles ont donc des directions proches et ainsi des clusters rapprochés, ce qui augmente la probabilité de mauvaise reconstruction de traces. La Fig. 3.19 représente les distributions des résidus intrinsèques en

Tableau 3.3: Efficacité de reconstruction et erreur associée en fonction de la charge des fragments pour la méthode utilisant le moniteur faisceau [Res13].

Z	1	2	3	4	5	6
Efficacité (%)	93,6	88,9	97,5	97,7	98,8	99,9
Erreur (%)	0,3	0,6	0,7	0,8	0,4	0,1

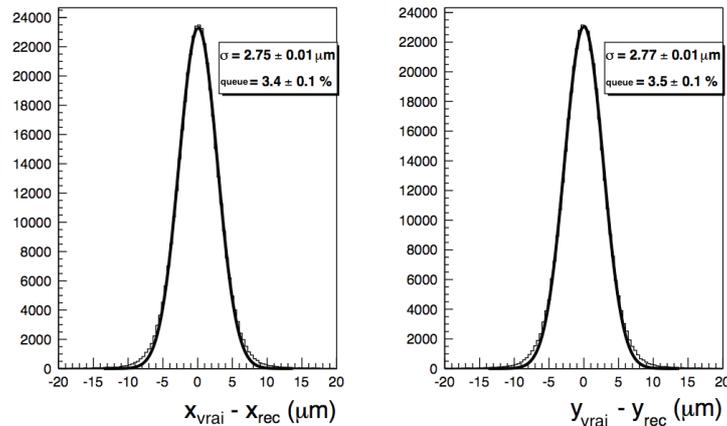


FIGURE 3.19: Distribution des résidus intrinsèques entre les positions Monte Carlo (vrai) et reconstruites (rec) en x et y. Ajustement par une fonction gaussienne et calcul de la proportion correspondant à la queue [Res13].

comparant les positions simulées aux positions reconstruites pour la première méthode et nous donne une résolution de l'ordre de $\sigma = 3 \mu\text{m}$. La "queue" représente la proportion d'évènements compris entre $\pm 4\sigma$ et la limite de l'axe des abscisses ($\pm 20 \mu\text{m}$ ici). Sa valeur de $\sim 3,5\%$ confirme que la distribution est bien gaussienne. En ce qui concerne la distance moyenne entre la position d'un cluster et celle de sa trace, nous pouvons voir sur la Fig. 3.20 que nous obtenons une résolution de l'ordre de $6 \mu\text{m}$ en ce qui concerne les données simulées et $9 \mu\text{m}$ pour les données expérimentales, que ce soit pour les ions carbone du faisceau ou les particules issues de la fragmentation du carbone. En résumé, les trois algorithmes présentent une forte efficacité de reconstruction combinée à une faible proportion de traces fausses. La résolution spatiale, inférieure à la taille d'un pixel, est bien reproduite avec les simulations Monte Carlo.

Pour l'analyse des données de FIRST, la première méthode utilisant le moniteur faisceau est privilégiée ; elle permet de sélectionner la trace exacte provenant du faisceau lorsque nous ren-

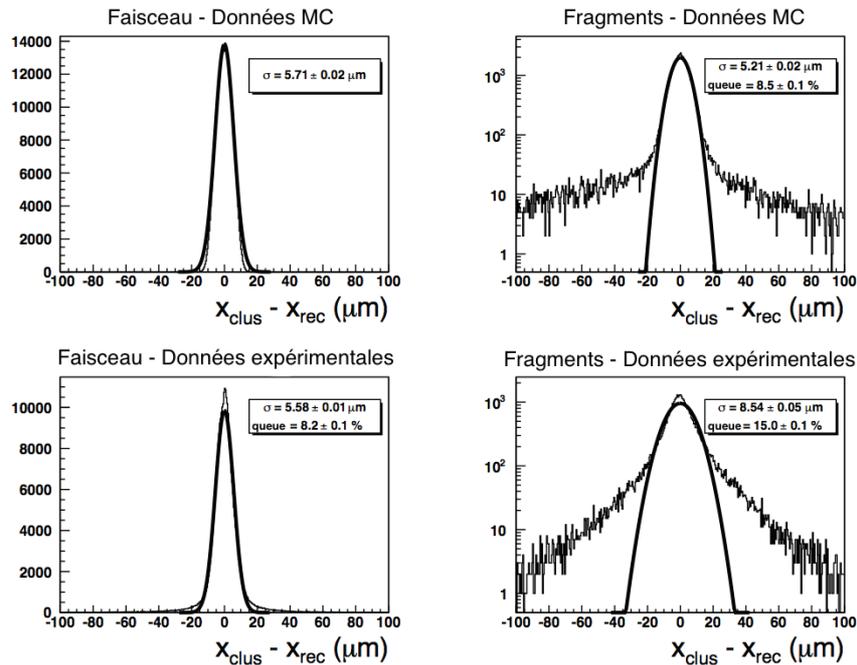


FIGURE 3.20: Distance résiduelle entre le cluster et la trace associée pour les ions carbone du faisceau (à gauche) et les fragments (à droite). Comparaison entre les données simulées (en haut) et les données expérimentales (en bas) [Res13].

controns des évènements empilés et de rejeter les autres. les évènements empilés proviennent du détecteur de vertex dont le temps de lecture est relativement lent ($115,2 \mu\text{s}$). La Fig. 3.21 présente l'écart en x et en y , au niveau de la cible, entre la trace du moniteur faisceau et les traces reconstruites dans le détecteur de vertex. Nous obtenons un écart-type de $250 \mu\text{m}$ et $405 \mu\text{m}$ en x et en y respectivement, ce qui est plus élevé que les $100 \mu\text{m}$ souhaités, en raison de l'extrapolation de la trace du moniteur faisceau jusqu'au milieu de la cible (pas de contrainte en z).

c. Reconstruction des vertex

Un vertex correspond au croisement d'au moins deux traces dans la cible, ce qui correspond généralement à l'endroit où fragmente un ion carbone du faisceau dans la cible en ce qui nous concerne. Pour des évènements à une seule trace, le vertex est défini comme le point d'intersection de cette trace avec celle du faisceau incident. Pour les évènements à plus d'une trace, nous avons implémenté deux algorithmes différents pour repérer ce point. Le premier est basé

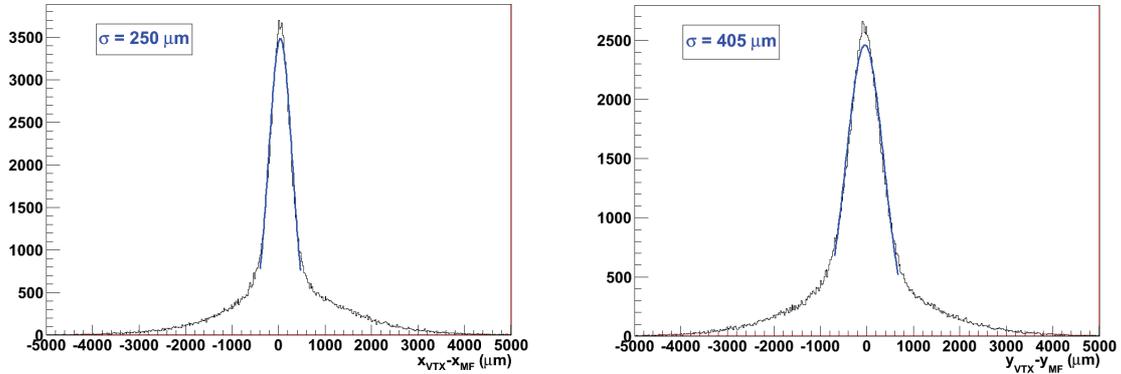


FIGURE 3.21: Distance résiduelle en x (à gauche) et y (à droite) entre les traces du moniteur faisceau et du détecteur de vertex extrapolées au niveau de la cible.

sur la minimisation de la distance entre les traces et leur barycentre, le second est basé sur la maximisation de la probabilité de trouver au moins deux traces au même endroit. La première méthode (Fig. 3.22) commence par une projection des traces dans le référentiel (x,y) , au milieu de la cible (en z). À partir des points représentant les traces sur la projection en 2D, leur barycentre est calculé. La somme d des distances entre les différents points (x_i, y_i) et leur barycentre (\bar{x}, \bar{y}) est calculée de la manière suivante :

$$d = \sum_{i=1}^n \sqrt{(x_i - \bar{x})^2 + (y_i - \bar{y})^2} \quad (3.1)$$

Ainsi, l'algorithme de reconstruction doit minimiser la somme d pour différentes positions en z par dichotomie. La recherche s'arrête lorsque la variation en z entre deux projections successives est inférieure à $5 \mu\text{m}$.

La seconde méthode est inspirée de la Réf. [Jac97] qui propose une méthode de reconstruction de vertex topologique (Fig. 3.23). La recherche de vertex s'effectue à l'aide d'une fonction $V(v)$ qui quantifie la probabilité de trouver un vertex à la position v . Un tube correspondant à une probabilité gaussienne est construit autour de chaque trace, sa largeur dépendant de la dispersion de la trace comme ceci :

$$f_i(v) = \exp \left[-\frac{1}{2} (v - r)^T V_i^{-1} (v - r) \right] \quad (3.2)$$

où r est le point de la plus proche distance d'approche de la trace i au point v et V_i la matrice de covariance de la trace en r . L'inverse de la matrice de covariance V_i^{-1} tient compte des erreurs

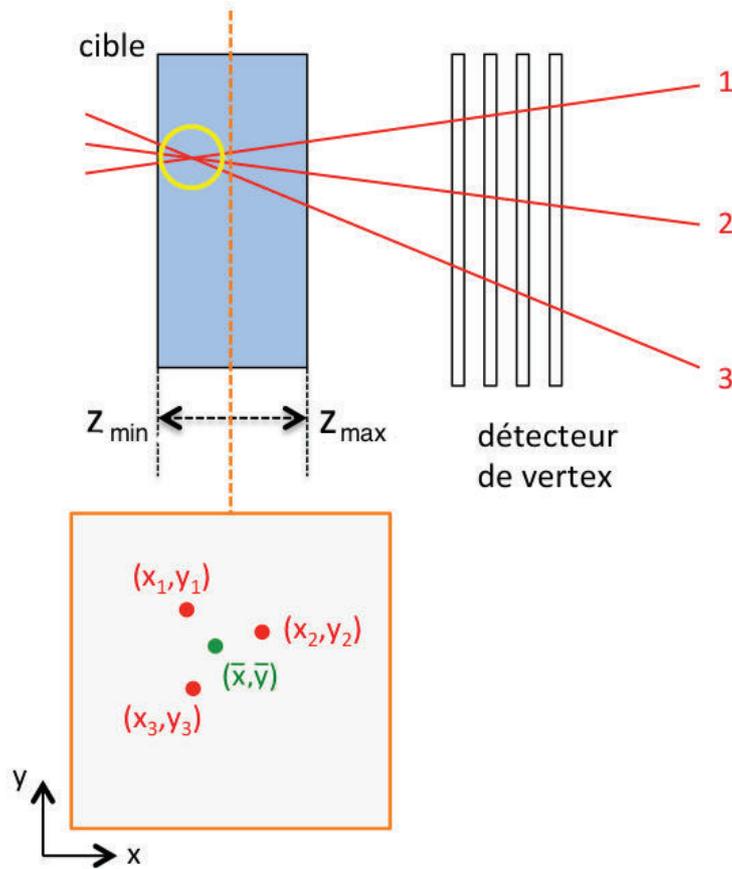


FIGURE 3.22: Schéma de la première méthode de reconstruction de vertex. Dans la projection (x,y) au centre de la cible, les trois traces sont représentées par trois points rouges. Leur barycentre, en vert, est calculé. La position z qui minimise la somme des distances entre chaque point rouge et leur barycentre est déterminée par dichotomie.

sur la position de la trace pour les trois coordonnées x, y, z :

$$\begin{pmatrix} 1/\sigma_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/\sigma_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/\sigma_z^2 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

La fonction vertex v est définie en prenant en compte le fait que la fonction $f_i(v)$ doit être significative pour au minimum deux traces dans le voisinage d'un vertex :

$$V(v) = \sum_{i=0}^n f_i(v) - \frac{\sum_{i=0}^n f_i^2(v)}{\sum_{i=0}^n f_i(v)} \quad (3.4)$$

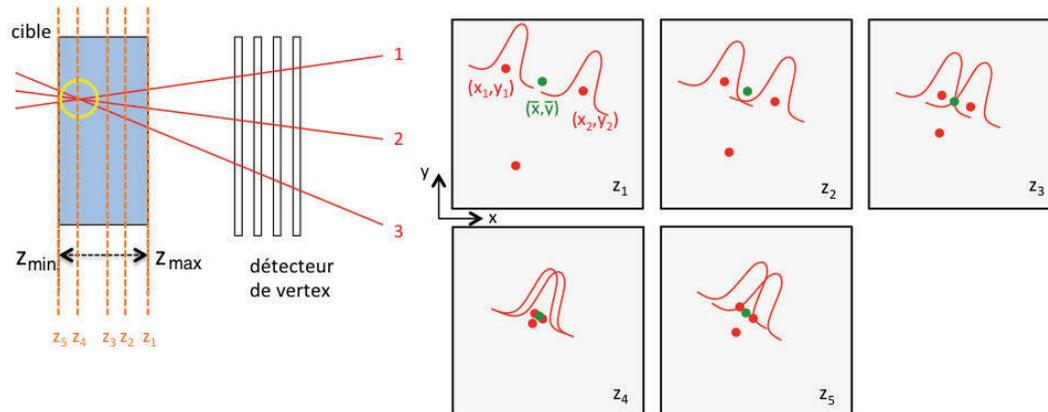


FIGURE 3.23: Schéma de la seconde méthode de reconstruction de vertex. Une projection est effectuée à l'extrémité z_1 de la cible. Un premier couple de points rouges (correspondant à deux traces) est testé. Son barycentre est calculé ainsi que les probabilités que ce barycentre se situent dans la distribution de probabilité gaussienne de chaque trace. En balayant l'épaisseur de la cible, la position z qui maximisent le produit des deux probabilités (pour chaque trace) est déterminée. Enfin, la procédure est réitérée en considérant l'ensemble des couples de traces.

Tableau 3.4: Calcul de l'efficacité et de la proportion de faux vertex pour chacune des deux méthodes de reconstruction de vertex [Res13].

	Méthode 1	Méthode 2
Efficacité	$(98.7 \pm 0.2)\%$	$(98.6 \pm 0.2)\%$
Faux vertex	$(2.30 \pm 0.01)\%$	$(2.30 \pm 0.01)\%$

La valeur de v qui maximise la fonction $V(v)$ correspond à la position du vertex la plus probable. En pratique, l'algorithme travaille par couple de traces et détermine, pour des projections à différentes positions z dans l'épaisseur de la cible, les probabilités $f_1(v)$ et $f_2(v)$ que le barycentre v des deux points, correspondant aux deux traces testées, appartienne à la distribution gaussienne de chacune des deux traces. Un vertex provisoire (correspondant au barycentre v) est associé au couple de traces testé à la position z déterminée. L'ensemble des combinaisons de traces produit un ensemble de vertex provisoires. L'équation 3.4 permet de tester chaque vertex provisoire avec l'ensemble des traces afin de déterminer le vertex le plus probable. Cette méthode a l'avantage de pouvoir identifier les événements empilés contrairement à la première

méthode. Les efficacités et proportions de faux vertex sont reportées dans le Tab. 3.4 pour les deux méthodes. Nous pouvons voir que les efficacités de reconstruction sont proches de 99% et la proportion de traces fausses est de l'ordre de 2,3% dans les deux cas. Les 3/4 des vertex mal reconstruits sont dus à des évènements où une trace n'a pas été reconstruite. Les faux vertex proviennent en totalité d'un évènement où l'ion carbone n'a pas fragmenté mais où une trace fautive y est reconstruite en plus de celle de l'ion carbone à cause de clusters correspondant à du bruit. Les résolutions spatiales obtenues sont de l'ordre de $11 \mu\text{m}$ dans le plan (x, y) et $60 \mu\text{m}$ dans la direction z (Fig. 3.24), le cahier des charges pour l'expérience FIRST imposant comme valeurs respectivement $100 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}$ afin de maintenir une résolution sur le moment inférieure à 9%. Enfin, le Tab. 3.5 représente le ratio entre le nombre de vertex reconstruits et le nombre de vertex simulés en fonction du nombre de traces dans les vertex. Nous pouvons voir que ce ratio reste toujours supérieur à 90% même à haute multiplicité ; au-delà de

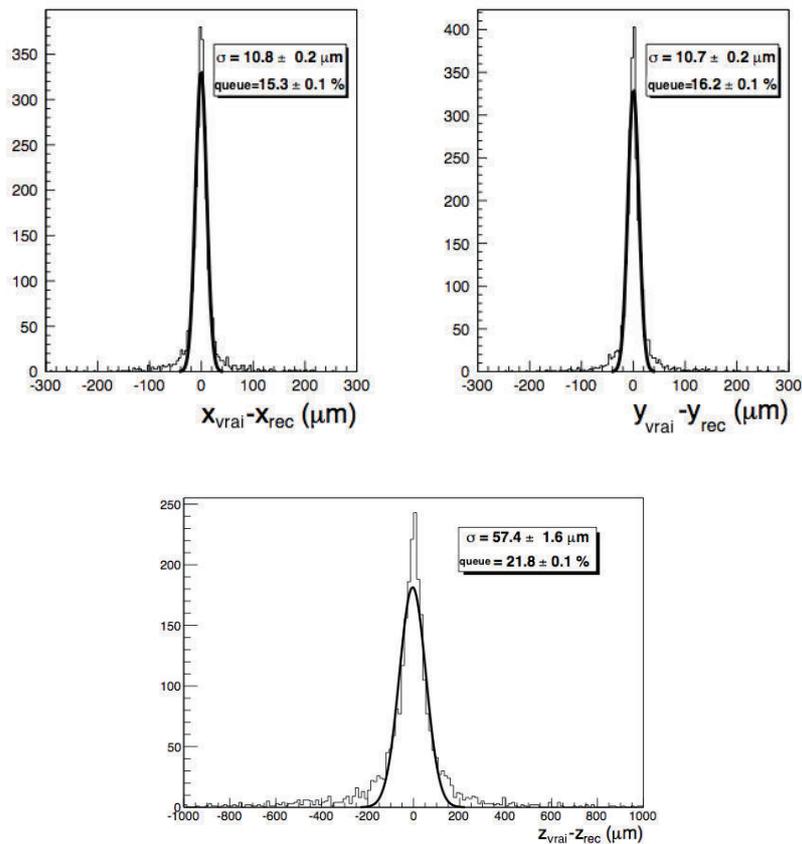


FIGURE 3.24: Distance résiduelle entre les vertex simulés (vrai) et ceux reconstruits (rec) pour les trois projections x , y et z pour la méthode de distribution de probabilité [Res13].

Tableau 3.5: Ratio entre le nombre de vertex reconstruits (*rec*) et le nombre de vertex simulés (*MC*) selon le nombre de traces [Res13].

Multiplicité	N_{rec}/N_{MC}
2	0.92 ± 0.07
3	1.05 ± 0.09
4	0.97 ± 0.08
5	1.00 ± 0.09
6	1.2 ± 0.1

six traces, la statistique n'est plus suffisante. Un ratio supérieur à 1 tel que nous pouvons voir pour la multiplicité 3 est permis étant donné qu'un vertex de quatre traces par exemple peut être reconstruit comme un vertex à 3 traces après la perte d'une trace.

En conclusion, que ce soit au niveau des clusters, des traces ou des vertex, les efficacités de reconstruction sont très satisfaisantes et permettent ainsi au détecteur de vertex de conforter sa position clé au niveau de la reconstruction globale pour l'expérience FIRST. De plus, les excellentes résolutions spatiales sont d'une grande aide pour l'estimation des moments des fragments produits au cours des collisions noyau–noyau.

3.2.3 Reconstructions locales dans la région de détection éloignée

En ce qui concerne la région de détection éloignée, nous avons rencontré durant l'expérience un problème avec le détecteur MUSIC qui aurait dû nous fournir des mesures en charge et en quantité de mouvement pour les particules le traversant. Il aurait aussi dû nous fournir la position dans un plan (x, z) horizontal, parallèle à l'axe du faisceau. À cause d'un problème de câblage, la chambre MUSIC n'a pas pu être mise en marche ; celle-ci n'apparaît donc plus dans le code de reconstruction. Néanmoins, étant toujours présente physiquement, elle est maintenue dans la simulation FLUKA afin d'anticiper différentes interactions lors de sa traversée.

3.2.3.1 Mur temps de vol

En ce qui concerne le mur temps de vol, les différentes actions ont pour but de :

- lire les données brutes en prenant en compte le trigger général et créer des objets "hits bruts", à partir des TDC et QDC, contenant les informations primaires (index du scintilla-

- teur touché, le nombre de QDC et de TDC produisant un signal selon les seuils respectifs etc.);
- produire des hits finalisés utilisables par la suite en traduisant et/ou corrigeant les informations des hits bruts (lumière de scintillation émise, valeurs retournées par les QDC et TDC etc.) et en calculant différents paramètres comme la charge, le temps de vol ou la position dans le scintillateur concerné à l'aide de différents étalonnages effectués en amont. Le mur temps de vol fournit ainsi deux informations essentielles sur la trajectoire de la trace après sa déviation dans le champ magnétique et sur la charge de la particule incidente. Les méthodes utilisées pour déterminer les coordonnées des hits ainsi que l'identification en charge sont décrites ci-dessous.

a. Détermination de la position du hit

Les coordonnées x , y et z dans le référentiel du mur temps de vol sont déterminées de manières différentes. La coordonnée x correspond au milieu du scintillateur touché. La coordonnée z est déduite de la géométrie du détecteur, étant donné que nous savons précisément quel scintillateur est touché. En ce qui concerne la coordonnée y , elle est déterminée à l'aide des deux TDC fixés à chaque extrémité du scintillateur. Sa valeur est calculée ainsi :

$$y = \left(\frac{TDC_{haut} - TDC_{bas}}{2 \cdot k_a} - k_b \right) v_{lumière} \quad (3.5)$$

où TDC_{haut} et TDC_{bas} sont les valeurs retournées par les deux TDC, k_a le coefficient d'étalonnage afin de convertir les valeurs de TDC_{haut} et TDC_{bas} en nanosecondes, k_b un terme de correction et $v_{lumière}$ la vitesse de la lumière dans le scintillateur, soit 15,7 cm/ns.

b. Détermination du temps de vol

La mesure de temps de vol est nécessaire afin de pouvoir déterminer les facteurs de Lorentz β et γ qui permettront de calculer la masse de la particule. Le temps de vol est calculé ainsi :

$$t_{vol} = \Delta t_{trigger} - \frac{TDC_{haut} + TDC_{bas}}{2 \cdot k_a} - k_c + k_{offset} \quad (3.6)$$

où t_{vol} est le temps de vol (ns), $\Delta t_{trigger}$ correspond à la différence de mesure en temps entre le mur temps de vol et le détecteur start, k_c un facteur correctif sur le temps de vol et k_{offset} le passage à l'origine.

c. Identification en charge

La lumière émise L dans le scintillateur est déterminée à l'aide des QDC. Grâce à cette mesure, nous pouvons remonter à la perte d'énergie dans le scintillateur par la loi de Birks. Elle s'exprime de la façon suivante :

$$\Delta E = \frac{L}{L_0 - k_b \cdot L} \quad (3.7)$$

où ΔE correspond à la perte d'énergie dans le scintillateur en MeV, k_b la constante de Birks dépendant du matériau et L_0 représente l'efficacité de scintillation. L'étalonnage en énergie est effectué à l'aide de l'information sur la perte d'énergie des ions carbone du faisceau dans les scintillateurs du mur temps de vol (~ 115 MeV). À partir de l'information sur la perte d'énergie ainsi que la mesure du temps de vol, l'identification en charge s'effectue à l'aide de cartes ΔE -temps de vol comme illustré sur la Fig. 3.25. Nous pouvons voir différentes régions corres-

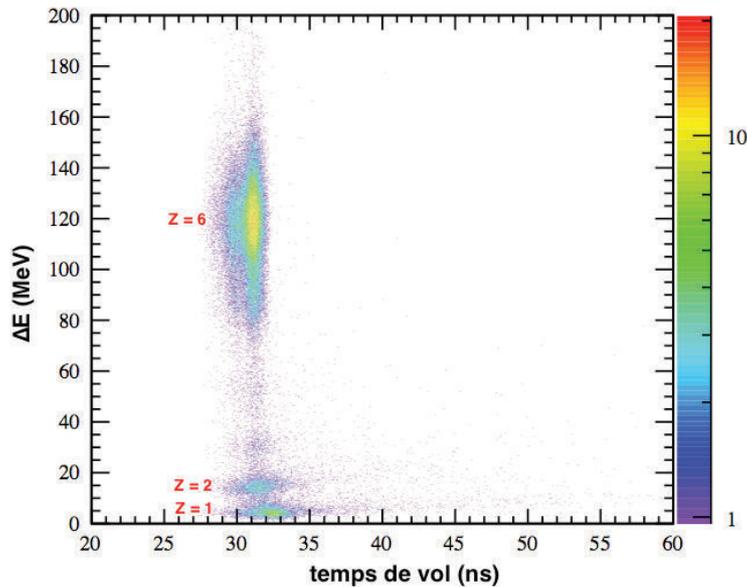


FIGURE 3.25: Carte d'identification ΔE -temps de vol pour un des deux murs. Les régions correspondant aux charges $Z = 1, 2, 6$ sont aisément identifiables [FIR13].

pondant aux différentes charges, de $Z = 1$ à $Z = 6$. Une méthode simple serait d'effectuer des contours comme pour l'analyse de l'expérience E600, cependant il est plus cohérent d'utiliser une méthode d'identification automatique étant donné le nombre de fichiers de données à traiter. La méthode consiste à ajuster les cartes d'identification à l'aide d'une fonction basée sur la

formule de Bethe-Bloch simplifiée. Cette fonction s'exprime ainsi :

$$\Delta E = a_1(Z) \cdot \frac{Z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{b\beta^2}{1-\beta^2} \right) - \beta^2 \right] \Delta x \quad (3.8)$$

Les symboles utilisés dans la formule ci-dessus sont définis comme ceci :

β	facteur de Lorentz
Z	charge de la particule
$a_1(Z)$	paramètre libre
$b = \frac{2m_e c^2}{I} = 6645$	paramètre prenant en compte la masse de l'électron et l'énergie moyenne d'ionisation du matériau
$\Delta x = 10mm$	épaisseur du scintillateur

Le paramètre $a_1(Z)$ regroupe différents paramètres physiques tels que les facteurs de "quenching". L'ajustement de la carte d'identification par cette fonction est effectué pour chaque charge individuellement (Fig. 3.26). Cependant, étant donnée la statistique, les paramètres a_1 ne sont extraits que pour les charges 1, 5 et 6. Les autres paramètres sont extrapolés comme fonction polynômiale du second ordre de la charge. Les cartes des scintillateurs des murs de devant et de derrière sont ajustées séparément étant donnée la perte d'énergie d'une particule dans le premier mur avant d'atteindre le second. Enfin, la formule analytique 3.8 ainsi que ses dérivées première et seconde sont incluses dans un algorithme de type Newton-Raphson [Lag26] qui minimise la distance entre une valeur donnée et la charge Z la plus proche.

3.2.3.2 Détecteur de neutrons LAND

Le détecteur de neutrons LAND permet la détection de neutrons incluant une mesure de temps de vol, de la perte d'énergie ainsi que de la position spatiale. À l'heure actuelle, le détecteur LAND n'est pas pris en compte lors de l'analyse des données.

3.2.4 Reconstruction globale des évènements

Après avoir reconstruit localement un évènement donné, nous avons stocké un certain nombre d'objets (traces, hits etc.) provenant des différents détecteurs. L'objectif est de relier ces informations afin de remonter au parcours des particules ayant traversé le dispositif expérimental et ainsi disposer de leur charge, masse et quantité de mouvement. La reconstruction

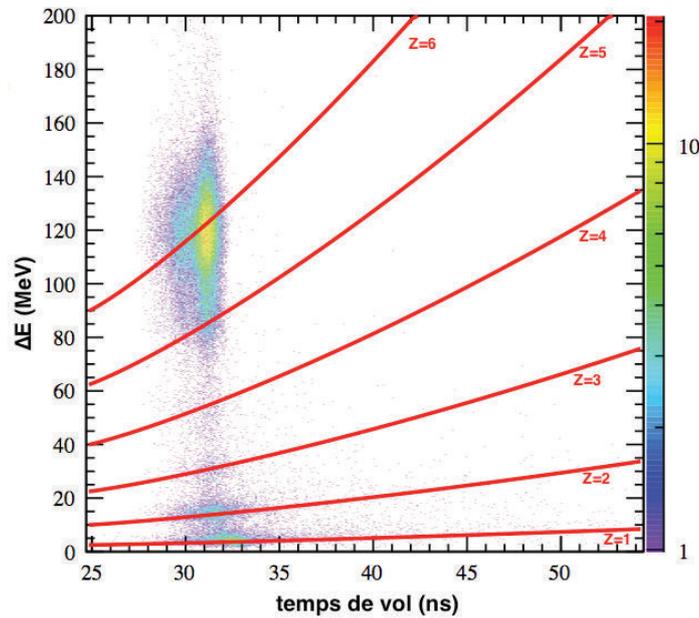


FIGURE 3.26: Carte d'identification ΔE -temps de vol ajustée à l'aide de la fonction 3.8 pour chacune des charges [FIR13].

globale est séparée en deux procédures parallèles faisant intervenir deux régions différentes du dispositif expérimental. Ainsi, toutes les particules ayant un angle d'émission inférieur à 5° par rapport à la direction du faisceau sont reconstruites à l'aide de l'ensemble moniteur faisceau – détecteur de vertex – ALADIN – mur temps de vol. Au-delà de 5° , les particules sont reconstruites à l'aide de l'ensemble moniteur faisceau – détecteur de vertex – KENTROS. La première partie, sur laquelle j'ai travaillé, sera détaillée ci-dessous ; la seconde, nécessitant l'étalonnage en énergie du détecteur KENTROS, n'est pas encore opérationnelle à cause de difficultés rencontrées pour la reconstruction locale des données de ce détecteur.

3.2.4.1 Reconstruction globale avec le mur temps de vol

La reconstruction globale est l'étape finale menant à l'identification des particules ayant traversé le dispositif expérimental. Nous nous concentrerons dans cette partie sur la reconstruction à l'aide du mur temps de vol, correspondant aux fragments émis avec un angle maximum de 5° par rapport à la direction du faisceau. La Fig. 3.27 présente le logigramme du code de reconstruction utilisé ici. Toute la procédure s'effectue dans le référentiel global ayant pour origine le détecteur start.

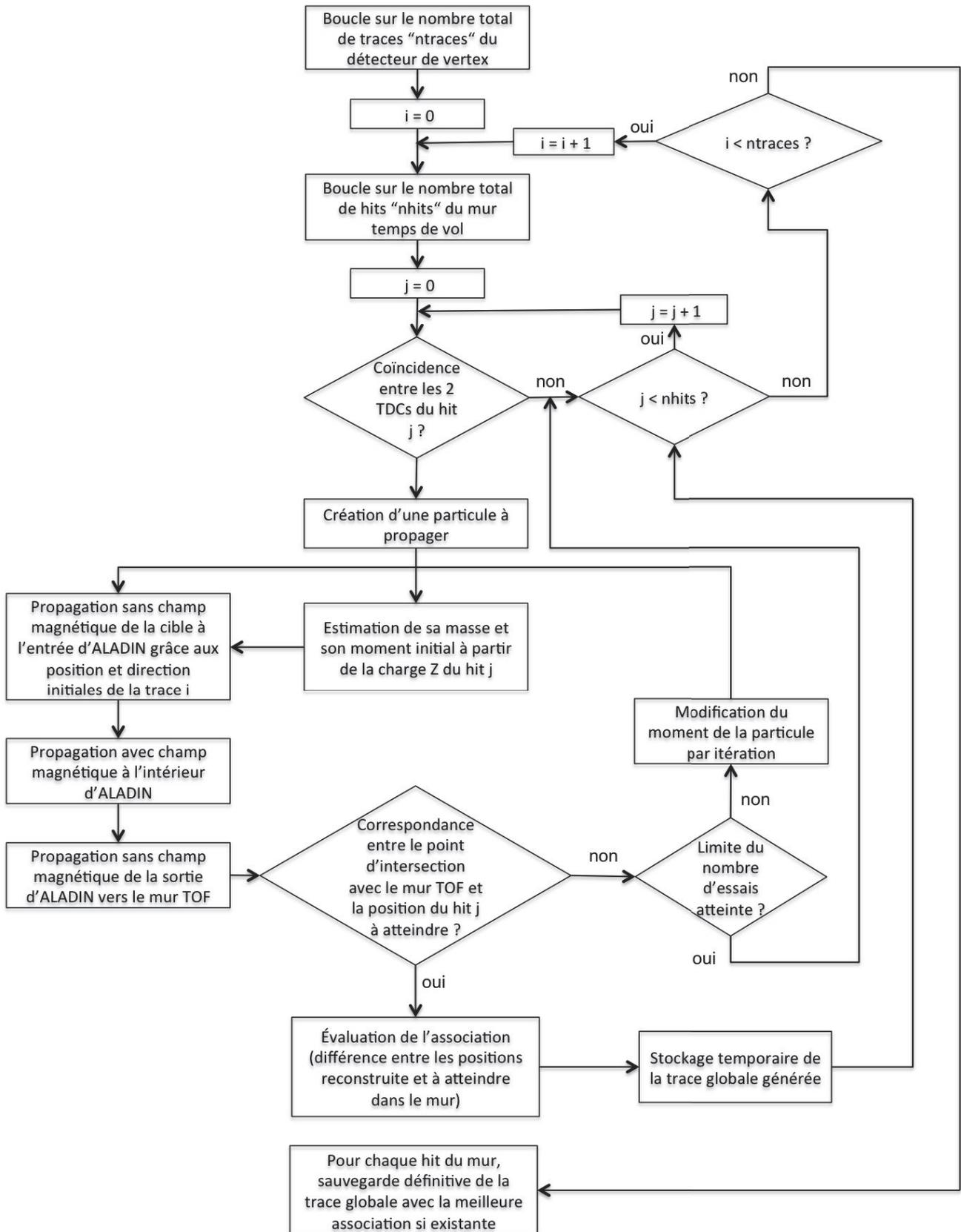


FIGURE 3.27: Logigramme schématisant l'algorithme de reconstruction globale implémenté.

a. Procédure de reconstruction

Nous initialisons la procédure par une boucle sur toutes les traces du détecteur de vertex reconstruites localement. Ces traces sont reconstruites à l'aide de celle provenant du moniteur faisceau. Dans le cas où plusieurs ions carbone sont empilés dans le détecteur de vertex, le moniteur faisceau permet de sélectionner celle correspondant à l'évènement considéré. En effet, le moniteur faisceau n'enregistre qu'une seule trace correspondant au déclenchement de l'acquisition. Le temps de lecture relativement long des capteurs CMOS autorise l'empilement de traces dans ce détecteur. Les traces des ions carbone qui n'ont pas de correspondant au niveau du moniteur faisceau sont donc systématiquement rejetés. Chacune des traces du détecteur de vertex sera testée avec tous les hits du mur temps de vol. La condition imposée pour les hits du mur temps de vol est d'avoir une information provenant des deux TDC du scintillateur associé au hit. Si cette condition est valide, l'algorithme peut reconstruire la trajectoire à partir de la cible. Pour cela, il propage la trace jusqu'à l'entrée de l'aimant ALADIN ; cette étape ne

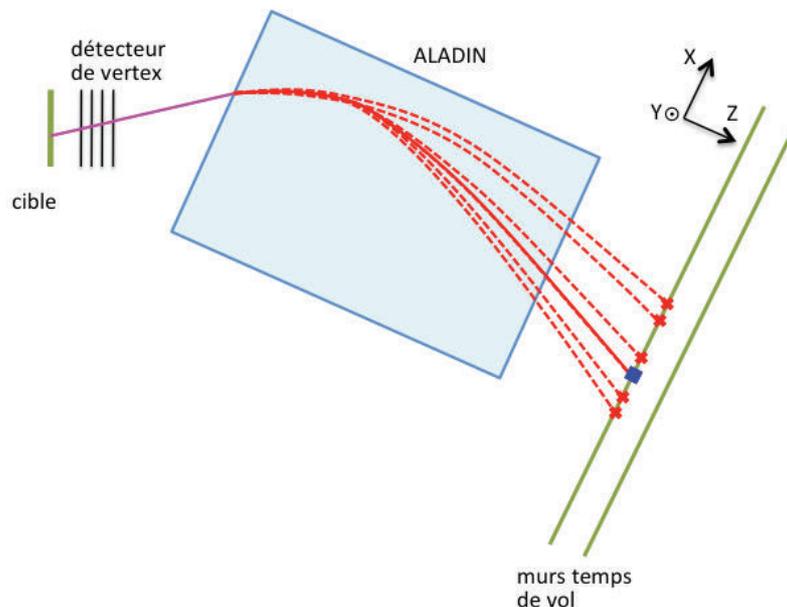


FIGURE 3.28: Schéma de la propagation de la particule dans le champ magnétique d'ALADIN. L'association entre la trace du détecteur de vertex (en magenta) et le hit du mur de temps de vol (en bleu) est testée en propageant par Runge-Kutta 4 la particule dans le champ magnétique. Cette association est obtenue par itération en modifiant les paramètres initiaux de la particule (quantité de mouvement).

nécessite que la direction et le point d'origine de la trace étant donné que nous sommes en dehors du champ magnétique. La deuxième étape consiste à propager la particule dans le champ magnétique d'ALADIN (Fig. 3.28). Pour cela, l'algorithme effectue une estimation de la masse A de la particule à l'aide de la charge Z fournie par le hit du mur temps de vol ($A = 2Z$ sauf pour les $Z = 1$ où $A = Z$), et, grâce à la connaissance de l'énergie initiale du faisceau, détermine la quantité de mouvement initiale de la particule comme ceci :

$$pc = \sqrt{T^2 + 2T \cdot E0} \quad (3.9)$$

$$T = E_{faisc} \cdot A$$

$$E0 = A \cdot M_{nucl}$$

où pc est la quantité de mouvement en MeV, E_{faisc} l'énergie du faisceau en MeV/n et M_{nucl} la masse moyenne d'un nucléon, soit 938,92 MeV/c². À l'aide de la méthode de résolution numérique d'équations différentielles Runge-Kutta 4 (RK4) [Kut01], la position et la direction de la particule sont calculées pas à pas grâce à l'équation de Lorentz [Jac99] :

$$\overrightarrow{F_{mag}} = q \overrightarrow{v} \wedge \overrightarrow{B} \quad (3.10)$$

où q représente la charge de la particule, $\overrightarrow{F_{mag}}$ représente la force magnétique exercée sur la particule, \overrightarrow{v} sa vitesse dans le référentiel local d'ALADIN et \overrightarrow{B} le champ magnétique. La charge q nous est fournie par le hit du mur temps de vol, \overrightarrow{v} par la quantité de mouvement initiale puis modifiée itérativement par RK4 et \overrightarrow{B} par la cartographie en champ magnétique d'ALADIN. Nous obtenons donc l'équation différentielle suivante à résoudre par itérations :

$$\frac{d\overrightarrow{p}}{dx} = - \frac{q}{\|\overrightarrow{p}\|} \overrightarrow{p} \wedge \overrightarrow{B} \quad (3.11)$$

Une fois les itérations finies lorsque la particule a atteint la sortie d'ALADIN, l'étape suivante consiste à propager simplement la particule à l'aide de la dernière direction calculée par RK4 jusqu'au mur temps de vol (celui de devant ou de derrière selon où se situe le hit). Les coordonnées (x_i, y_i) de l'intersection de la trajectoire de la particule avec le mur sont comparées à celles du hit (x_h, y_h) avec comme conditions :

- $|x_h - x_i| < 0,2$ cm, la largeur d'un scintillateur étant de 2,5 cm ;
- $|y_h - y_i| < 20$ cm afin de prendre en compte la résolution du mur temps de vol pour la reconstruction de la coordonnée verticale y du hit.

Le seuil de 20 cm provient de la distribution en temps de vol des particules de charge $Z = 1$ (cas le moins favorable) où un ajustement gaussien nous donne $\sigma = 1$ ns (Fig. 3.29). Connaissant

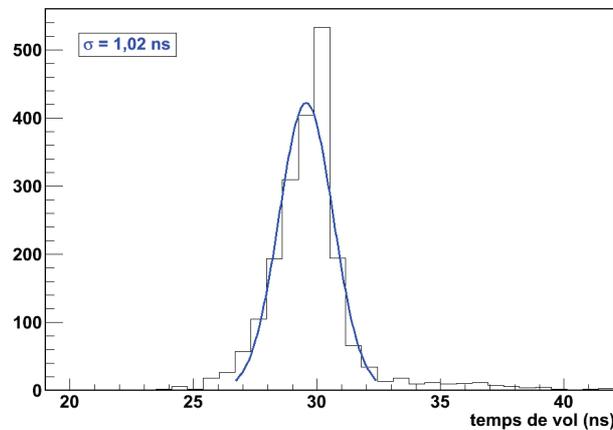


FIGURE 3.29: Distribution des temps de vol mesurés pour les hits de charge $Z = 1$ ainsi que son ajustement gaussien (en bleu).

la vitesse de la lumière dans le scintillateur (15,7 cm/ns), cela correspond à une distance de ~ 22 cm (largeur à mi-hauteur). Dans le cas du carbone (cas le plus favorable), cette distance est de ~ 9 cm avec $\sigma = 0,4$ ns. Tant que les conditions ne sont pas satisfaites, la valeur initiale de la quantité de mouvement est modifiée par itération avec un pas variable puis la propagation de la particule depuis la cible est de nouveau effectuée jusqu'à satisfaire les deux conditions. Néanmoins, si au bout d'un certain nombre d'itérations (1000 en ce qui nous concerne) ce n'est toujours pas le cas, le couple (trace, hit) étudié n'aboutira pas à la création d'une trace globale et l'algorithme passe au hit suivant. Cependant, ce cas de figure est rare étant donné que l'algorithme de reconstruction est étudié pour effectuer une association dans quasiment tous les configurations. Ainsi, pour chaque trace du détecteur de vertex, tous les hits du mur temps de vol sont testés suivant cette procédure.

Concrètement, la coordonnée y est le paramètre important étant donné que l'algorithme est développé afin de toujours remplir la condition sur la coordonnée x . La position y_i est d'autant plus fiable que le champ magnétique \vec{B} , colinéaire à \vec{y} , n'agit que sur la composante x . Chaque couple (trace, hit) créé est évalué en fonction des valeurs finales $|x_h - x_i|$ et $|y_h - y_i|$ (plus les différences sont faibles, meilleure est l'évaluation). Lorsque toutes les combinaisons ont été testées, l'algorithme sélectionne au fur et à mesure les couples ayant les meilleures évaluations tant qu'il n'y a pas d'élément commun (trace ou hit) avec un couple précédemment sélectionné. Enfin, l'algorithme génère une trace globale pour chacun des couples sélectionnés et y enregistre toutes les informations sur la particule (charge, masse, énergie cinétique etc.).

La masse de la particule est ensuite calculée de la manière suivante :

$$M = \frac{pc}{\beta \cdot \gamma} \quad (3.12)$$

où M est la masse reconstruite, pc la quantité de mouvement, β et γ les facteurs de Lorentz. La vitesse de la particule, nécessaire pour le calcul de β , correspond au rapport entre le parcours total de la particule mesuré lors de la reconstruction de la trace globale et son temps de vol associé.

b. Corrections apportées

Certaines corrections sont apportées à la reconstruction globale, que ce soit sur le calcul de certains paramètres comme le temps de vol ou bien des limites imposées lors des associations entre traces du détecteur de vertex et hits du mur temps de vol. Premièrement, le temps de vol est mesuré dans le mur grâce au signal en temps du détecteur start, celui-ci étant situé ~ 60 cm avant la cible. Or les fragments sont émis au niveau de la cible et ne parcourent pas la distance détecteur start – cible. Leur temps de vol est donc corrigé d'une valeur correspondant au temps de parcours d'un ion carbone à 400 MeV/n sur cette distance avec le facteur de Lorentz β calculé de manière théorique :

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{M_{nucl}^2}{(M_{nucl} + E_{carbone})^2}} \quad (3.13)$$

où M_{nucl} représente la masse moyenne d'un nucléon en MeV/c² et $E_{carbone}$ l'énergie du faisceau (400 MeV/n). Le temps de vol corrigé t_{corr} s'exprime alors :

$$t_{corr} = t_{ini} - \frac{d}{c_{vide} \cdot \beta} \quad (3.14)$$

où t_{ini} est le temps de vol mesuré par le mur, d la distance détecteur start – cible et c_{vide} la vitesse de la lumière dans le vide.

Une limite appliquée à la reconstruction globale provient du fait qu'une particule traversant les deux murs temps de vol peut déposer de l'énergie dans chacun d'eux. Il est donc fréquent de reconstruire un hit devant et un hit derrière pour une même particule. Il est nécessaire, à la dernière étape du logigramme qui correspond à la création des traces globales pour les meilleures associations trace–hit, de vérifier s'il existe un hit sur l'autre mur correspondant à cette même particule afin de ne pas associer une autre trace avec ce hit. Pour cela, si une trace globale est reconstruite avec un hit provenant du scintillateur ayant un index donné, nous

interdisons de reconstruire une autre trace globale avec le hit dans le scintillateur correspondant de l'autre mur ainsi que ses deux plus proches voisins tant que la charge est identique. La nécessité d'écartier les plus proches voisins a été confirmée par la simulation.

c. Difficultés rencontrées

Il est important de souligner que le détecteur MUSIC était censé nous fournir l'information précise de la position en (x, z) des particules pour différentes positions z en sortie du champ magnétique. Sans cette information vitale, la reconstruction de la trajectoire dans ALADIN, et au-delà, est plus délicate. Nonobstant ce, nous avons réussi à effectuer la reconstruction globale à l'aide essentiellement des informations du mur temps de vol. En effet, lorsqu'une particule traverse un des 96 scintillateurs de l'un des deux murs, nous avons la position de ce scintillateur grâce à la géométrie globale. De plus, dans un référentiel cartésien, si l'axe x (horizontal) correspond à la largeur du scintillateur, si l'axe y (vertical) correspond à sa longueur et si l'axe z (celui du faisceau) correspond à son épaisseur, nous avons vu précédemment que l'information extraite des deux TDC nous permet de reconstruire la coordonnée y . En ce qui concerne la coordonnée x , nous savons où se situe géométriquement le scintillateur mais nous n'avons aucune information sur la position du hit dans la largeur du scintillateur. Afin de tenir compte de cette incertitude, nous avons effectué un tirage aléatoire uniforme sur la largeur du scintillateur pour chaque hit. Ainsi, lors de la reconstruction, l'algorithme doit se rapprocher de ce $x_{aléatoire}$ à 0,2 cm près. Forte de ces deux informations en x et y , la reconstruction globale a été rendue possible même si les résolutions qui seront obtenues sur les quantités de mouvement et donc les masses mesurées ne seront pas aussi bonnes qu'avec la chambre à projection temporelle MUSIC. En effet, nous passons d'une incertitude de 1 mm sur la position x donnée par MUSIC à une incertitude de 1,25 cm sur la position x donnée par le mur temps de vol (demi-largeur d'un scintillateur). De plus, MUSIC devait nous fournir quatre positions (x, z) à l'aide des quatre compteurs proportionnels ($Z < 8$) de chaque côté, ce qui nous aurait permis de mieux contraindre la trajectoire contrairement au mur temps de vol qui ne nous fournit qu'une seule position (x, y, z) . Enfin, l'association entre les traces du détecteur de vertex et les hits du mur temps de vol étant fortement dépendante de la condition sur la coordonnée y , les 22 cm de résolution pour les protons peuvent entraîner de mauvaises associations. Celles-ci influent non seulement les calculs des taux de production, mais aussi les résolutions en masse.

3.2.4.2 Reconstruction globale KENTROS

En l'état actuel de l'analyse des données, le détecteur KENTROS n'est pas encore étalonné en énergie et ne reconstruit donc pas encore correctement les événements qui le concerne. Il est ainsi impossible pour le moment de l'utiliser pour la reconstruction globale, ce qui entraîne que les particules émises à plus de 5° ne peuvent pas être encore étudiées.

3.3 Résultats préliminaires

3.3.1 Estimation de l'efficacité de reconstruction

L'une des étapes délicates est de pouvoir estimer l'efficacité de l'ensemble des détecteurs utilisés pour la reconstruction globale. Comme nous l'avons vu dans la partie 3.2.2.3, le détecteur de vertex a une efficacité de reconstruction de traces de $\sim 99\%$. En prenant en compte les événements où nous reconstruisons au moins un vertex, le moniteur faisceau reconstruit au moins une trace dans $(98 \pm 0,01)\%$ des cas. Enfin, à chaque fois qu'une trace dans le moniteur faisceau est reconstruite, il y a une association entre un vertex et la trace du moniteur faisceau dans $(99,8 \pm 0,01)\%$ des cas. Ainsi, l'efficacité de reconstruction dépend essentiellement du mur temps de vol et de notre algorithmie. Pour l'estimer, nous nous sommes basés sur les simulations FLUKA du dispositif expérimental. Lorsque la simulation génère un ion carbone, toutes les informations sur cet ion sont sauvegardées ainsi que toutes les particules créées lors d'interactions et leurs caractéristiques (que ce soient des fragments légers, des gammas ou des électrons). Nous savons donc si des particules issues de la fragmentation du carbone, provenant de la cible, traversent l'ensemble détecteur de vertex – ALADIN – mur temps de vol. Il est possible de savoir si ces particules déposent assez d'énergie dans le mur et donc de connaître les hits potentiels générés dans celui-ci après reconstruction locale.

Pour le calcul de l'efficacité de reconstruction, il est donc nécessaire de tester l'algorithmie sur les données simulées. Pour chaque trace globale reconstruite, nous vérifions, à l'aide des index générés par la simulation, que les traces du détecteur de vertex et les hits du mur temps de vol associés ont bien le même index, ce qui signifie que l'association est fidèle à la trace globale générée par la simulation. Ces index proviennent de la méthode utilisée par la simulation FLUKA pour classer les différents objets (un pixel d'un cluster généré par le passage d'une particule dans un capteur CMOS aura le même index que la particule). Nous calculons aussi le nombre total de particules générées par la fragmentation des ions carbone primaires dans la cible dont la direction correspond à l'acceptance angulaire du mur temps de vol (Il faut que les particules

généérées passent à travers le trou de KENTROS, soit un angle maximal de $\sim 5^\circ$). En comparant le nombre de bonnes associations trace–hit avec le nombre total de fragments générés, nous calculons l'efficacité de reconstruction pour chaque charge. Celle-ci prend en compte aussi bien les efficacités intrinsèques des détecteurs concernés que l'efficacité de notre algorithme de reconstruction globale.

La Fig. 3.30 présente les efficacités calculées pour chaque charge en fonction de l'angle (en haut) et de l'énergie (en bas), à l'aide des données simulées. Nous pouvons voir que, globalement, à part pour les ions bore, l'efficacité croît avec l'angle jusqu'à $\sim 4^\circ$. Au-delà, elle décroît, ceci étant dû aux conditions limites imposées par la largeur du faisceau où une trace peut passer à travers le trou de KENTROS sans pénétrer dans la région active de l'aimant. Il est aussi possible que pour les angles extrêmes, la trajectoire de la particule soit fléchie dans l'aimant sans qu'elle ne traverse le mur temps de vol. L'efficacité est la plus faible pour les $Z = 1$, ceci est en partie dû au mur temps de vol où les seuils en énergie utilisés sont trop hauts pour les ions hydrogène. En effet, un proton de 400 MeV perd en moyenne 3,3 MeV dans l'épaisseur d'un scintillateur du mur alors que les seuils électroniques sont fixés autour de 5 MeV sur la moyenne des scintillateurs. Cette énergie correspond plutôt à des protons de ~ 200 MeV. En ce qui concerne les $Z = 2$ et plus précisément les α , une part importante des mauvaises reconstructions est liée à la structure en clusters α du ^{12}C . Nous obtenons ainsi des événements de fragmentation comprenant deux ou trois α émis en avant dans des directions similaires. Les trois peuvent être détectés par le mur temps de vol ; la différence de coordonnée y reconstruite pour les hits correspondants est en-deçà de la résolution en y du mur. Ainsi, les traces peuvent être interverties, d'où la mauvaise association d'index entre la trace du détecteur de vertex et le hit utilisé dans le mur, ce qui contribue à diminuer l'efficacité de reconstruction. En ce qui concerne les autres charges, les événements perdus peuvent être dus :

- à des traces interverties comme dans le cas des $Z = 2$ ci-dessus à cause de la résolution en y du mur temps de vol ;
- à des hits non reconstruits dans le mur temps de vol à cause d'une information défailante sur l'un des TDC ou QDC ;
- au seuil maximal de 20 cm pour la coordonnée y lors de la reconstruction.

Un autre paramètre à prendre en compte est **l'efficacité de reconstruction de la charge réelle** du mur temps de vol. En effet, il est possible d'avoir, au niveau de la détermination de la trajectoire, une bonne association entre une trace et un hit sans que la charge reconstruite pour ce hit ne soit égale à celle simulée. Cela est dû à la non-prise en compte de la charge pour l'as-

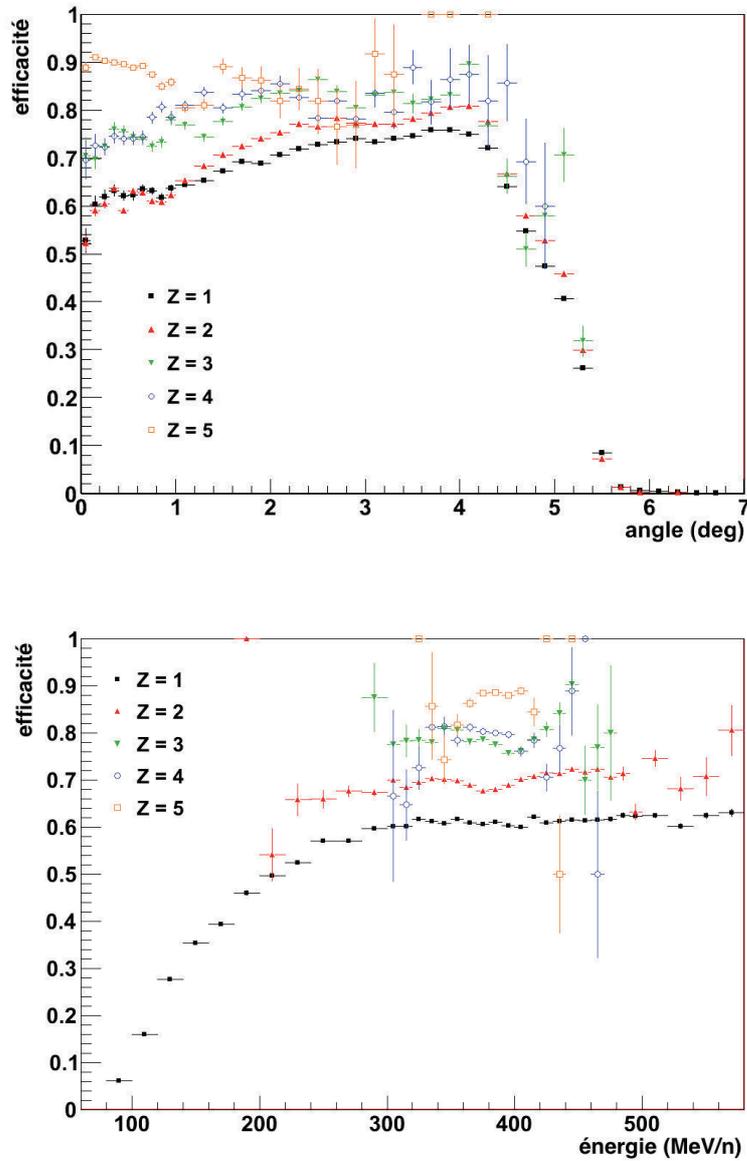


FIGURE 3.30: Efficacités de reconstruction globale en fonction de l'angle (en haut) et de l'énergie (en bas) pour chaque charge.

sociation. Nonobstant sa prise en compte dans l'équation de Lorentz (Eq. 3.10), le fait qu'elle soit erronée n'empêche pas l'association d'une trace et d'un hit, cela jouera sur la quantité de mouvement reconstruite et donc sur la détermination de la masse. L'efficacité de reconstruction est dépendante de l'efficacité d'identification en charge de l'algorithme concerné. Nous calculons ainsi la **pureté** liée à l'identification en charge en comparant la charge reconstruite versus

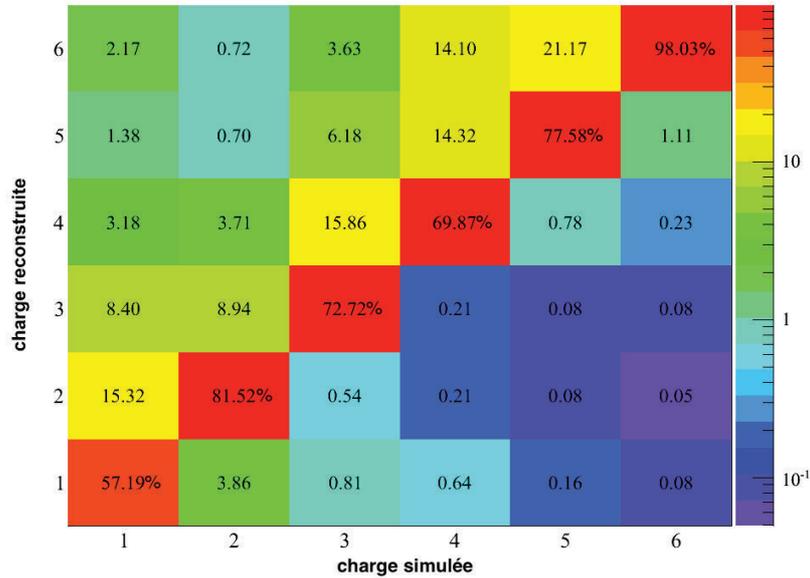


FIGURE 3.31: Représentation de la charge reconstruite pour les hits du mur temps de vol en fonction de la charge générée par la simulation (lecture verticale). La diagonale (en rouge) représente les charges bien reconstruites. Les pourcentages, dans une même colonne, sont calculés en fonction du nombre total d'évènements dans celle-ci. Les erreurs relatives associées sont inférieures à 0,5%.

la charge générée par la simulation pour chaque hit du mur temps de vol ; cette pureté est représentée sur la Fig. 3.31. La diagonale en rouge représente les hits où la charge est bien reconstruite. Si nous prenons l'exemple des $Z = 1$, avec une lecture verticale, nous voyons que 57,2% des hits simulés comme des $Z = 1$ sont effectivement reconstruits comme des ions hydrogène. Cependant, 15,3% des hits simulés comme des $Z = 1$ sont reconstruits comme des hits de charge $Z = 2$. Cette pureté devra être prise en compte comme erreur systématique pour les calculs de sections efficaces.

Grâce à ces efficacités estimées pour chacune des charges, nous pouvons corriger les taux de production et ainsi nos sections efficaces.

3.3.2 Distributions en masse

À partir de la reconstruction globale, nous obtenons les distributions en masse pour chaque charge. Celles-ci sont illustrées sur la Fig. 3.32, de manière brute, non corrigées des efficacités

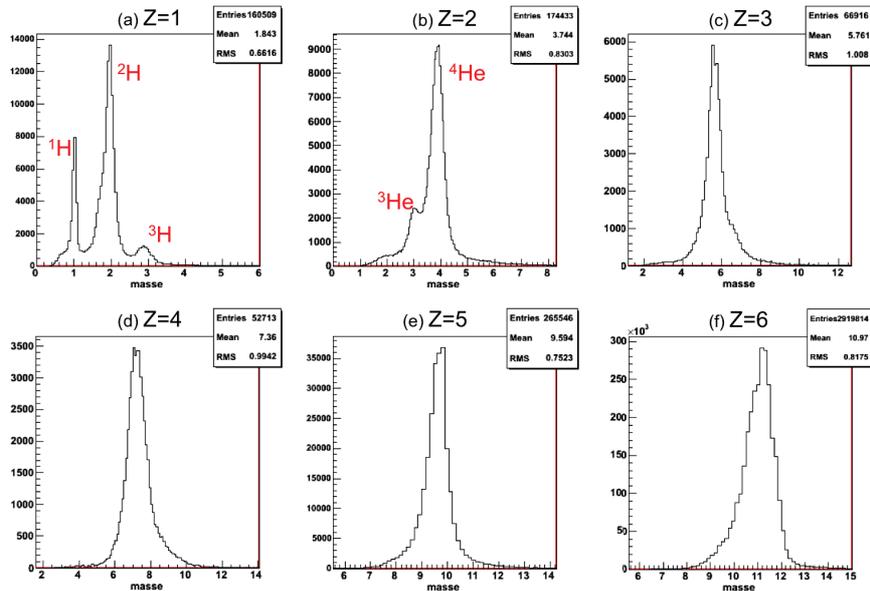


FIGURE 3.32: Distributions en masse pour chaque charge, à partir des données expérimentales.

de reconstruction. Nous pouvons voir que dans le cas des fragments d'hydrogène, nous produisons plus de deutérons que de protons. Ce résultat n'est pas cohérent avec ceux obtenus pour l'expérience E600. Afin d'obtenir une meilleure sélection, nous avons analysé le nombre moyen de pixels constituant les clusters des traces du détecteur de vertex qui ont permis de reconstruire les traces globales. Nous voyons sur la Fig. 3.33 qu'il y a toujours un pic présent, centré autour de 15 pixels, qui correspond à l'ion carbone. Pour les charges $Z \leq 3$, le pic en nombre de pixels associé peut être séparé du pic correspondant à l'ion carbone, ce qui n'est pas le cas pour les autres charges. Cela signifie que des traces reconstruites par le détecteur de vertex, correspondant théoriquement à des ions carbone étant donnée la taille des clusters, sont associées, lors de la reconstruction globale, à des hits dans le mur temps de vol où la charge reconstruite est $Z \neq 6$. Cela est dû au fait qu'un ion carbone qui n'a pas fragmenté dans la cible peut interagir ailleurs dans le dispositif expérimental, que ce soit dans l'air, dans le gaz du mur temps de vol ou de MUSIC, ou bien sur les différents matériaux traversés (fenêtres d'entrée du mur temps de vol etc.). Ces interactions peuvent déboucher sur la fragmentation de l'ion carbone en dehors de la cible ; les fragments légers peuvent ainsi être détectés par le mur temps de vol ; un des hits correspondants peut être associé ainsi à la trace initiale de l'ion carbone. Cette "fausse" trace globale aura un temps de vol et un parcours erronés, ce qui entraîne un calcul final de la masse erroné lui aussi. Ces événements vont donc dégrader la résolution en masse des distributions. Comme mentionné précédemment, de mauvaises identifications en

charge dans le mur temps de vol peuvent aussi alimenter ce pic correspondant au carbone.

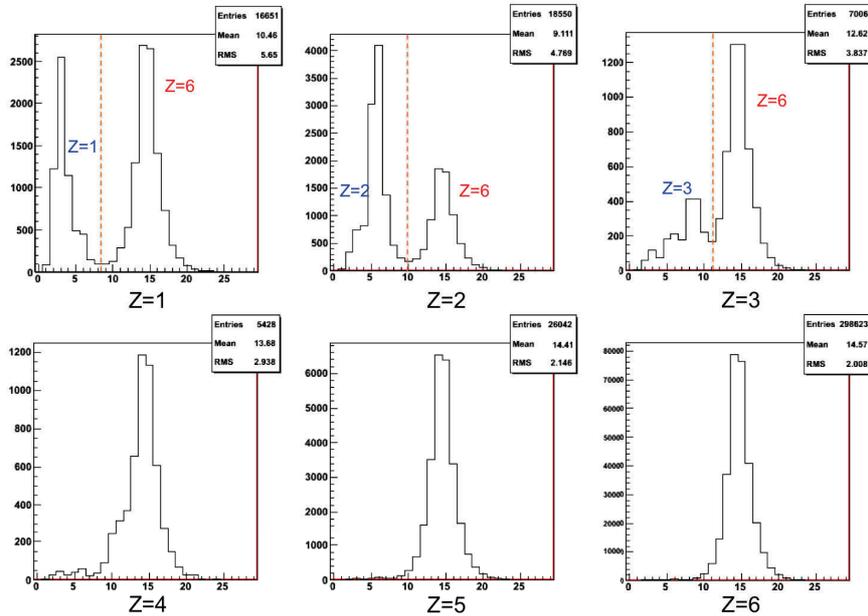


FIGURE 3.33: Distributions du nombre de pixels des clusters utilisés pour reconstruire les traces globales. Représentation pour chaque charge, à partir des données expérimentales.

Cette pollution des ions carbone est confirmée par l'analyse de la **multiplicité** des vertex, c'est-à-dire le nombre de traces dans les vertex lors de la reconstruction des évènements. Si nous supposons, en première approximation, que la probabilité qu'un ion carbone fragmenté ne générant qu'une seule particule sortant de la cible est faible, nous pouvons séparer les traces globales reconstruites selon le nombre de traces locales dans le vertex (une trace ou au moins deux). Cette supposition est d'autant plus vraie pour les fragments les plus légers et surtout pour les ions hélium où la structure en clusters α du carbone peut générer l'émission de deux ou trois α simultanément. Si nous observons la distribution de la taille des clusters lorsque nous appliquons la sélection sur le nombre de traces (≥ 2) dans les vertex (Fig. 3.34), nous remarquons que le pic correspondant au carbone disparaît pour toutes les charges ≤ 5 . De plus, les distributions sont polluées, pour chaque charge, par les autres charges ; cela sera expliqué dans le paragraphe §3.3.6. Grâce à cette sélection, nous pouvons estimer, pour chaque charge, la distribution réelle du nombre de pixels moyen par cluster.

Nous pouvons ainsi corriger les distributions en masse en imposant un seuil sur la taille des clusters pour chaque charge. Chaque pic "vrai" (en bleu) des distributions de la Fig. 3.34 correspondant réellement à la charge reconstruite dans le mur temps de vol est ajusté par une

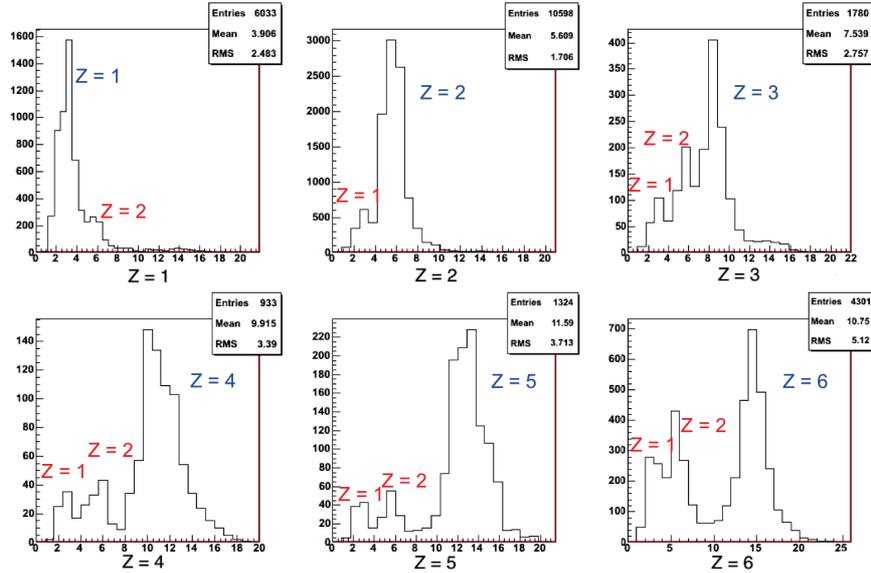


FIGURE 3.34: Distributions du nombre de pixels des clusters, pour les données expérimentales, dans le cas où le vertex associé à la trace a une multiplicité de traces supérieure à un.

fonction gaussienne. Nous récupérons ainsi la valeur moyenne et le σ pour chaque charge et déduisons ainsi le seuil correspondant (limite supérieure). Ces trois informations sont résumées dans le Tab. 3.6. Néanmoins, étant données les valeurs moyennes et les σ obtenus, nous ne

Tableau 3.6: Nombre moyen de pixels par cluster pour chaque charge ainsi que l'écart type σ de la distribution et les coupures utilisées sur la taille des clusters.

Charge	Taille Cluster	σ	Seuil maximal
1	3,1	0,8	5,5(3σ)
2	5,7	1,0	8,7(3σ)
3	8,3	1,4	11,1(2σ)
4	11,1	1,7	X
5	13,1	1,6	X
6	14,5	1,7	X

pouvons utiliser ces seuils que pour les $Z = 1$ et les $Z = 2$ sans perdre d'information. Nous pouvons aussi imposer un seuil pour les $Z = 3$ mais nous devons nous restreindre à 2σ afin de limiter la pollution liée au carbone. Ceci implique que nous allons perdre $\sim \frac{5}{2}\%$ de la statistique

des $Z = 3$ (nous coupons à 2σ que sur une moitié de la distribution). Cette perte sera prise en compte lors de l'estimation des efficacités de reconstruction ; les sélections sur la taille des clusters seront comprises aussi.

Enfin, il est évident que la fragmentation en dehors de la cible n'est pas réservée aux ions carbone. Un bore ou un beryllium, par exemple, peuvent aussi interagir dans le dispositif expérimental, générant des hits avec des charges plus légères dans le mur temps vol. Concrètement, la distribution du nombre de pixels pour les $Z = 1$ de la Fig. 3.33 peut aussi contenir des régions correspondant à des $Z = 5$ ou $Z = 4$ par exemple. Cependant, cet effet est négligeable étant donné que la probabilité qu'un événement de fragmentation génère des événements secondaires est bien plus faible que la probabilité qu'un ion carbone fragmente en dehors de la cible. Enfin, les taux de production des fragments secondaires seraient difficiles à estimer étant donné que nous effectuons des mesures parce que les sections efficaces de fragmentation utilisées dans les simulations reproduisent difficilement les résultats expérimentaux.

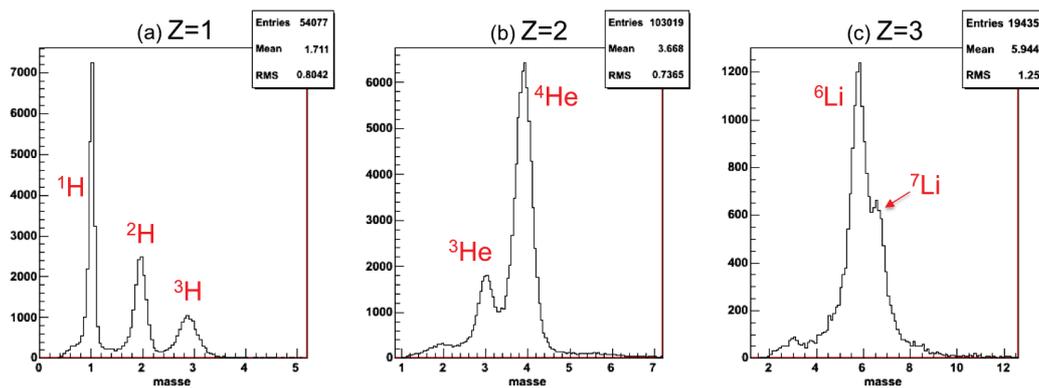


FIGURE 3.35: Distributions en masse pour les charges $Z = 1, 2$ et 3 , pour des données expérimentales, avec coupure sur la taille des clusters.

Si nous mettons, pour les fragments d'hydrogène, un seuil de 5,5 pixels maximum par cluster en moyenne (valeur moyenne + 3σ du Tab. 3.6), nous obtenons la distribution en masse de la Fig. 3.35. Nous pouvons voir que les protons sont désormais l'isotope le plus produit et les tritons sont maintenant facilement identifiables. En appliquant le seuil de 8,7 pixels pour les ions hélium, nous observons que les ^3He sont mieux séparés des ^4He ; le calcul du taux de production sera donc plus fiable. En ce qui concerne les ions lithium, la séparation en masse semble difficile en appliquant cette correction, cette limitation est due à la résolution intrinsèque du dispositif expérimental de FIRST sans le détecteur MUSIC.

De manière similaire à la correction sur la taille des clusters, la Fig. 3.36 présente la distri-

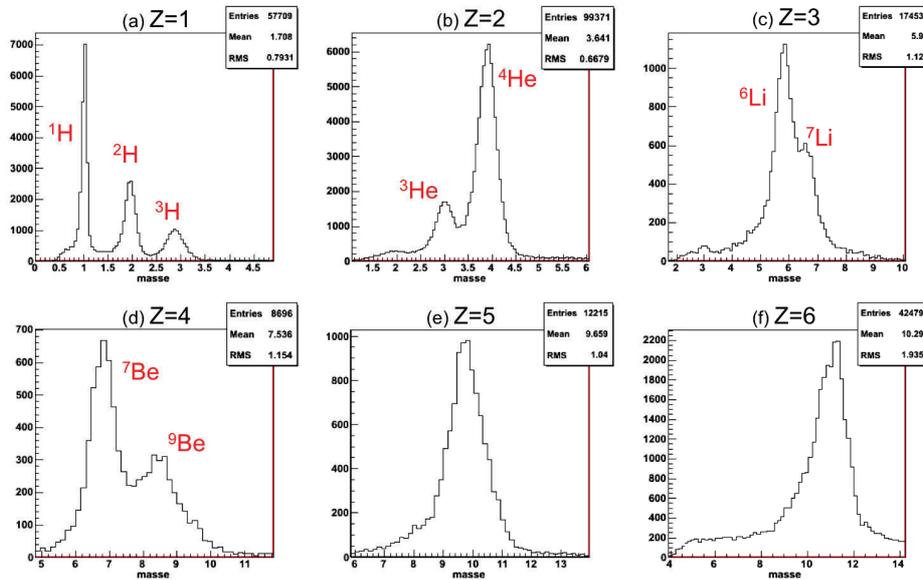


FIGURE 3.36: Distributions en masse pour chaque charge, pour les données expérimentales, dans le cas où le vertex associé à la trace a une multiplicité de traces d'au moins deux.

bution en masse pour tous les évènements où le nombre de traces dans les vertex reconstruits est d'au minimum deux. Nous observons les trois isotopes de l'hydrogène dans des proportions relatives cohérentes ; le pic de ^3He est bien séparé du pic de ^4He ; nous apercevons le ^7Li dans la descente du ^6Li ; le pic de ^7Be se détache du reste de la distribution correspondant essentiellement au ^9Be ; les isotopes du bore ne sont toujours pas séparables et la distribution du carbone présente un bruit de fond correspondant à une mauvaise identification. Ainsi, avec cette méthode, nous pouvons séparer certaines masses, tout comme les sélections sur la taille des clusters, avec la nouveauté de pouvoir séparer en masse le beryllium. Néanmoins, nous privilégierons la coupure sur la taille des clusters pour les trois premières charges étant donné que la coupure sur le nombre de traces dans les vertex dépend des sections efficaces de fragmentation, ce que nous souhaitons précisément étudier lors de cette expérience.

Plus généralement, nous pourrions obtenir des distributions angulaires et en énergie pour chaque charge en sommant toutes les masses. En ce qui concerne les distributions pour les différents isotopes pris séparément, nous pouvons étudier théoriquement ^1H , ^2H , ^3H , ^3He et ^4He . Néanmoins, la séparation des isotopes de charge $Z \geq 2$ peut encore évoluer ; seuls les isotopes de l'hydrogène sont identifiables de manière certaine pour le moment. Ces résultats sont présentés ci-après.

3.3.3 Calcul des sections efficaces et erreurs associées

Afin de produire nos distributions en angle et en énergie, nous avons besoin de calculer les sections efficaces de fragmentation. Celles-ci s'expriment ainsi :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}({}^A_ZX) = \frac{N_{AZX} \times A_{cible}}{N_{12C} \times \Omega \times \varepsilon_{rec} \times \rho \times e \times \mathcal{N}_A} \quad (3.15)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE}({}^A_ZX) = \frac{N_{AZX} \times A_{cible}}{N_{12C} \times \Omega \times BW \times \varepsilon_{rec} \times \rho \times e \times \mathcal{N}_A}$$

où N_{AZX} est le nombre de fragments A_ZX détectés, A_{cible} la masse de la cible, N_{12C} le nombre d'ions carbone incidents, Ω l'angle solide du détecteur, ρ la densité de la cible, e son épaisseur et \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro. Le paramètre BW correspond à la largeur du pas utilisé (ou largeur de "bin" en terme d'histogramme) pour les distributions ($0,1^\circ$ et $0,2^\circ$ pour les distributions angulaires, 10 MeV/n et 20 MeV/n pour les distributions en énergie) et N_{AZX} correspond donc au nombre de fragments détectés pour un pas donné. L'angle solide Ω utilisé ici pour les distributions en énergie est de 27,13 msr, calculé à partir des dimensions du "trou" de KENTROS où les particules doivent passer afin d'atteindre le mur temps de vol, et de sa distance avec le centre de la cible. L'épaisseur e de la cible est de 8 mm et sa masse volumique ρ de $2,1 \text{ g.cm}^{-3}$. Le paramètre ε_{rec} est l'efficacité de la reconstruction globale pour le pas considéré (cf. Fig. 3.30).

En ce qui concerne les distributions angulaires, l'angle solide n'est pas constant, il est calculé pour chaque tranche angulaire représentée par un "bin" dans notre histogramme. L'angle solide Ω est ainsi déterminé grâce aux limites θ_{inf} et θ_{sup} de chaque "bin" de la manière suivante :

$$\Omega = 2\pi(\cos \theta_{inf} - \cos \theta_{sup}) \quad (3.16)$$

L'angle solide dépend ici de la largeur du "bin", il n'est donc pas nécessaire de prendre en compte le paramètre BW pour les distributions angulaires contrairement aux distributions en énergie.

Nous pouvons dès lors, déterminer nos distributions angulaires et en énergie pour chaque charge. Celles-ci seront représentées ci-après en tenant compte des erreurs statistiques et de l'erreur $\Delta\varepsilon$ sur l'efficacité de reconstruction des traces globales. Cette dernière est calculée de la manière suivante pour une loi binomiale :

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N}} \quad (3.17)$$

où ε est l'efficacité de reconstruction et N le nombre total d'évènements. En ce qui concerne les erreurs systématiques, elles ne seront pas prises en compte pour les travaux présentés ici, ce choix sera expliqué dans le paragraphe §3.3.6.

3.3.4 Distributions angulaires

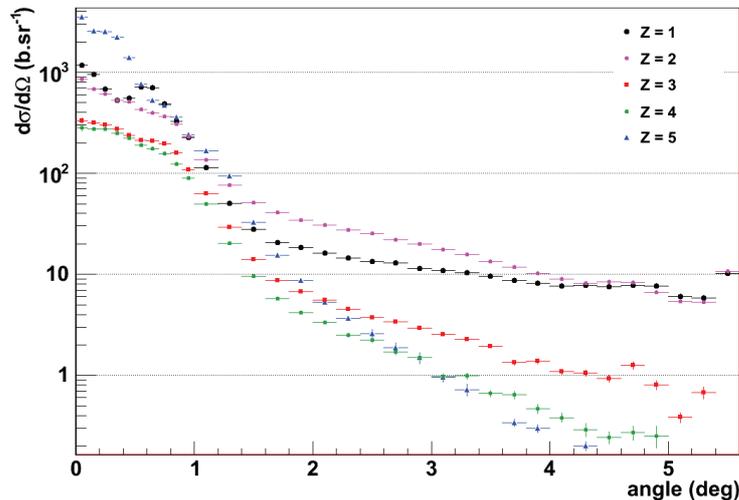


FIGURE 3.37: Distributions angulaires avec prise en compte des efficacités de reconstruction. Représentation pour chaque charge, à partir des données expérimentales. Aucune coupure n'est appliquée.

À l'aide de notre identification en masse et nos calculs d'efficacité, nous pouvons donc déterminer les distributions angulaires. La Fig. 3.37 représente ces distributions pour chaque charge, sans distinction en isotope. Ces distributions sont corrigées de l'efficacité de reconstruction de traces calculée en fonction de l'angle (cf. Fig. 3.30(a)). Nous observons une décroissance des courbes, quelle que soit la charge. Cette décroissance s'accélère lorsque la charge du fragment augmente, ce qui confirme que la dispersion angulaire est d'autant plus grande que la charge est faible. Nous observons, entre $0,5^\circ$ et 1° , un ralentissement de la décroissance particulièrement visible pour les ions lithium (en rouge) voire même un pic pour les ions hydrogène (en noir).

Si nous nous penchons sur la distribution angulaire du carbone (Fig. 3.38), le comportement de la courbe est similaire avec la présence d'un pic vers $0,6^\circ$. Ce pic indique tout d'abord que l'angle d'incidence du faisceau sur la cible n'est pas parfaitement droit. Il correspond au ralentissement de la décroissance des distributions des fragments entre $0,5^\circ$ et 1° (y compris le pic des ions hydrogène) qui sont donc fortement pollués par le carbone. Ainsi, nous avons étudié les distributions angulaires en prenant en compte les sélections sur la taille des clusters des traces du détecteur de vertex pour les trois charges $Z = 1, 2$ et 3 ; ces distributions sont

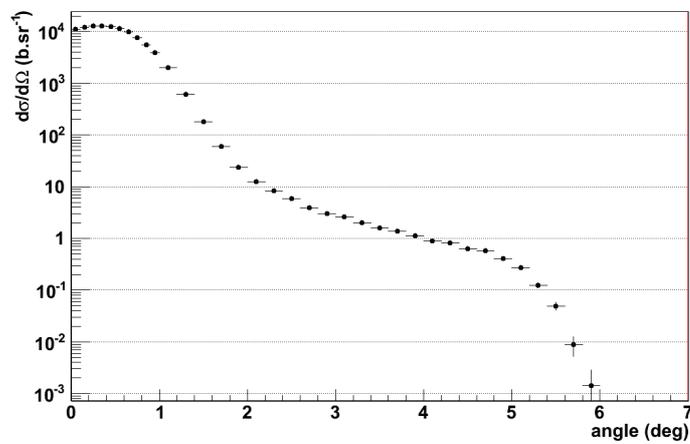


FIGURE 3.38: Distribution angulaire du carbone à partir des données expérimentales.

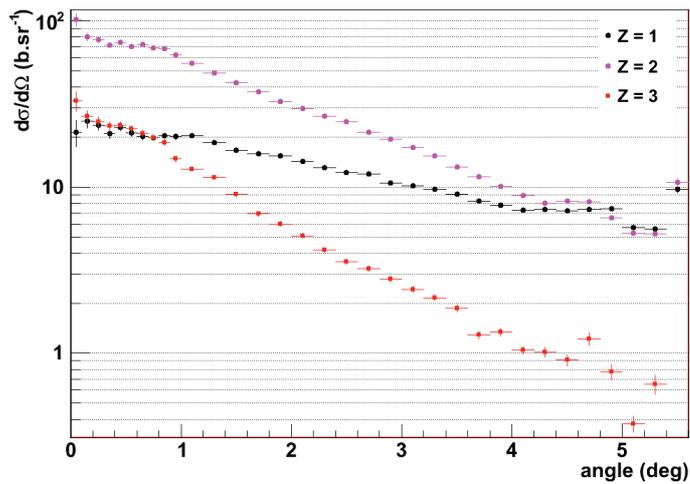


FIGURE 3.39: Distributions angulaires similaires à celles de la Fig. 3.37 avec prise en compte des coupures sur la taille des clusters.

représentées sur la Fig. 3.39. Nous observons que le pic lié à la pollution du carbone a disparu dans la distribution des ions hydrogène. Pour les charges $Z = 2$ et 3 , la perturbation entre $0,5^\circ$ et 1° est atténuée. Le taux de production des ions hélium est plus élevé que celui des ions hydrogène, cela s'explique par la structure en clusters 3α du carbone qui semble favoriser l'émission d'un ou plusieurs α à faible angle (ce qui est notre cas ici). À plus grand angle, étant donnée la tendance des deux distributions correspondantes, le taux de production des

ions hélium sera inférieur à celui des ions hydrogène. Comme évoqué précédemment, nous ne pouvons pas appliquer de sélection sur les charges $Z = 4$ et 5 étant donné que la distribution en nombre de pixels du carbone englobe celles du bore et du beryllium.

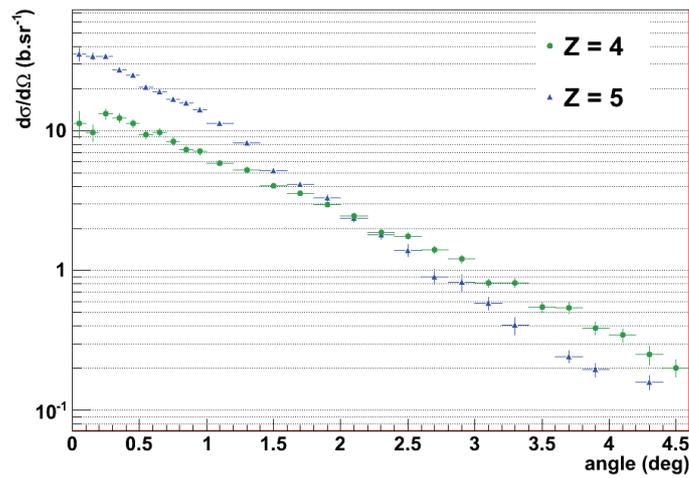


FIGURE 3.40: Distributions angulaires pour chaque charge, pour les données expérimentales, dans le cas où le vertex associé à la trace a une multiplicité de traces d'au moins deux.

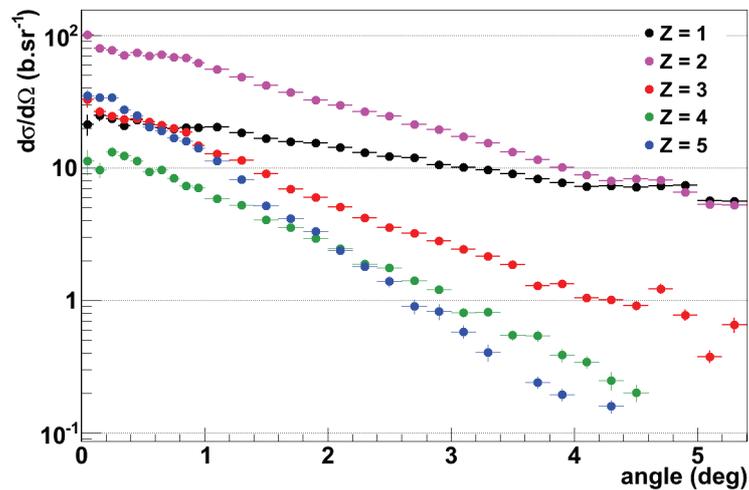


FIGURE 3.41: Superposition des distributions des Fig. 3.39 et 3.40.

Pour ces deux dernières charges, nous pouvons étudier les distributions angulaires en prenant en compte la multiplicité des traces des vertex. La Fig. 3.40 présente les distributions

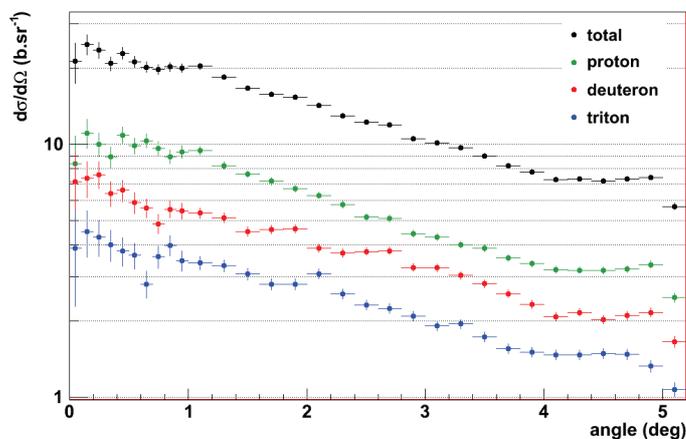


FIGURE 3.42: Distributions angulaires des trois isotopes de l'hydrogène avec prise en compte des coupures sur la taille des clusters.

angulaires pour tous les évènements où le nombre de traces dans les vertex reconstruits est d'au minimum deux avec correction d'efficacité. Nous observons, comme pour la sélection sur la taille des clusters pour les trois charges les plus légères, l'atténuation de la perturbation entre $0,5^\circ$ et 1° . La statistique des ions beryllium a diminué de près d'un facteur 10 après correction. En revanche, en ce qui concerne le bore, la statistique reste très élevée comparée à celle des fragments les plus légers de la Fig. 3.39 ; il semble difficile de dissocier les ions bore des ions carbone au niveau de la reconstruction. La Fig. 3.41 représente la superposition des distributions des Fig. 3.39 et 3.40.

Enfin, à l'aide de l'identification en masse des ions hydrogène et de la sélection sur la taille des clusters, nous pouvons produire les distributions angulaires pour les trois isotopes de l'hydrogène, à savoir les protons, deutérons et tritons. La Fig. 3.42 représente ces distributions ; nous pouvons observer un comportement similaire pour les trois isotopes avec le taux de production le plus élevé pour les protons (en vert) et le plus faible pour les tritons (en bleu). La distribution en noir représente la somme des trois autres courbes, identique à celle de la Fig. 3.39. À l'heure actuelle, il est encore prématuré de séparer les distributions angulaires de ^3He et ^4He .

3.3.5 Distributions en énergie

À l'aide de la reconstruction globale, nous avons pu estimer les facteurs de Lorentz β et γ pour chaque particule et ainsi l'énergie de celle-ci à l'aide de l'équation suivante :

$$T = (\gamma - 1) \cdot M_{nucl} \quad (3.18)$$

où T est l'énergie cinétique de la particule en MeV/n et M_{nucl} la masse moyenne des nucléons en MeV/c². Nous pouvons ainsi déterminer les distributions en énergie pour les différentes

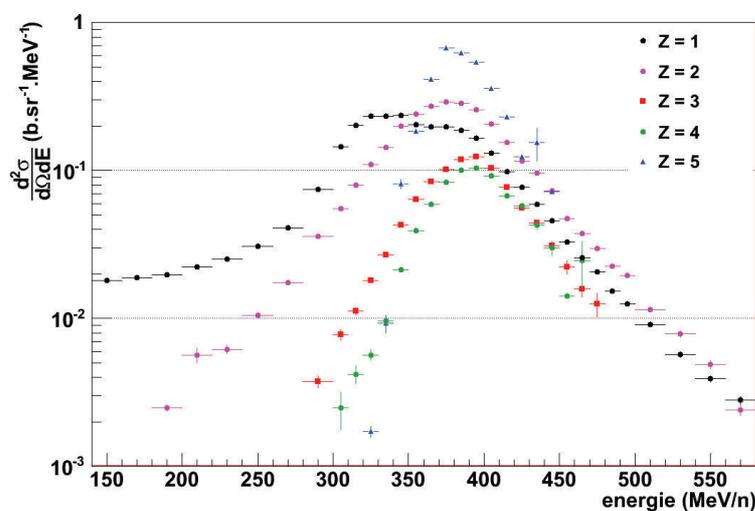


FIGURE 3.43: Distributions en énergie avec prise en compte des efficacités de reconstruction. Représentation pour chaque charge, à partir des données expérimentales.

charges comme illustré sur la Fig. 3.43 où les efficacités de reconstruction en fonction de l'énergie sont prises en compte. Les distributions ont toutes un maximum se situant entre 360 et 400 MeV/n, c'est-à-dire une énergie proche de celle du faisceau. La distribution des ions hydrogène semble avoir un double pic au niveau du maximum, le premier entre 300 et 350 MeV/n et l'autre entre 350 et 400 MeV/n. En imposant une coupure sur la taille des clusters des traces du détecteur de vertex, nous pouvons voir sur la Fig. 3.44 que la double structure des ions hydrogène disparaît, laissant supposer que celle-ci était due à la contribution du carbone. En ce qui concerne les charges $Z = 2$ et 3 , l'allure des distributions n'a pas été fondamentalement modifiée, la conséquence principale est la forte diminution des taux de production au niveau du pic centré sur l'énergie du faisceau. Ceci est dû à la mauvaise identification en charge du mur temps de vol. Cette diminution des taux de production est observée dans une moindre mesure pour les énergies plus hautes. Les énergies inférieures à la valeur moyenne du pic semble

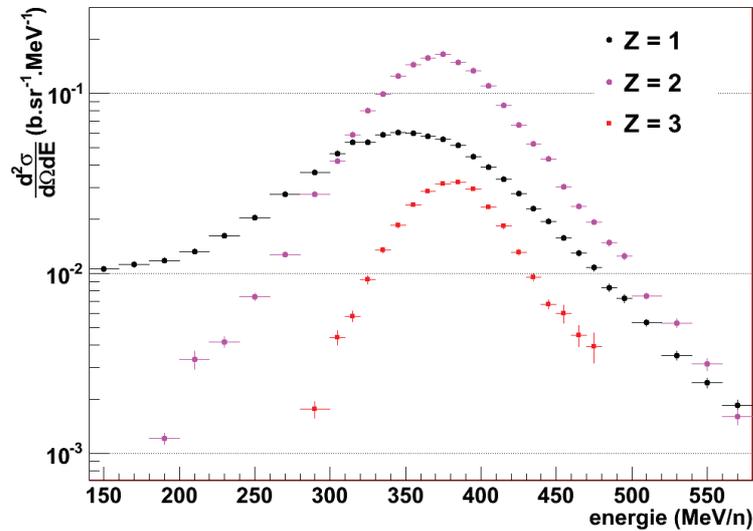


FIGURE 3.44: Distributions en énergie similaires à celles de la Fig. 3.43 avec prise en compte des coupures sur la taille des clusters pour les trois charges les plus légères.

moins affectées, ce qui est en accord avec la distribution en énergie du carbone de la Fig. 3.45 (sans correction apportée). En effet, la statistique est plus importante entre 400 et 500 MeV/n qu'entre 300 et 400 MeV/n d'où la pollution moindre pour ces énergies-ci.

En ce qui concerne les charges $Z = 4$ et 5 , comme pour les distributions angulaires, aucune

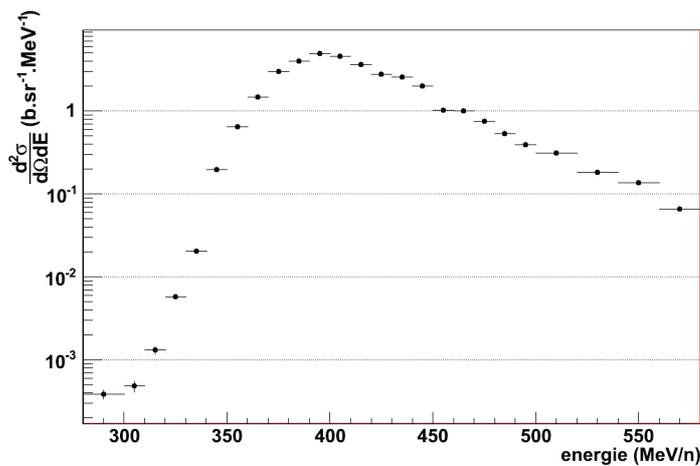


FIGURE 3.45: Distribution en énergie du carbone à partir des données expérimentales.

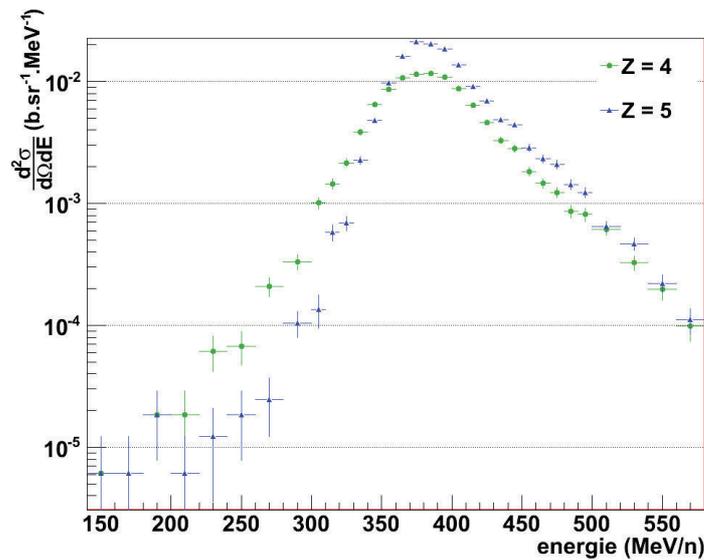


FIGURE 3.46: Distributions en énergie pour les charges $Z = 4$ et 5 , pour les données expérimentales, dans le cas où le vertex associé à la trace a une multiplicité de traces d'au moins deux.

sélection n'est applicable sur la taille des clusters. Nous pouvons néanmoins étudier les distributions en énergie en prenant en compte la multiplicité des traces des vertex. La Fig. 3.46 présente les distributions en énergie pour tous les événements où le nombre de traces dans les vertex reconstruits est d'au minimum deux avec correction d'efficacité. Globalement, l'allure des distributions est similaire, avec néanmoins un rééquilibrage au niveau de la statistique de ces deux fragments, même si la distribution du bore paraît encore élevée par rapport aux résultats extrapolés de l'expérience E600 (pollution due au carbone). La Fig. 3.47 représente la superposition des distributions des Fig. 3.44 et 3.46.

Enfin, à l'aide de l'identification en masse des ions hydrogène et de la sélection sur la taille des clusters, nous pouvons produire les distributions en énergie pour les trois isotopes de l'hydrogène. La Fig. 3.48 représente ces distributions, nous pouvons observer un comportement similaire pour les trois isotopes, malgré la variation à faible énergie pour les deutérons (en rouge), avec le taux de production le plus élevé pour les protons (en vert) et le plus faible pour les tritons (en bleu). La distribution en noir représente la somme des trois autres courbes, identique à celle de la Fig. 3.44.

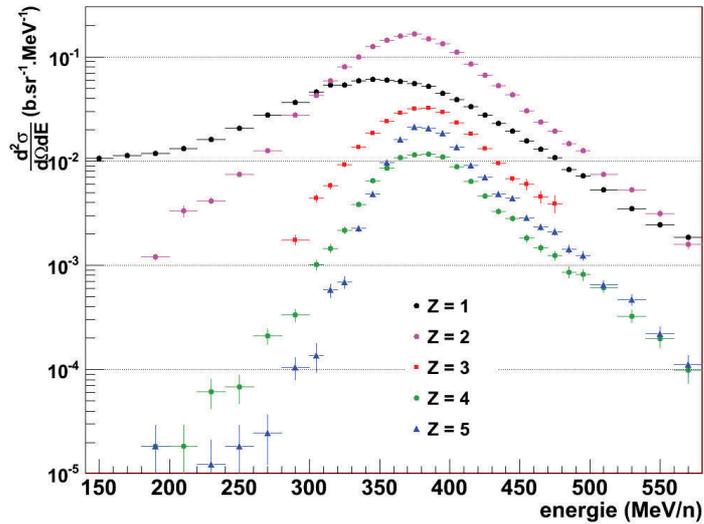


FIGURE 3.47: Superposition des distributions des Fig. 3.44 et 3.46.

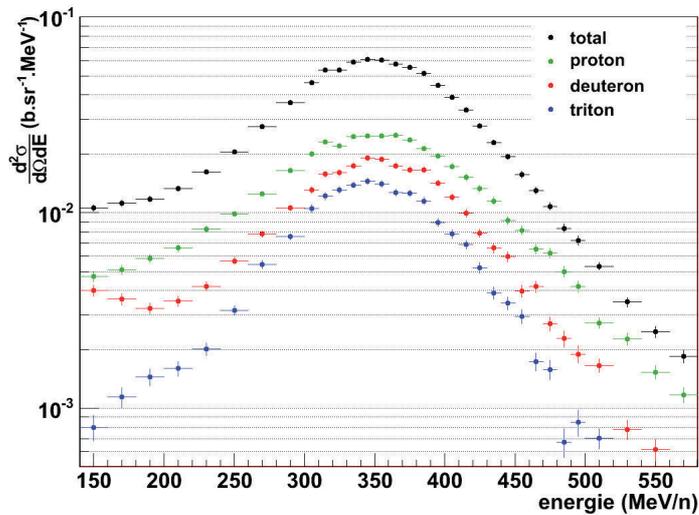


FIGURE 3.48: Distributions en énergie des trois isotopes de l'hydrogène avec prise en compte des coupures sur la taille des clusters.

3.3.6 Erreurs systématiques

Comme évoqué précédemment, Les distributions présentées prennent en compte les erreurs statistiques ainsi que les erreurs sur l'efficacité de reconstruction. En ce qui concerne les

erreurs systématiques, il est difficile, à l'heure actuelle, de les prendre en compte. En effet, bien que la plupart des sources d'erreur sont identifiées, il est pour le moment délicat d'estimer leur impact étant donné que la simulation FLUKA de l'expérience évolue encore régulièrement afin de corriger certains effets ou de prendre en compte de nouveaux paramètres expérimentaux.

Sans énoncer l'ensemble des sources d'erreur possibles, nous pouvons nous pencher sur celle la plus pénalisante, à savoir l'efficacité de reconstruction de charge dans le mur temps de vol. La Fig. 3.31 a mis en avant la pureté liée à cette identification en charge en prenant en compte tous les hits du mur temps de vol. Nous pouvons restreindre cette analyse aux hits utilisés pour la reconstruction d'une trace globale. La Fig. 3.49 représente la charge recons-

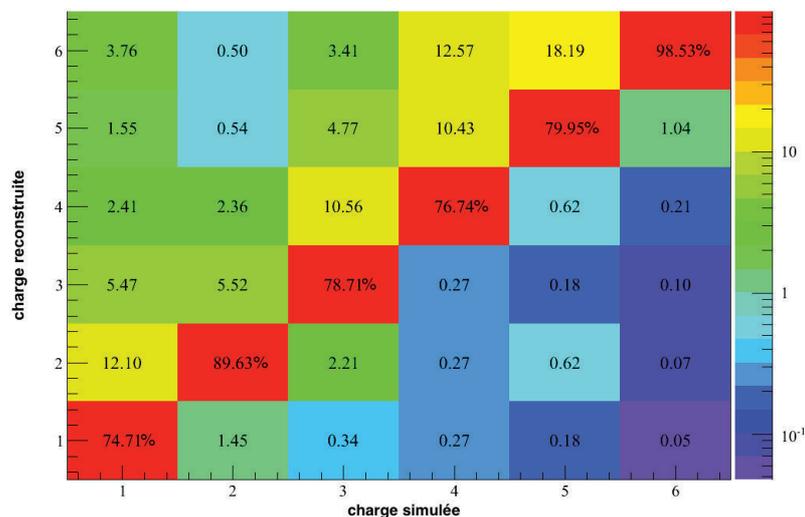


FIGURE 3.49: Représentation de la charge reconstruite pour les hits du mur temps de vol **utilisés dans une trace globale** en fonction de la charge générée par la simulation (lecture verticale). La diagonale (en rouge) représente les charges bien reconstruites. Les pourcentages, dans une même colonne, sont calculés en fonction du nombre total d'évènements dans celle-ci (nombre total simulé).

truite en fonction de la charge simulée pour ces hits. La diagonale, en rouge, représente toutes les charges bien reconstruites. Si nous prenons le cas de la charge $Z = 1$, cela signifie que 74,7% des hits générés avec une charge $Z = 1$ sont bien identifiés dans le mur temps de vol. Néanmoins, 12,1% de ces hits sont reconstruits avec une masse $Z = 2$. Ainsi, quelle que soit la charge, plus de 70% des charges simulées et utilisées par la reconstruction globale sont bien reproduites.

Une deuxième lecture de ce graphique peut être faite en inversant les axes, c'est-à-dire en représentant la charge simulée en fonction de la charge reconstruite. Cette deuxième représen-

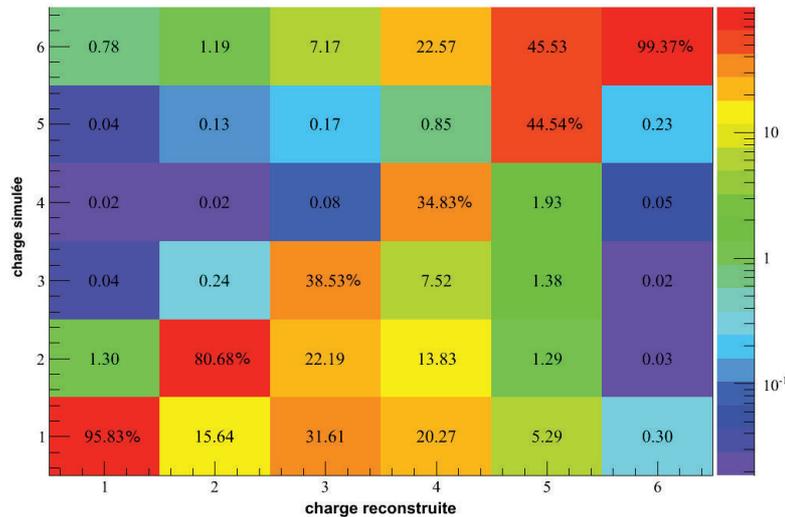


FIGURE 3.50: Représentation de la charge simulée pour les hits du mur temps de vol **utilisés dans une trace globale** en fonction de la charge reconstruite (lecture verticale). La diagonale (en rouge) représente les charges bien reconstruites. Les pourcentages, dans une même colonne, sont calculés en fonction du nombre total d'évènements dans celle-ci (nombre total reconstruit).

tation est plus instructive et est illustrée sur la Fig. 3.50. Le cas idéal correspond toujours à la diagonale en rouge. Nous observons par exemple, pour la charge $Z = 1$, que 95,8% des hits utilisés et identifiés comme étant des charges $Z = 1$ le sont effectivement au niveau de la simulation. Ce qui signifie que la très grande partie des hits identifiés comme hydrogène sont bien des fragments d'hydrogène au niveau de la simulation. En ce qui concerne les charges $Z = 2$, le ratio tombe à 80,6%, 15,6% des ions hélium reconstruits étant en fait des ions hydrogène au niveau de la simulation. Le problème s'accroît pour les charges $Z = 3, 4$ et 5 . Pour la charge $Z = 3$, seulement 38,5% correspondent bien à la charge simulée, 22,1% des ions lithium étant en fait des ions hélium et 31,6% des ions hydrogène. Pour les charge $Z = 4$, le ratio n'est que de 34,8%, avec des pollutions venant de toutes les autres charges. Pour les $Z = 5$, 44,5% des ions bore le sont réellement, 45,5% étant en fait du carbone. Ceci est dû à la proximité des dépôts d'énergie dans le mur temps de vol entre le bore et le carbone, sachant que le nombre d'ions carbone est bien plus important au total vu qu'il s'agit du faisceau. Cette analyse permet

d'expliquer la pollution de la Fig. 3.34 en ce qui concerne la taille des clusters. En effet, dans le cas de la distribution des $Z = 2$, le pic correspondant à $Z = 1$ est dû au fait que 15,6% des traces reconstruites comme des ions hélium sont en fait des ions hydrogène. Toute pollution ayant une proportion élevée dans la Fig. 3.50 (en dehors de la diagonale) se retrouve sur la Fig. 3.34 avec la présence des pics correspondants, dans la limite du nombre de traces associées à un vertex strictement supérieur à un (la pollution du carbone disparaissant ainsi).

Nous voyons clairement que le cas du bore est problématique car l'identification en charge dans le mur temps de vol "chevauche" celle du carbone qui est présent en bien plus grande quantité. De plus, au niveau de la taille des clusters dans le détecteur de vertex, ces deux ions ne sont pas distinguables, la distribution du bore étant incluse dans celle du carbone. En ce qui concerne le beryllium, nous faisons face au même problème avec une distribution de taille de cluster en grande partie incluse dans celle du carbone et une pollution conséquente due aux charges $Z = 1$ et 2 qui sont les fragments les plus produits. Pour le lithium, l'essentiel de la mauvaise identification provient des charges $Z = 1$ et 2 , ceci étant dû à leur statistique et à leur proximité au niveau du dépôt d'énergie dans le mur temps de vol.

Cette source d'erreur devra être introduite dans les erreurs systématiques mais ne peut pas être estimée de manière fiable actuellement, des études et améliorations étant toujours en cours.

3.3.7 Limites des corrections apportées

La sélection sur le nombre de traces dans les vertex reconstruits permet d'affiner nos distributions. En ce qui concerne les distributions en masse, cette sélection permet de séparer les isotopes du beryllium. En ce qui concerne les distributions angulaires, l'allure des courbes est fortement modifiée entre 0° et 1° . En ce qui concerne les distributions en énergie, les proportions relatives des différentes charges sont rééquilibrées. Néanmoins, l'impact d'une telle correction sur les distributions est difficile à quantifier. En effet, nous devons estimer le nombre d'évènements de fragmentation "vrais" où il n'y a qu'une seule trace dans le vertex, étant donné que le principe de la correction est de supprimer tous les vertex avec une seule trace. De plus, l'acceptance angulaire du détecteur de vertex est de $\sim 40^\circ$. Lorsqu'un bore est émis en avant, il est possible qu'un proton soit émis à très grand angle, dépassant l'acceptance de notre détecteur. Cependant, quantifier ce cas de figure est délicat étant donné qu'il dépend des sections efficaces de fragmentation, paramètre que nous étudions justement. Concernant les ions carbone empilés qui pourraient générer un vertex de deux traces par exemple, le moniteur faisceau permet de sélectionner les traces provenant du faisceau ; nous rejetons ainsi les évènements

empilés.

En ce qui concerne la sélection sur la taille des clusters, la simulation FLUKA actuelle ne simule pas correctement, pour le moment, la taille des clusters dans le détecteur de vertex. Il n'est pas aisé d'estimer le dépôt de charge dans les CMOS lors du passage de particules chargées ainsi que le nombre de pixels touchés. L'intégration de ce paramètre dans la simulation, à l'aide des données expérimentales de FIRST, permettra de mieux appréhender les sélections sur la taille des clusters.

3.4 Conclusion

L'analyse des données de l'expérience FIRST permet d'obtenir des distributions angulaires entre 0° et $\sim 5^\circ$ ainsi que des distributions en énergie pour les fragments générés lors de la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ avec une énergie de faisceau de 400 MeV/n. Une sélection en charge est permise à l'aide du mur temps de vol et une sélection en masse partielle à l'aide de la reconstruction globale. Les distributions angulaires corrigées sont dominées par les fragments légers, principalement les α et les protons. Les distributions angulaires décroissent d'autant plus rapidement que la charge du fragment augmente. En ce qui concerne les distributions en énergie, elles sont dominées par un pic proche de l'énergie du faisceau. Le pic est d'autant plus prononcé que la charge est grande. Ce comportement est similaire aux résultats de l'expérience E600 pour les faibles angles.

Les résultats présentés sont préliminaires. En effet, l'analyse de l'expérience est en cours et la majeure partie des travaux restants concerne l'amélioration de la simulation FLUKA ainsi que l'étude et l'implémentation de diverses corrections concernant les détecteurs et la reconstruction globale. C'est pourquoi les erreurs systématiques ne peuvent pas être estimées correctement pour le moment, d'où le choix de ne pas les intégrer.

Des pistes sont en cours d'étude comme l'influence du nombre de traces dans les vertex reconstruits présentée ici. L'association entre les hits du mur temps de vol et les traces du détecteur de vertex peut être éventuellement améliorée en prenant en compte, par exemple, la masse reconstruite ; l'association actuelle basée sur la coordonnée y n'est pas assez contraignante. L'amélioration de l'efficacité de reconstruction de la charge dans le mur temps de vol est un sujet récurrent et essentiel puisque toute la reconstruction globale découle de cette information.

Il faut garder à l'esprit que l'expérience FIRST a connu une avarie majeure avec le dysfonctionnement du détecteur MUSIC-IV. Celui-ci devait nous fournir une information précise sur

la perte d'énergie et la trajectoire des particules. Nous avons perdu ces informations essentielles qui auraient dû compléter ou corriger les informations du mur temps de vol. Dans ces conditions, l'obtention de distributions angulaires et en énergie avec la séparation en masse pour plusieurs isotopes est un résultat très encourageant, malgré les difficultés à appliquer les corrections nécessaires et à estimer les erreurs systématiques.

Ces résultats seront comparés dans le chapitre suivant à des simulations effectuées à l'aide de GEANT4. Ils pourront servir, tout comme ceux de l'expérience E600, à contraindre les modèles nucléaires.

Comparaison entre simulations et résultats expérimentaux

Sommaire

4.1	Introduction	140
4.2	Description des modèles	143
4.2.1	Structure des "physiclists" utilisées	143
4.2.2	Description des modèles inélastiques de "QGSP_BIC_EMY"	144
4.2.3	Description des modèles inélastiques de "QMD"	145
4.2.4	Conclusion	147
4.3	Principes des modèles nucléaires	147
4.3.1	Voies d'entrée	147
4.3.1.1	Classe G4BinaryCascade	147
4.3.1.2	Classe G4BinaryLightIonReaction	149
4.3.1.3	Classe G4QMDReaction	150
4.3.2	Voies de sortie	150
4.3.2.1	Classe G4PrecompoundModel	151
4.3.2.2	Classe G4ExcitationHandler	151
4.3.3	Conclusion	152
4.4	Comparaisons avec les résultats de l'expérience E600	153
4.4.1	Distributions angulaires	153
4.4.2	Distributions en énergie	155
4.4.3	Taux de production des isotopes	160
4.4.4	Conclusion E600	163
4.5	Comparaisons avec les résultats de l'expérience FIRST	164
4.5.1	Distributions angulaires	165
4.5.2	Distributions en énergie	167

4.5.3 Conclusion FIRST	169
4.6 Conclusion	170

4.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de comparer les résultats expérimentaux obtenus dans les deux chapitres précédents aux différents modèles nucléaires disponibles actuellement dans les outils de simulation. Ces simulations des phénomènes physiques mis en jeu dans l'interaction ion-matière sont considérées avec un grand intérêt, que ce soit dans le domaine médical pour la planification de traitement (TPS) ou bien dans le domaine physique. Néanmoins, l'objectif n'est pas le même dans les deux cas : pour les planifications de traitement, les principaux critères sont la simplicité d'utilisation et la rapidité d'exécution avec une précision sur le dépôt de dose souhaitée de 2,5% sur l'énergie déposée et 1 mm sur la localisation du dépôt ; pour le domaine de la recherche, l'objectif est de modéliser au mieux les processus physiques et de se rapprocher le plus possible des résultats expérimentaux au détriment du temps de calcul et de la simplicité.

En ce qui concerne les simulations effectuées pour la recherche en hadronthérapie, la méthode Monte Carlo est utilisée. Elle permet d'approcher la solution à un problème donné lorsque les solutions analytiques exactes sont trop complexes à obtenir. Chaque particule générée est suivie tout au long de son existence, chaque interaction qu'elle subira découlera d'un tirage aléatoire avec des distributions de probabilité prédéfinies. En prenant en compte le nombre potentiellement croissant de particules générées à partir d'une particule primaire ainsi que la nécessité d'un tirage statistique important pour la précision des résultats, nous comprenons vite que les temps de calcul peuvent être très longs, à moins de négliger certains effets physiques. Or un temps de calcul trop long est contraire à une utilisation clinique.

La plupart des codes dits "généralistes", traitant des interactions entre particules et matière, ont été développés dans le domaine de la physique des hautes énergies ; certains ayant été étendus au domaine des basses énergies correspondant à la hadronthérapie. Ceci n'est pas sans conséquence sur la qualité des résultats simulés obtenus avec ceux-ci comparés aux résultats expérimentaux des différentes expériences [Bra10]. Un travail lourd et crucial est fourni par toutes les personnes engagées dans l'amélioration continue des codes et modèles de simulation.

Comme évoqué ci-dessus, différents codes de simulation sont disponibles actuellement :

- MCNPX¹, d'origine militaire, qui permet de simuler le transport des protons, neutrons et électrons ainsi que des particules chargées depuis 1994 ;
- PHITS² qui simule le transport de particules chargées et d'ions lourds jusqu'à 200 GeV pour les interactions (proton, neutron)–noyau, et de 10 MeV/n à 100 GeV/n pour les collisions noyau–noyau ;
- SHIELD-HIT³ qui simule les interactions noyau–noyau de 1 MeV/n à 1 TeV/n en prenant en compte les fluctuations de perte d'énergie et la diffusion coulombienne multiple des ions responsable de la diffusion du faisceau dans la cible.
- FLUKA, développé au CERN, qui simule le transport des particules dans la matière. Il est de plus en plus utilisé dans le domaine de la hadronthérapie ;
- GEANT4, développé aussi au CERN, qui s'applique aussi bien à la physique des hautes énergies qu'à la hadronthérapie, en passant par l'astrophysique.

En ce qui concerne notre travail de simulation, GEANT4 a été choisi, non seulement parce qu'il est couramment utilisé pour des applications en radiothérapie et hadronthérapie via l'interface GATE⁴, mais aussi parce qu'il est développé sans licence d'exploitation et enfin parce qu'il est l'outil le plus utilisé dans notre collaboration, ce qui permet une prise en main plus rapide tout en minimisant les risques d'erreur les plus simples.

Lors d'une simulation générée à l'aide de GEANT4, une collision est gérée en deux étapes : une voie d'entrée du système qui gère la partie dynamique de la réaction et une voie de sortie gérant la phase de désexcitation statistique une fois que le système se trouve à l'équilibre thermodynamique.

Les paramètres cruciaux pour la voie d'entrée sont les charges et masses du projectile et de la cible ainsi que l'énergie du projectile et le paramètre d'impact. En fonction de l'énergie mise en jeu et du paramètre d'impact, nous pouvons définir différents types d'interactions noyau–noyau. Ainsi, à basse et moyenne énergie, le paramètre d'impact permet de définir trois familles de collisions : les collisions distantes, périphériques ou centrales.

Lorsque le paramètre d'impact est supérieur à la somme des rayons des deux noyaux, la réaction est essentiellement dominée par l'interaction coulombienne entre ceux-ci, étant donnée la faible portée de l'interaction nucléaire. Ces collisions distantes favorisent ainsi la diffusion élastique de Rutherford [Rut11] bien que d'autres processus peuvent intervenir comme le trans-

1. Monte Carlo N-Particle eXtended
2. Particle and Heavy Ion Transport code System
3. Heavy Ion Transport
4. Geant4 Application for Tomographic Emission

fert de nucléons par effet tunnel [Rey56] ou l'excitation nucléaire coulombienne [Ald56].

Lorsque le paramètre d'impact est de l'ordre de grandeur de la somme des deux rayons, les interactions entre les deux noyaux sont inélastiques, favorisant les réactions de transfert et d'excitation. Ce sont les collisions périphériques. Les transferts d'impulsion, de matière et d'énergie entre les nucléons du projectile et de la cible peuvent modifier la structure des deux noyaux mais leur indentité est globalement conservée.

Au fur et à mesure que le paramètre d'impact diminue, une part croissante de l'énergie cinétique du projectile est convertie en énergie d'excitation du système. Les collisions sont dites semi-périphériques. Aux basses énergies ($\lesssim 10$ MeV/n), les collisions sont gouvernées par des effets collectifs modélisés par un champ moyen. Aux hautes énergies ($\gtrsim 100$ MeV/n), les collisions nucléon–nucléon dominent ; le modèle Abrasion–Ablation permet de décrire intuitivement les réactions nucléaires semi-périphériques (cf. §1.2.2.2). Une zone de recouvrement ("participante") où les nucléons peuvent interagir est délimitée. Les autres nucléons en dehors de cette zone sont "spectateurs". L'expérience E600, avec un faisceau à 95 MeV/n, se situe dans la zone de recouvrement entre les effets aux basses énergies et ceux aux hautes énergies.

Dans le cas des collisions centrales où le paramètre d'impact est petit devant la somme des rayons, le système fusionne à faible énergie (< 30 MeV/n). À plus haute énergie, seule une partie des deux noyaux fusionne en un résidu excité ; l'autre partie dissipe l'énergie d'excitation élevée par l'émission de particules rapides en début de collision. Cette émission est dite de "pré-équilibre" étant donné que les particules ne sont pas émises par un système à l'équilibre thermique. Néanmoins, les collisions (semi-)périphériques représentent la majorité des interactions noyau–noyau pour des raisons géométriques.

Ce chapitre a pour vocation de comparer les résultats expérimentaux obtenus dans les chapitres précédents avec deux manières différentes de reproduire le processus de fragmentation. L'objectif, en ce qui nous concerne ici, n'est pas d'améliorer ou de modifier les modèles existants afin de reproduire précisément les résultats obtenus mais plutôt de comparer, en première approche, deux modèles couramment utilisés en hadronthérapie avec les résultats expérimentaux. La première partie de ce chapitre décrit brièvement les différents modèles utilisés et leur implémentation dans GEANT4 ; la seconde partie présente les comparaisons entre les résultats expérimentaux et les simulations. Une conclusion sur la validité de ces modèles sera tirée.

4.2 Description des modèles

Comme évoqué précédemment, le choix de l'outil de simulation s'est porté sur GEANT4. En effet, il a l'avantage d'être open-source, d'être régulièrement mis à jour par une large communauté scientifique et d'être utilisé en interne au sein de notre groupe, ce qui facilite sa prise en main. L'objectif des simulations présentées ici n'est pas de modéliser entièrement le dispositif expérimental afin d'étudier la réponse de notre système, mais de comparer les résultats "bruts" de la simulation en sortie de cible aux résultats expérimentaux obtenus lors des deux expériences analysées dans les chapitres précédents. Cela permettra, en première approche, de valider ou non les modèles fréquemment utilisés en hadronthérapie.

Pour cela, nous avons utilisé deux "physiclists" dénommées "QGSP_BIC_EMY" et "QMD". "QGSP_BIC_EMY" est la liste des différents processus physiques recommandée par les développeurs de GEANT4 pour la hadronthérapie. Ce modèle utilise essentiellement comme voie d'entrée, pour les réactions nucléaires, le modèle de la cascade intranucléaire binaire de GEANT4. Le modèle "QMD"⁵, basé sur la dynamique moléculaire quantique, propose une voie d'entrée différente, ce qui permet de tester une autre approche et comparer ainsi les deux modèles entre eux.

Ces deux "physiclists" sont décrites ci-après afin de comprendre quels processus physiques sont utilisés pour chacune d'elles, quels sont les processus en commun et ceux qui diffèrent, permettant d'identifier d'où viennent les différences aux niveaux des résultats simulés.

4.2.1 Structure des "physiclists" utilisées

Une "physiclist" correspond à l'ensemble des différents processus physiques définis par l'utilisateur dans la simulation. Ces processus sont implémentés en fonction des particules susceptibles d'être générées dans la simulation. L'avantage de GEANT4 est que son côté modulaire permet de choisir la physique la mieux adaptée pour une situation donnée. L'inconvénient est qu'il est nécessaire d'identifier au préalable les processus physiques que nous voulons faire intervenir. Ainsi, pour une particule ou un type de particule donné, il faut non seulement choisir les processus physiques (par exemple, pour les ions, les processus électromagnétiques et nucléaires) mais aussi les modèles correspondants. En effet, il est possible d'utiliser pour un même processus différents modèles en fonction de la nature du projectile et/ou de son énergie incidente. Enfin, nous pouvons choisir, en fonction de l'énergie incidente, les domaines d'application des différents processus. Il convient donc de maîtriser les processus et modèles utilisés,

5. Quantum Molecular Dynamics

les gammes en énergie correspondantes et les particules concernées afin de pouvoir comparer les modèles entre eux. De surcroît, étant donné que le code de simulation GEANT4 évolue régulièrement, il est nécessaire de préciser quelle est la version utilisée car une "physiclist" utilisée dans deux versions différentes de GEANT4 peut produire des résultats différents.

Les deux "physiclists" étudiées sont très similaires au niveau des modèles utilisés pour les différents processus physiques. En effet, que ce soit au niveau des interactions électromagnétiques (**EM Physics**), des effets relativistes de ces interactions (**EM Synchrotron**), de la décroissance (**Decay**), de la physique des muons (**Stopping**) ou bien des collisions élastiques nucléaires des hadrons (**Hadron Elastic**), les modèles utilisés sont similaires. Le processus **Radioactive Decay** n'est pas pris en compte pour la "physiclist QGSP_BIC_EMY" afin de simplifier le modèle, ce processus n'intervenant que très peu dans le domaine en énergie correspondant à la hadronthérapie, à moins de vouloir étudier précisément les émetteurs β^+ . Les deux "physiclists" étudiées diffèrent essentiellement au niveau des modèles utilisés pour les processus inélastiques utilisés pour les hadrons (**Hadron Physics**) et les ions (**Ion Physics**). En effet, ce sont ces processus qui interviendront principalement dans les résultats produits ; c'est pourquoi nous nous attacherons par la suite à n'expliquer dans les détails que les modèles inélastiques. L'ensemble des processus et modèles utilisés est résumé dans le Tab. 4.1.

Tableau 4.1: Ensemble des processus constituant les deux "physiclists" étudiées.

	QGSP_BIC_EMY	QMD
EM Physics	G4EmStandardPhysics_option3	G4EmStandardPhysics_option3
Synchrotron Radiation	G4EmExtraPhysics	G4EmExtraPhysics
Decays	G4DecayPhysics	G4DecayPhysics
Radioactive Decays	–	G4RadioactiveDecayPhysics
Hadron Elastic scattering	G4HadronElasticPhysics	G4HadronElasticPhysics
Stopping Physics	G4QStoppingPhysics	G4QStoppingPhysics
Hadron Physics	HadronPhysicsQGSP_BIC	cf. Tab. 4.3
Ion Physics	G4IonBinaryCascadePhysics	cf. Tab. 4.3

4.2.2 Description des modèles inélastiques de "QGSP_BIC_EMY"

La "physiclist QGSP_BIC_EMY" est celle recommandée par les développeurs de GEANT4 pour la hadronthérapie ; elle est basée sur la cascade intranucléaire. Dans la gamme en énergie qui nous concerne, les protons et les neutrons sont essentiellement régis par le modèle

G4BinaryCascade. Les deutérons, tritons ainsi que les α ne font intervenir que le modèle **G4BinaryLightIonReaction** dans la gamme en énergie d'intérêt ; ce modèle gouverne les ions ^3He ainsi que tous les autres ions non cités précédemment (**Genericlon**).

Globalement, en ce qui concerne la "physiclist QGSP_BIC_EMY", seulement deux modèles inélastiques sont utilisés dans la gamme en énergie de la hadronthérapie : les modèles **G4BinaryCascade** et **G4BinaryLightIonReaction**. L'ensemble des modèles inélastiques pour cette "physiclist" est résumé dans le Tab. 4.2.

Tableau 4.2: Description des processus inélastiques pour la "physiclist" BIC.

Particule	Modèle inélastique	Énergie	Bases de données
proton	G4BinaryCascade	0-9,9 GeV	G4ProtonInelasticCrossSection
	G4LEProtonInelastic	9,5-25 GeV	
	G4QGSPProtonBuilder	12 GeV-100 TeV	
neutron	G4BinaryCascade	0-9,9 GeV	G4NeutronInelasticCrossSection
	G4LENeutronInelastic	9,5-25 GeV	
	G4QGSPNeutronBuilder	12 GeV-100 TeV	
deutéron triton alpha	G4InelasticInteraction	19,9 GeV-1 TeV	G4TripathiCrossSection G4TripathiLightCrossSection
	G4BinaryLightIonReaction	0-20 GeV	
^3He genericlon	G4BinaryLightIonReaction	0-20 GeV	G4IonsShenCrossSection

4.2.3 Description des modèles inélastiques de "QMD"

La "physiclist" QMD diffère sensiblement de la "physiclist" BIC. Le modèle régissant les protons et neutrons pour QMD est le même que BIC, à savoir **G4BinaryCascade** sauf pour les neutrons de faible énergie ($0 < E < 20$ MeV) où le modèle **G4NeutronHPInelastic** est pris en compte. Le modèle **G4NeutronHPInelastic** génère l'état final lors de la diffusion inélastique des neutrons. C'est un modèle de transport de haute précision valable pour des neutrons de moins de 20 MeV, s'appuyant sur les bases de données ENDF/B-VI⁶ qui contiennent des sections efficaces tabulées pour les différents états finaux inélastiques. En ce qui concerne toutes les autres particules, que ce soient les deutérons, tritons, ^3He , α ou le reste des ions, la voie d'en-

6. Evaluated Nuclear Data File version B-VI

trée JQMD⁷ est utilisée via le modèle **G4QMDReaction**. L'ensemble des modèles inélastiques pour cette "physiclist" est résumé dans le Tab. 4.3.

Tableau 4.3: Description des processus inélastiques pour la "physiclist" QMD.

Processus hadronique	Particule	Processus GEANT4	Modèle GEANT4	Base de données	Énergie
processus inélastique (protons)	Proton	G4ProtonInelasticProcess	G4BinaryCascade	G4ProtonInelasticCrossSection	0-20 GeV
processus inélastique pour les ions	Generic Ion	G4IonInelasticProcess	G4QMDReaction	G4IonsShenCrossSection	0-20 GeV
	Deuteron	G4DeuteronInelasticProcess	G4QMDReaction	G4IonsShenCrossSection	0-20 GeV
	Triton	G4TritonInelasticProcess	G4QMDReaction	G4IonsShenCrossSection	0-20 GeV
	Alpha	G4AlphaInelasticProcess	G4QMDReaction	G4IonsShenCrossSection	0-20 GeV
capture radiative (neutrons)	Neutron	G4HadronCaptureProcess	G4NeutronHPCapture	G4NeutronHPCaptureData	0-20 MeV
			G4LCapture	G4HadronCaptureDataSet	14 MeV-20 GeV
diffusion inélastique (neutrons)	Neutron	G4NeutronInelasticProcess	G4NeutronHPInelastic	G4NeutronHPInelasticData	0-20 MeV
			G4BinaryCascade	G4NeutronInelasticCrossSection	14 MeV-20 GeV
fission (neutrons)	Neutron	G4HadronFissionProcess	G4NeutronHPFission	G4NeutronHPFissionData	0-20 MeV
			G4LFission	G4HadronFissionDataSet	14 MeV-20 GeV

7. JAERI (Japan Atomic Energy Research Institute) Quantum Molecular Dynamics

4.2.4 Conclusion

Il résulte de la description des deux "physiclists" utilisées que la voie d'entrée pour les protons est identique, à savoir la cascade binaire. En ce qui concerne les neutrons, il en est de même sauf pour les neutrons de faible énergie en ce qui concerne QMD ($E < 20$ MeV). En ce qui concerne les ions, les modèles utilisés sont différents. BIC utilise la cascade intranucléaire binaire pour les ions tandis que QMD utilise le modèle JQMD. Ainsi, les différences éventuellement observées entre les deux modèles seront essentiellement dues aux modèles utilisés pour la voie d'entrée étant donné que ces deux "physiclists" utilisent des modèles de désexcitation comparables.

4.3 Principes des modèles nucléaires

Les modèles évoqués précédemment seront décrits avec l'objectif de comprendre les différences entre les voies d'entrée et les voies de sortie sans rentrer dans les détails de chaque modèle. Ainsi, dans un premier temps, les modèles dynamiques seront décrits, correspondant aux voies d'entrée lors d'une collision puis, dans un deuxième temps, les modèles de désexcitation seront présentés, correspondant aux voies de sortie. Ceci passe par une description des différentes classes GEANT4 utilisées.

4.3.1 Voies d'entrée

Les modèles disponibles dans GEANT4 comprennent une voie d'entrée (correspondant au nom de la classe) associée à une voie de sortie. Les voies d'entrée seront décrites dans cette partie.

4.3.1.1 Classe G4BinaryCascade

Ce modèle a été initialement développé afin de décrire l'interaction nucléaire d'un nucléon (proton ou neutron) avec un noyau. C'est un modèle microscopique, ce qui signifie qu'il définit la réaction nucléaire comme une suite de collisions entre les nucléons des deux noyaux. Il est basé sur un modèle détaillé en 3D ; les interactions interviennent entre une particule primaire ou une particule secondaire générée ou diffusée dans la cascade et un nucléon seul du noyau. Ce dernier est modélisé en positionnant explicitement les nucléons dans l'espace et en leur assignant une quantité de mouvement. Ceci est fait en respectant les distributions de densité nucléaire, le

principe d'exclusion de Pauli et la masse totale du noyau. La propagation des particules dans le champ du noyau est accomplie en résolvant numériquement les équations du mouvement, en utilisant des champs indépendants du temps dérivés de potentiels optiques. La cascade commence avec un projectile et une description nucléaire, elle s'achève lorsque l'énergie moyenne de tous les participants à l'intérieur des frontières du noyau cible passe en dessous d'un certain seuil. Le pré-fragment résultant sera traité par un modèle regroupant le pré-équilibre et la décroissance (**G4PrecompoundModel**). Ce modèle permet d'obtenir l'ensemble des fragments en voie de sortie.

Les conditions initiales de l'algorithme de transport correspondent au type de la particule incidente primaire, à son énergie ainsi qu'au modèle 3D du noyau cible. Le noyau est supposé être sphérique et isotrope, *i.e.* chaque nucléon est placé avec une direction aléatoire et une position sélectionnée aléatoirement en prenant en compte la densité nucléaire (modèle en couches avec un potentiel d'oscillateur harmonique en ce qui nous concerne). Pour la particule primaire, un paramètre d'impact est choisi lui aussi aléatoirement sur un disque en dehors du noyau cible, perpendiculaire à un vecteur passant par le centre du noyau. La direction initiale de la particule primaire est perpendiculaire à ce disque. En se basant sur une propagation en ligne droite, la distance minimale d'approche avec chaque nucléon i dans le noyau cible et le temps de vol correspondant sont calculés. La section efficace d'interaction σ_i avec les nucléons cibles est calculée en se basant sur la quantité de mouvement des nucléons et celle du projectile, à l'aide des sections efficaces inclusives basées sur des données expérimentales (Tripathi ou Shen). Les nucléons cibles dont la distance minimale d'approche est plus faible que $\sqrt{\frac{\sigma_i}{\pi}}$ sont de possibles partenaires pour une collision avec le nucléon incident primaire. Tous ces candidats sont classés en fonction du temps de vol. Dans le cas où aucune collision n'est trouvée, un nouveau paramètre d'impact est choisi. Ainsi, nous nous affranchissons des effets de transparence aux frontières du noyau à l'aide du paramètre d'impact.

La particule incidente primaire est ainsi transportée dans le champ du noyau cible avec un pas en temps donné par le temps de vol jusqu'au nucléon candidat le plus proche. En dehors du noyau cible, les particules se déplacent en ligne droite. L'énergie des particules entrant dans le noyau cible est corrigée en prenant en compte les effets de Coulomb. À l'intérieur du noyau cible, les particules sont propagées dans son champ. L'équation du mouvement dans le champ est résolue, pour un pas en temps donné, à l'aide de la méthode d'intégration Runge-Kutta [Kut01]. À la fin de chaque étape, l'interaction des partenaires de collision est simulée, débouchant sur un ensemble de particules candidates à la propagation. Les particules secondaires provenant d'une collision binaire doivent suivre le principe d'exclusion de Pauli. Si la quantité de

mouvement d'au moins une de ces particules est plus faible que celle correspondant à l'énergie de Fermi, l'interaction est supprimée et la particule primaire se propage jusqu'à la prochaine collision. Dans le cas où une interaction suit le principe de Pauli, la propagation de la particule primaire s'arrête et celles secondaires sont traitées comme des particules primaires. Ainsi, toutes leurs collisions binaires possibles avec le noyau résiduel sont calculées (en prenant en compte une éventuelle décroissance de la particule considérée, traitée par la classe **G4Decay**). Contrairement au modèle QMD, les collisions entre participants du projectile ne sont pas considérées, limitant le domaine d'application aux faibles densités de participants.

4.3.1.2 Classe **G4BinaryLightIonReaction**

Ce modèle est une extension du modèle de cascade binaire à l'ensemble des ions ; il est nommé BIC-LI. Il régit les interactions des ions jusqu'à 3 GeV/n lorsque le nombre de masse du projectile et/ou du noyau cible est inférieur à 12. Cette limitation sur le nombre de masse n'est pas stricte et peut prédire dans certains cas l'état final bien au-delà du seuil de 12. Ce modèle est recommandé pour la physique hadronique dans le cadre de la hadronthérapie ; il peut être utilisé approximativement entre 80 MeV/n et 10 GeV/n. Après le premier niveau d'interaction, les fragments résultants, très excités, sont traités via un modèle de pré-équilibre. Le résultat de la collision entre le projectile et la cible dépend de l'énergie mise en jeu ainsi que du paramètre d'impact. Dans le cas où la collision se fait à basse énergie, le projectile et la cible fusionnent et forment un noyau composé lorsque l'énergie incidente du projectile est inférieure à 50 MeV/n. Comme évoqué ci-dessus, le modèle de pré-équilibre **Precompound Model** gère le retour du système à un état stable via l'émission de fragments secondaires ou de photons. En ce qui concerne les énergies plus élevées, la cascade binaire est utilisée comme voie d'entrée pour chacun des nucléons du projectile se trouvant dans la zone "participante". Comme évoqué lors de la description de la cascade binaire, les interactions entre participants du projectile sont négligées. Dans le cas où le projectile est plus lourd que la cible, le modèle travaille en cinématique inverse. Une quasi-cible est formée ; elle sera désexcitée par le **Precompound Model**. Quant au quasi-projectile, il est reconstitué à partir des nucléons du projectile n'ayant pas interagi avec les nucléons de la cible (ce qui correspond aux spectateurs ainsi qu'aux participants ayant traversé la cible sans collision). Ce quasi-projectile est désexcité par évaporation (**G4ExcitationHandler**) ; les particules secondaires résultantes seront propagées comme des particules primaires par la suite.

4.3.1.3 Classe G4QMDReaction

Ce modèle est une extension du modèle classique de dynamique moléculaire avec des corrections quantiques. La classe correspondante **G4QMDReaction** est utilisée dans QMD pour les deutérons, tritons, α et ions. Le modèle a été développé par la "Japan Atomic Energy Research Institute" (JQMD) [Nii95] bien qu'il ait été initialement développé par Car et Parrinello en 1985 [Car85] qui ont combiné le modèle classique de dynamique moléculaire avec la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT⁸). Il décrit de manière microscopique les collisions où chaque nucléon participant à la réaction est vu comme un paquet d'onde subissant des collisions avec les nucléons dans le milieu nucléaire. Il peut traiter les collisions nucléon–noyau mais aussi les collisions méson–noyau et noyau–noyau dans une gamme d'énergie partant de la barrière de coulomb jusqu'à plusieurs GeV/n. Contrairement au modèle de cascade binaire, le potentiel nucléaire dépend du temps et évolue au cours de la réaction. En principe, le modèle QMD est plus précis mais nécessite un temps de calcul plus élevé. Par défaut, le modèle est couplé dans GEANT4 au modèle d'évaporation généralisé (GEM⁹) [Fur00]. De plus, la décroissance du ⁸Be en deux particules alpha est incluse dans le code.

Le modèle QMD suppose donc que les nucléons sont représentés par des fonctions d'onde gaussiennes, évoluant dans l'espace avec un hamiltonien composé d'un potentiel de type Skyrme, du potentiel de Coulomb et d'un terme de symétrie. Une description plus exhaustive de ce modèle est disponible dans la référence [Nii95].

4.3.2 Voies de sortie

Dans la section précédente, nous venons de détailler les différentes voies d'entrée générales disponibles dans GEANT4. Après que ces modèles dynamiques ont traité les collisions, les pré-fragments ainsi produits vont être traités par les modèles de voies de sortie afin d'être désexcités. En général, chaque modèle de cascade intranucléaire est couplé avec un modèle de pré-équilibre. En ce qui nous concerne, les deux modèles BIC et QMD utilisent le modèle de pré-équilibre "Precompound" [Jar08] basé sur le modèle de l'exciton [Gud83]. Ce modèle correspond à la classe **G4PrecompoundModel** et peut être couplé à différents modèles de désexcitation comme la classe **G4ExcitationHandler**. Cette dernière permet de choisir le modèle statistique optimal en fonction de l'énergie d'excitation et de la masse des fragments.

8. Density functional theory

9. Generalized Evaporation Model

4.3.2.1 Classe G4PrecompoundModel

Ce modèle nécessite d'avoir connaissance de certaines grandeurs associées à la quasi-cible, à savoir sa charge, sa masse, son impulsion, son énergie d'excitation et le nombre d'excitons (nombre de nucléons perdus par la cible ajouté au nombre de trous créés dans la distribution des nucléons restants). Après avoir défini un nombre d'excitons correspondant à la situation d'équilibre, si le nombre d'excitons de la quasi-cible est supérieur, le noyau n'est pas à l'équilibre et il y a une compétition entre les transitions nucléaires non radiatives et l'émission de particules légères pour atteindre l'équilibre. Les transitions nucléaires doivent respecter les règles de sélection sur le nombre d'excitons tandis que l'émission de particules légères débouche sur l'émission de neutrons, protons, deutérons, tritons, ^3He et ^4He . Dans ce cas, la particule émise compte comme produit de la réaction et le nombre d'excitons est recalculé puis de nouveau comparé au nombre correspondant à l'équilibre. Le processus s'arrête lorsque le système atteint l'équilibre thermodynamique. Le modèle de l'exciton fait donc la transition entre la partie dynamique et la partie statistique de la réaction.

4.3.2.2 Classe G4ExcitationHandler

Lorsque le système se trouve à la fin de la phase de pré-équilibre, la quasi-cible est normalement dans un état d'équilibre où l'énergie d'excitation est partagée par un grand nombre de nucléons. Un noyau en phase d'équilibre est caractérisé par sa masse, sa charge et son énergie d'excitation. Selon ces paramètres, cette classe permet de choisir le modèle statistique de désexcitation parmi quatre modèles de désexcitation disponibles dans GEANT4 : l'évaporation statistique [Wei40], le modèle du Fermi Break-Up [Fer50], le modèle de multifragmentation statistique [Bon85] ou bien l'émission d'un ou plusieurs photons à la fin de la phase de désexcitation. Le canal de désexcitation est tiré aléatoirement en fonction des poids statistiques des différents canaux. Ces poids sont calculés à l'aide de la masse, de la charge, de l'énergie d'excitation, de l'énergie cinétique et du moment angulaire du noyau composé formé lors de la collision pour le canal de désexcitation. La classe **G4ExcitationHandler** gère ces différents canaux de désexcitation.

Ainsi, dans le cas de fragments lourds ($A > 17$), si l'énergie d'excitation est élevée ($E > 3$ MeV/n), le modèle de multifragmentation est sélectionné : le fragment se casse en plusieurs fragments de masses intermédiaires. Dans le cas où l'énergie d'excitation est faible, l'évaporation statistique est sélectionnée : le quasi-projectile ou la quasi-cible sont désexcités par l'intermédiaire de l'émission de particules légères (neutrons, protons, deutérons, tritons, isotopes

d'hélium). Les fragments produits par évaporation ont une énergie d'excitation continue. Il est possible que l'émission de photons soit le processus sélectionné mais la probabilité d'émission est faible. Dans le cas de noyaux légers ($A < 17$), le modèle sélectionné est celui du Fermi Break-Up. Le noyau est cassé en différents noyaux plus légers ; ces derniers étant émis soit dans leur état fondamental, soit dans un état excité discret. Si le modèle de désexcitation utilisé n'est pas le Fermi Break-Up, c'est le modèle d'évaporation qui est sélectionné. Enfin, dans le cas où le fragment est toujours excité à la fin du processus de désexcitation et l'émission de particules n'est plus autorisée, le modèle d'évaporation de photons est choisi, soit par des transitions nucléaires radiatives, soit par l'évaporation continue à travers la résonance dipolaire géante.

Au niveau de l'architecture du code GEANT4, la classe **G4Evaporation** implémente le modèle statistique Weisskopf-Ewing [Wei40]. Par défaut, il y a 6 canaux d'évaporation correspondant à l'émission de particules légères de types protons, neutrons, deutérons, tritons, ^3He et α . La classe **G4EvaporationGEMFactory** est une extension de la précédente proposant un nombre de canaux d'évaporation plus élevé allant jusqu'au $^{28}_{12}\text{Mg}$ [Fur00]. La classe **G4FermiBreakUp** prend en charge le modèle du Fermi Break-Up pour la désexcitation des noyaux légers. Ainsi, pour un noyau léger ($A < 17$), une énergie d'excitation relativement faible est comparable à son énergie de liaison. Dans ce cas, la décroissance "explosive" du noyau excité en plusieurs fragments de plus petite taille est le principal mécanisme de désexcitation. Enfin, la classe **G4StatMF** implémente le modèle de multifragmentation statistique (SMM¹⁰) [Bon85]. Comme évoqué précédemment, il s'applique pour les énergies d'excitation supérieures à 3 MeV/n et pour les gros systèmes ($A > 17$).

Dans le cas où les fragments excités sont des particules légères (proton, neutron, deutéron, triton, ^3He et α), les modèles de désexcitation ci-dessus ne sont pas utilisés. De plus, dans le cas d'ions lourds, un modèle de fission est en concurrence ; il n'est cependant pas pertinent dans le domaine de la hadronthérapie.

4.3.3 Conclusion

Cette description non exhaustive des modèles disponibles dans GEANT4 pour les voies d'entrée et de sortie illustre le fait que la multiplication des modèles provient des difficultés rencontrées par les scientifiques quant à la modélisation des processus physiques reproduisant les interactions étudiées. En ce qui concerne la hadronthérapie, l'utilisation de deux "physicists"

10. Statistical Multifragmentation Model

différentes (BIC et QMD) peut générer des résultats qui ne sont pas en accord selon les observations expérimentales (distributions angulaires, distributions en énergie). La section suivante présente des comparaisons entre les résultats obtenus lors des expériences E600 et FIRST et les résultats simulés avec les deux "physiclists" BIC et QMD.

4.4 Comparaisons avec les résultats de l'expérience E600

Cette partie a pour objectif de comparer les résultats obtenus lors de l'expérience E600 avec les résultats simulés à l'aide des deux "physiclists" BIC et QMD. Cette comparaison permettra de savoir si les modèles implémentés dans GEANT4 peuvent reproduire les résultats expérimentaux. La version de GEANT4 utilisée pour nos travaux est la 9.5.2.

Afin d'effectuer ces comparaisons, nous avons simulé la cible de carbone de 250 μm et avons étudié toutes les particules chargées sortant de la cible. Néanmoins, les seuils de détection imposés par le silicium fin des télescopes (Tab 2.3) sont pris en compte.

Dans un premier temps, nous effectuerons des comparaisons au niveau des distributions angulaires pour les différents isotopes. Dans un deuxième temps, nous effectuerons des comparaisons au niveau des distributions en énergie à différents angles pour les isotopes les plus représentés. Enfin, nous pourrions conclure sur la fiabilité des modèles pour reproduire les réactions liées à la hadronthérapie.

4.4.1 Distributions angulaires

Les distributions angulaires ont été obtenues avec une cible mince dans cette expérience. En effet, le faisceau perd moins de 1% de son énergie lors de la traversée de la cible. Ceci nous permet de nous affranchir du transport des particules dans la cible au détriment des taux de comptage lors de l'expérience. Les distributions angulaires simulées sont représentées de manière à conserver l'ouverture angulaire de nos télescopes ; la largeur des "bins" de nos histogrammes est donc identique entre données expérimentales et données simulées.

La Fig. 4.1(a) représente les distributions angulaires pour la charge $Z = 1$. Nous pouvons voir que les deux simulations BIC et QMD (respectivement en noir et en bleu) surestiment le taux de production des ions hydrogène sauf pour les angles $< 8^\circ$ en ce qui concerne BIC. Nous remarquons que les taux de production diffèrent entre les deux simulations, surtout à très faible angle où la différence peut atteindre un facteur deux ; cet écart diminue avec l'augmentation de l'angle. Malgré les divergences des taux de production, la distribution de la simulation QMD a

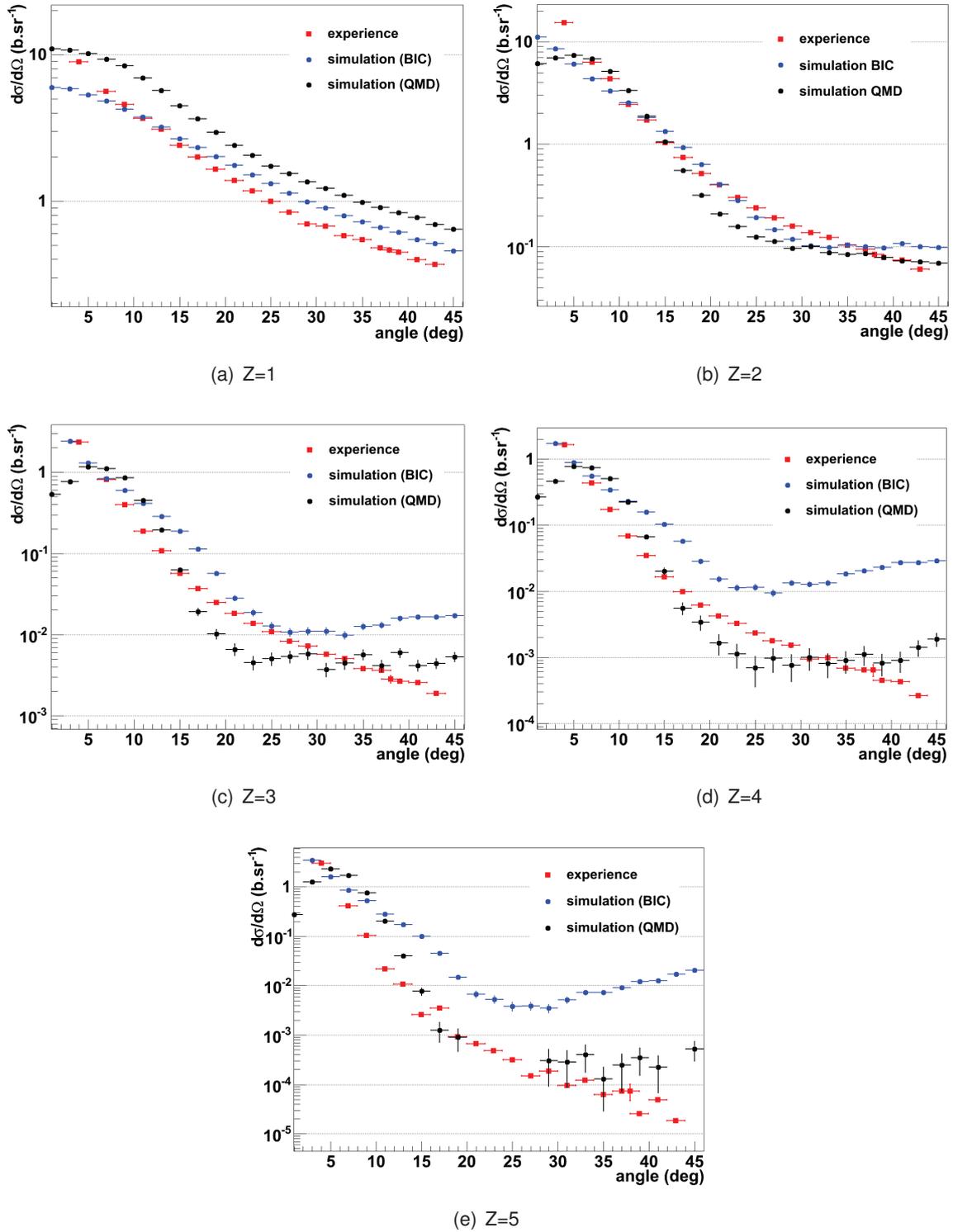


FIGURE 4.1: Distributions angulaires expérimentales (carrés rouges) et simulées pour chaque charge détectée. Les ronds bleus correspondent à la simulation BIC, ceux noirs correspondent à la simulation QMD.

une allure similaire à celle des données expérimentales, avec un écart globalement constant quel que soit l'angle. La différence de taux de production peut s'expliquer en partie par l'utilisation des contours graphiques pour l'identification. En effet, les distributions des protons dans les cartes d'identification ne sont pas aisément délimitables, celles-ci se situant dans une région très bruitée. Le profil du contour graphique utilisé, plutôt serré, permet de limiter l'influence du bruit sur le taux de comptage des protons mais entraîne une perte d'information qui influe sur la distribution des ions hydrogène.

En ce qui concerne la charge $Z = 2$ (Fig. 4.1(b)), nous pouvons observer que les distributions expérimentale et simulées se chevauchent dans les deux cas, contrairement à celles des ions hydrogène. Pour les angles $< 10^\circ$, la courbe de QMD présente un maximum autour de 6° contrairement à la simulation BIC dont l'allure se rapproche plus de la courbe expérimentale. Globalement, la distribution BIC est plus fidèle que la distribution QMD sauf à très grand angle où l'écart est conséquent. En effet, à partir de 30° , nous observons pour les deux simulations un plateau qui n'est pas visible sur la distribution expérimentale.

Dans le cas de la charge $Z = 3$ (Fig. 4.1(c)), nous observons un comportement identique à celui des distributions des ions hélium. Le plateau au-delà de 30° n'est toujours pas visible sur les données expérimentales. La distribution BIC semble plus proche de l'expérience malgré des écarts conséquents entre 10° et 20° ainsi qu'à grand angle.

Pour la charge $Z = 4$ (Fig. 4.1(d)), nous avons toujours le même comportement avec le plateau à partir de 30° et les distributions des simulations qui coupent celle des données E600 dont l'allure générale n'est pas reproduite. Enfin, la Fig. 4.1(e) confirme ces différences en ce qui concerne la charge $Z = 5$. Pour ces deux charges, la simulation BIC est très éloigné des résultats expérimentaux.

4.4.2 Distributions en énergie

Les distributions en énergie simulées sont produites pour différentes positions angulaires afin de pouvoir être comparées aux résultats de E600. Ici, seuls les isotopes les plus représentés pour chaque charge sont étudiés afin de ne pas alourdir le manuscrit.

La Fig. 4.2 présente les distributions en énergie des protons entre 4° et 43° . À 4° d'angle, nous observons que les trois distributions présentent un maximum autour de l'énergie du faisceau (95 MeV/n). Quelle que soit la simulation, la partie à basse énergie (< 70 MeV) est surestimée tandis que celle à haute énergie (> 150 MeV) est sous-estimée voire non reproduite. La gamme en énergie n'est ainsi pas totalement reproduite. À 13° , les distributions sont similaires même si le pic semble disparaître pour la simulation BIC. À 21° , le pic n'est presque plus visible,

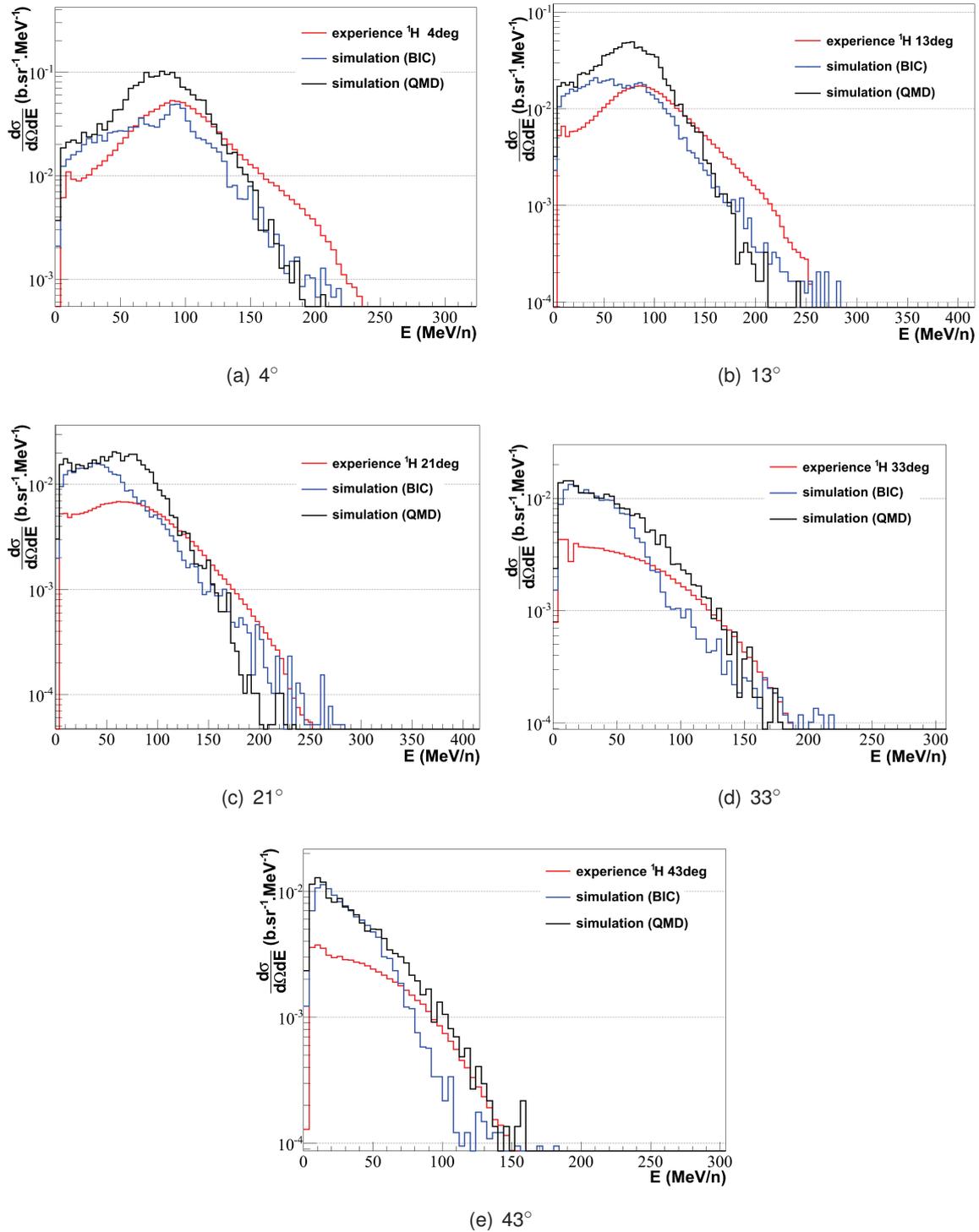


FIGURE 4.2: Distributions en énergie expérimentales (en rouge) et simulées (en bleu pour BIC et en noir pour QMD) des protons pour différentes positions angulaires.

que ce soit pour les données expérimentales ou pour les données simulées ; la valeur moyenne de la distribution BIC décroît fortement. Les taux de production à cet angle sont surestimés, comme nous avons pu le voir sur les distributions angulaires des ions hydrogène. À 33° , nous ne discernons plus de pic correspondant au faisceau, le maximum se situant dans la région des très basses énergies. Les distributions simulées ne semblent que "croiser" la distribution expérimentale. En effet, même si les courbes semblent se recouvrir à très haute énergie, les fluctuations statistiques ne permettent pas de conclure à ce niveau. À 43° , nous observons des distributions en énergie proches de celles à 33° . Cependant, la gamme en énergie est plus faible ; les distributions décroissent plus rapidement. Entre 100 et 150 MeV, la simulation QMD semble reproduire les données expérimentales malgré les fluctuations statistiques.

La Fig. 4.3 présente les distributions en énergie des α entre 4° et 33° . À 4° , nous avons le maximum centré autour de l'énergie du faisceau. La simulation QMD (en bleu) semble mieux reproduire l'expérience pour la région à basse énergie (< 95 MeV/n). À 13° , les observations sont similaires. Néanmoins, les courbes simulées sont plus proches de la courbe expérimentale à très haute énergie. À 21° , nous pouvons encore identifier le pic à l'énergie du faisceau pour les simulations alors qu'il a disparu pour les données expérimentales ; QMD est globalement moins éloignée que BIC. À 33° , QMD est toujours la simulation la plus juste malgré une gamme en énergie trop étroite.

En ce qui concerne les ions ${}^6\text{Li}$, la Fig. 4.4 présente les distributions en énergie entre 4° et 17° . À 4° , les trois distributions sont centrées autour de l'énergie du faisceau avec des valeurs moyennes qui varient d'une simulation à l'autre. Les gammes en énergie des deux simulations sont trop étroites. À 11° , les simulations ne reproduisent pas la partie à basse énergie (< 60 MeV/n), celles-ci restent centrées autour de l'énergie du faisceau. À 17° , malgré la faible statistique, nous observons que les deux simulations sont toujours centrées autour de l'énergie du faisceau alors que ce n'est plus le cas pour les données expérimentales. QMD semble mieux reproduire la partie à basse énergie.

La Fig. 4.5 présente les distributions en énergie entre 4° et 17° pour les ions ${}^7\text{Be}$. Pour cet isotope, nous observons les mêmes distributions que le ${}^6\text{Li}$ pour les mêmes angles, les conclusions sont donc similaires. Il en est de même pour les ions ${}^{10}\text{B}$, comme nous pouvons le voir sur la Fig.4.6.

Comme nous avons pu le voir, le modèle QMD reproduit mieux les parties à basse énergie des spectres en énergie. Celles-ci correspondent aux fragments produits par la quasi-cible et la région de mi-rapacité. En effet, contrairement au modèle BIC, tous les nucléons peuvent interagir les uns avec les autres étant donné qu'ils sont propagés simultanément, avec une évolution dy-

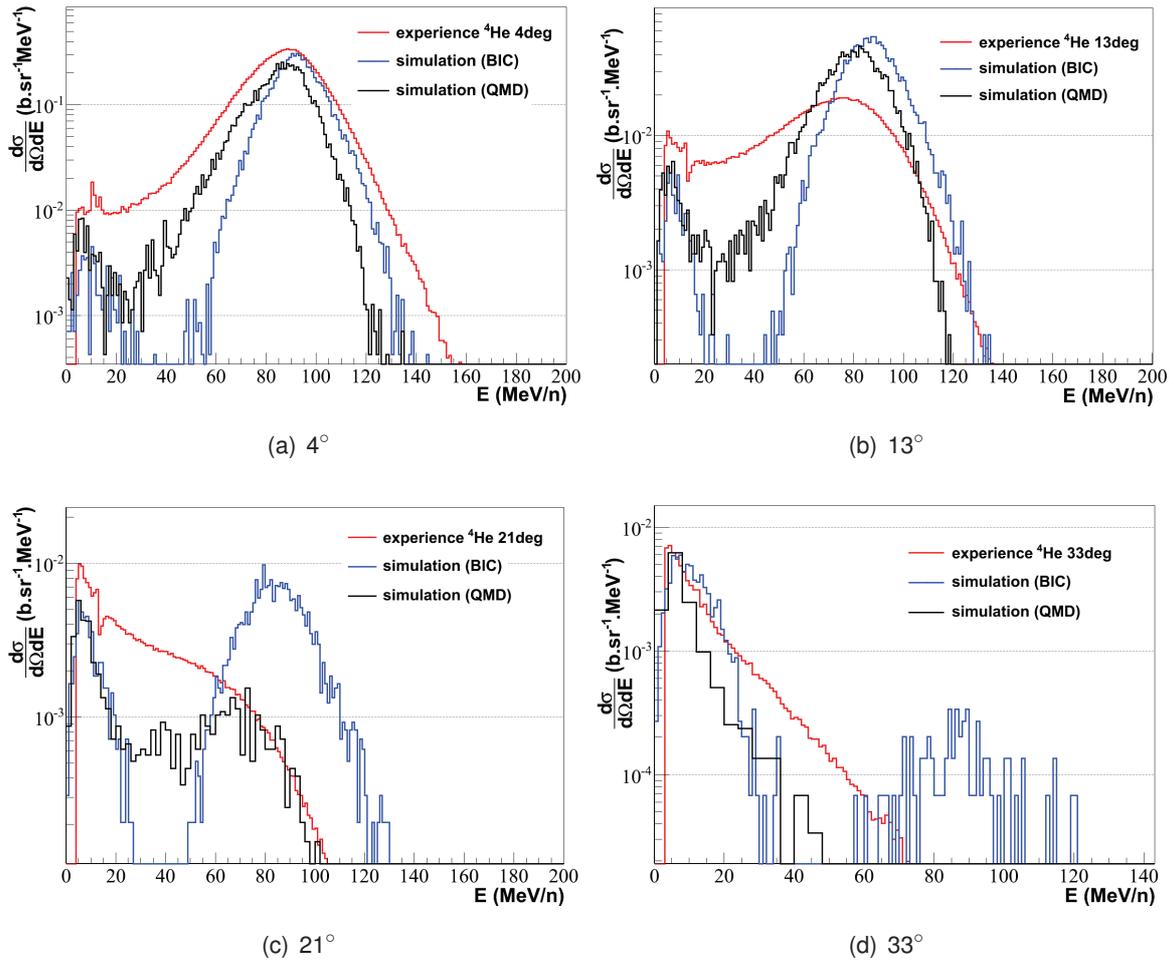


FIGURE 4.3: Distributions en énergie expérimentales (en rouge) et simulées (en bleu pour BIC et en noir pour QMD) des α pour différentes positions angulaires.

namique du potentiel en fonction de l'évolution temporelle des nucléons. En ce qui concerne le modèle BIC, son potentiel optique invariant dans le temps semble être mieux adapté aux réactions périphériques où l'évolution dynamique du potentiel n'est que légèrement affectée par les diffusions de nucléons par rapport à ceux du centre. Enfin, Folger et al. [Fol04] suggère que l'hypothèse de base du modèle BIC, imposant que les nucléons du projectile et ceux diffusés dans la cascade ne peuvent pas interagir les uns avec les autres, restreint son domaine d'application à de petites densités de participants, ce qui correspond aux collisions les plus périphériques.

En conclusion, sur l'ensemble des distributions pour les différents isotopes, la simulation QMD reproduit mieux les courbes expérimentales que la simulation BIC. En effet, les régions à basse énergie des distributions sont plus fidèles et la partie centrée autour de l'énergie du

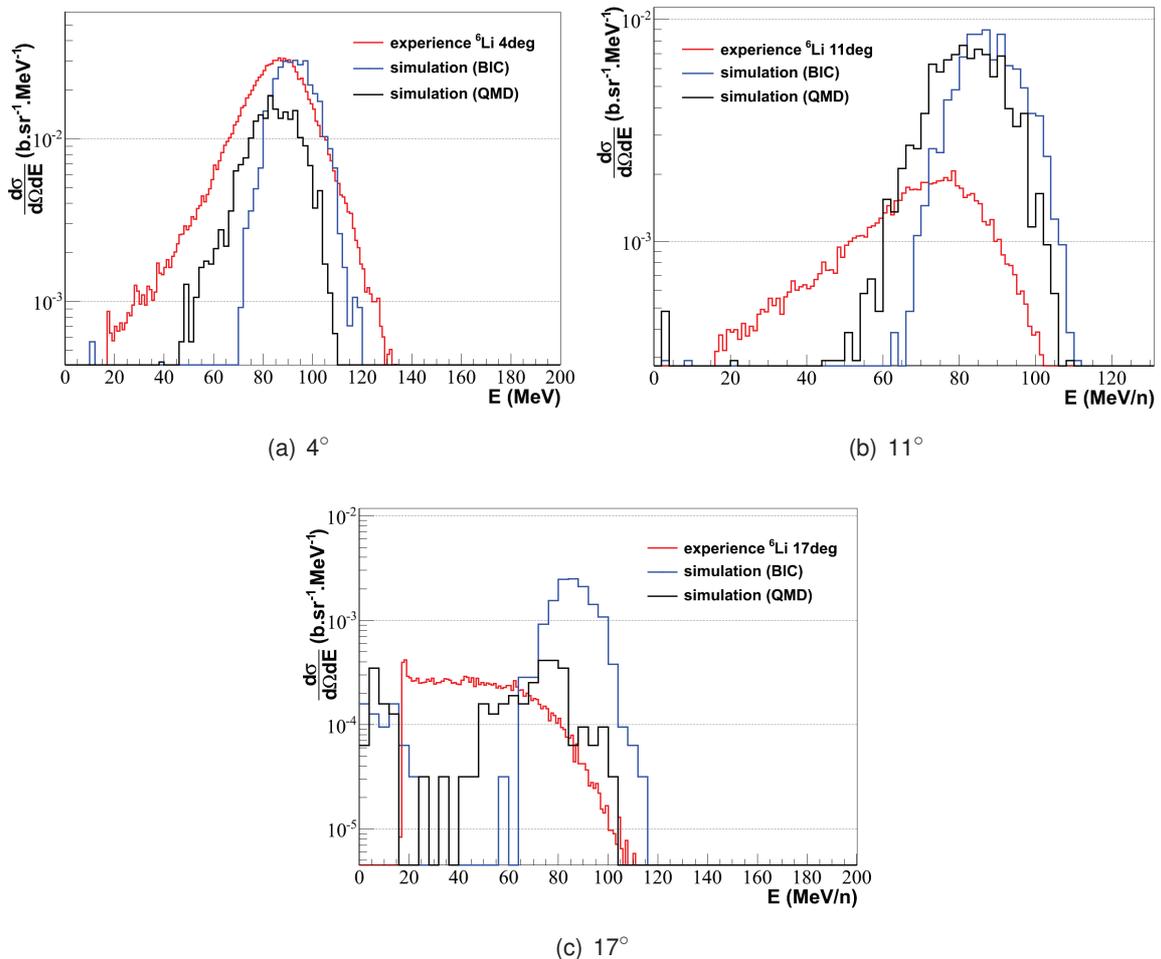


FIGURE 4.4: Distributions en énergie expérimentales (en rouge) et simulées (en bleu pour BIC et en noir pour QMD) des ions ${}^6\text{Li}$ pour différentes positions angulaires.

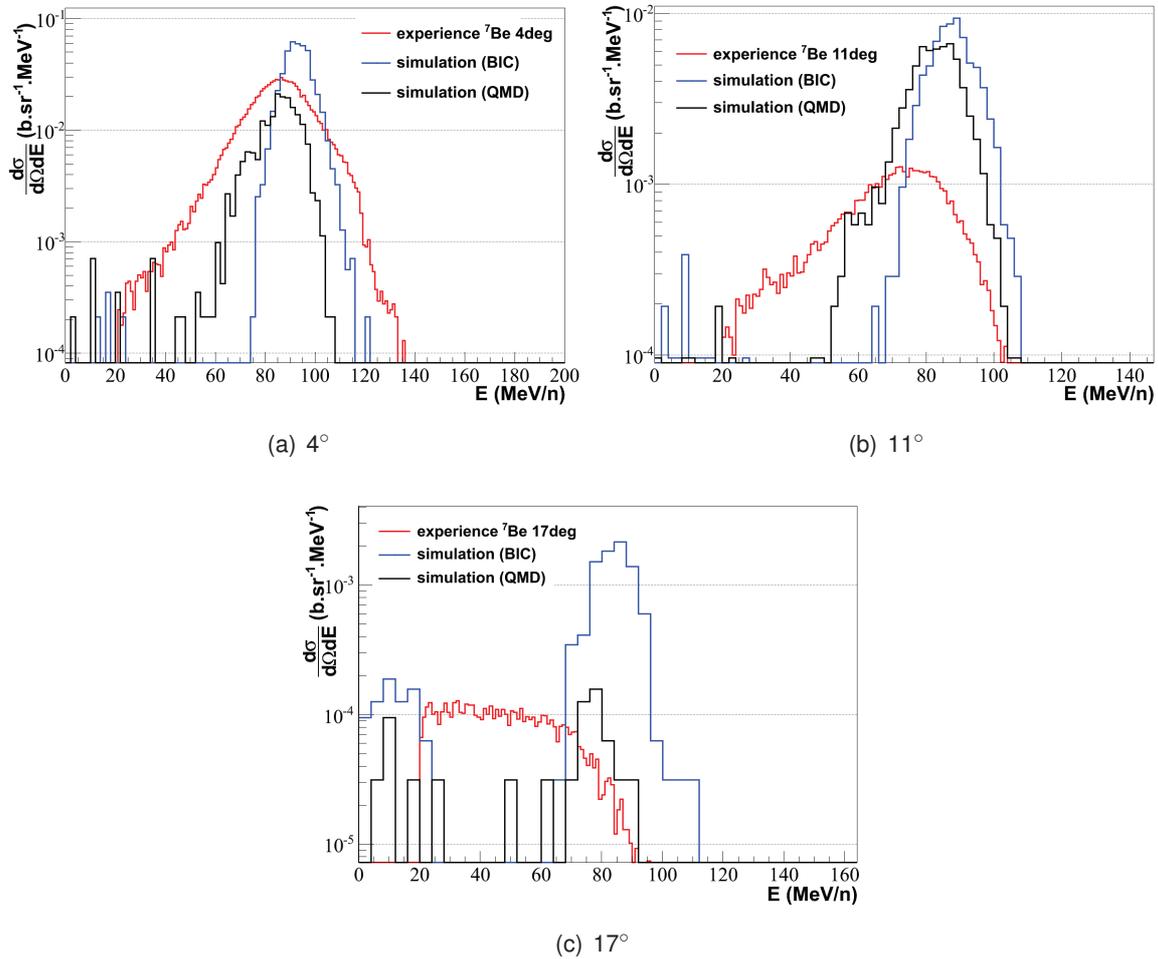


FIGURE 4.5: Distributions en énergie expérimentales (en rouge) et simulées (en bleu pour BIC et en noir pour QMD) des ions ${}^7\text{Be}$ pour différentes positions angulaires.

faisceau est moins prépondérante à grand angle que pour la simulation BIC. Néanmoins, non seulement les différences de forme des distributions entre les simulations et l'expérience sont importantes, mais les taux de production ne sont, de surcroît, pas reproduits.

4.4.3 Taux de production des isotopes

Nous avons eu un aperçu, ci-dessus, de la fiabilité des simulations pour les distributions angulaires et en énergie. Les premières ont été comparées en sommant les différents isotopes. Nous allons maintenant analyser les taux de production des différents isotopes pour chaque charge et pour plusieurs positions angulaires.

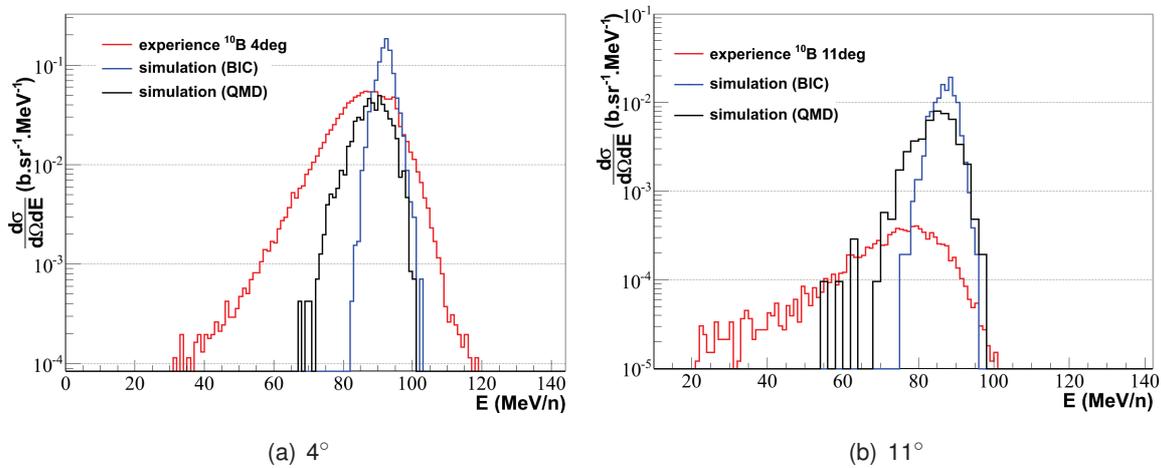


FIGURE 4.6: Distributions en énergie expérimentales (en rouge) et simulées (en bleu pour BIC et en noir pour QMD) des ions ^{10}B pour différentes positions angulaires.

La Fig. 4.7 représente la répartition isotopique des charges $Z = 1$ à 5 en fonction de l'angle. La somme des trois isotopes vaut 100% (courbes de même couleur). Les taux de production pour chaque charge et chaque position angulaire sont disponibles dans l'annexe C. Pour une faible ouverture angulaire (4°), la première constatation est que la hiérarchie entre les isotopes est respectée. En effet, pour les $Z = 1$, nous voyons que l'isotope le plus produit est le proton, que ce soit pour les données expérimentales ou simulées, puis le deutéron et enfin le triton. Il en est de même pour les $Z = 2$ où l'ion ^4He (α) est le plus produit. Néanmoins, les rapports entre les isotopes ne sont pas reproduits. En effet, pour les $Z = 1$, la simulation QMD génère sensiblement plus de protons que de deutérons ou tritons alors que les ratios sont plus proches pour les données expérimentales. Nous pouvons observer le même effet pour les $Z = 5$ où le taux de production des ions ^8B par rapport à ceux des ions ^{10}B et ^{11}B est bien plus faible pour les deux simulations (Fig. C.1(e)).

La deuxième constatation est que les simulations génèrent des isotopes qui n'ont pas été observés dans les données expérimentales. Ce phénomène est visible sur les distributions de l'annexe C. Ces isotopes exotiques ne sont pas forcément produits par les deux simulations à la fois. En effet, la simulation QMD produit des ions ^5He à 4° ce qui n'est pas le cas de la simulation BIC. À l'inverse, la simulation BIC produit des ions ^8Be contrairement à la simulation QMD qui les prend en charge (cf. §4.3.1.3). Leur origine est difficile à déterminer étant donné que les deux simulations ont des modèles différents pour les voies d'entrée et de sortie. Ces particules exotiques n'ont pas été prises en compte lors des comparaisons des distributions

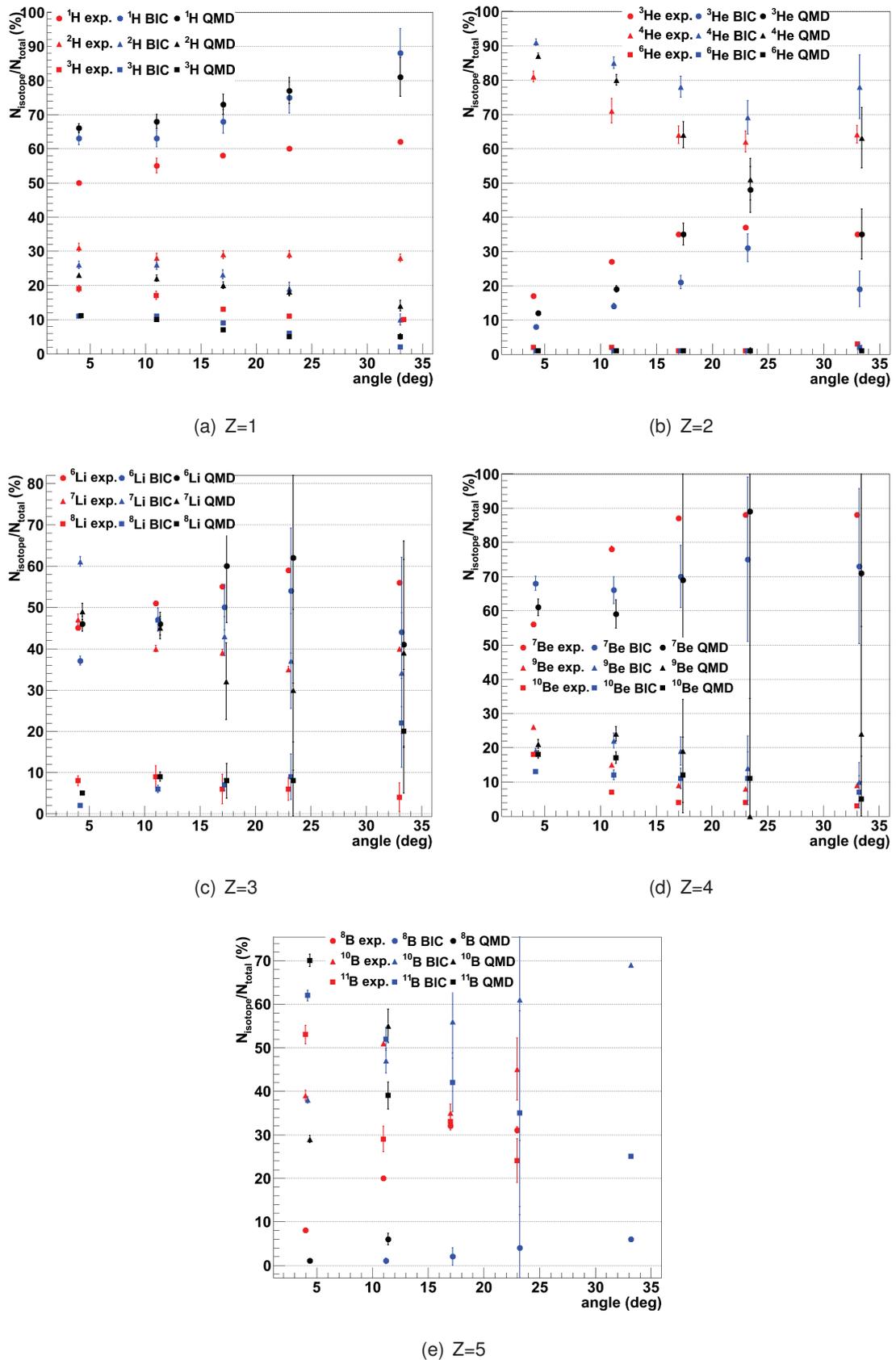


FIGURE 4.7: Répartition isotopique des fragments générés en fonction de l'angle. Les résultats expérimentaux sont représentés par les symboles rouges, la simulation BIC par les symboles noirs et la simulation QMD par les symboles bleus. Les erreurs associées sont statistiques.

angulaires pour chaque charge.

Si nous analysons les distributions isotopiques à plus grand angle (11° , 17° et 33°), nous pouvons voir que les hiérarchies sont toujours respectées. Néanmoins, les rapports entre les taux de production des différents isotopes ont changé. En effet, pour les $Z = 1$, l'écart entre les protons et les deux autres isotopes a augmenté, aussi bien pour l'expérience que pour les simulations. Néanmoins, l'évolution de ces rapports est différente entre les données simulées et expérimentales. En effet, entre 4° et 33° , le taux de production passe de 50% à 62% pour les protons en ce qui concerne l'expérience alors que pour les simulations, ils passent de 66% à 81% pour QMD et de 63% à 88% pour BIC. La diminution du taux de production relatif des tritons à grand angle indique que les isotopes les plus lourds ont une dispersion angulaire plus faible. Ainsi, lorsque la statistique le permet, nous pouvons voir que les taux de production des isotopes, pris séparément, évoluent dans la même direction (croissance pour les isotopes les plus légers c'est-à-dire ^1H , ^3He , ^6Li , ^7Be et stagnation ou décroissance pour les plus lourds comme ^3H , ^4He ou ^{10}Be) pour les résultats expérimentaux et simulés. Enfin, les points concordants à 4° ne le sont plus forcément à 17° . En effet, si nous observons les isotopes ^{10}B et ^{11}B , la simulation BIC reproduisait bien les taux de production à 4° alors qu'il y a un facteur 10 d'écart désormais à 17° (Fig. C.3(e)).

Ainsi, bien que la hiérarchie entre les isotopes est bien reproduite, la concordance des taux de production varie en fonction de la simulation, de l'angle et de la particule. Néanmoins, les proportions relatives des différents isotopes semblent évoluer dans la même direction pour les simulations et l'expérience. Comme nous avons pu le constater pour les distributions angulaires, les simulations peinent à reproduire les taux de production expérimentaux.

4.4.4 Conclusion E600

En ce qui concerne les simulations de l'expérience E600, les distributions angulaires ne sont pas reproduites qualitativement, sauf pour les charges $Z = 1$. La simulation QMD présente, à partir des $Z = 2$, un maximum à faible angle, autour de 6° , qui n'est pas présent sur les distributions expérimentales tandis que la simulation BIC, strictement décroissante à faible angle, est plus fidèle. À grand angle ($> 30^\circ$), les deux simulations présentent un plateau qui n'est pas observable sur les distributions expérimentales. Les écarts de taux de production se limitent dans la majeure partie des cas à un facteur trois. À très faible angle, BIC est plus proche de l'expérience tandis qu'à très grand angle, QMD est plus fidèle. Dans ce cas, l'écart entre les données expérimentales et la simulation BIC croît avec la charge, pouvant atteindre plus d'un ordre de grandeur. Globalement, les écarts sont moins extrêmes avec QMD mais il est difficile

de dégager une tendance étant donné que l'allure des courbes simulées ne représente pas les courbes expérimentales. Seules les charges $Z = 1$ sont bien reproduites qualitativement, mais pas au niveau du taux de production.

Quant aux distributions en énergie, elles sont difficilement reproduites par les simulations. À faible angle, nous reproduisons bien le pic centré autour de l'énergie du faisceau, mais sa valeur moyenne ainsi que sa largeur ne le sont pas. Lorsque l'angle augmente, les taux de production à très faible angle sont largement sous-estimés, surtout pour la simulation BIC. QMD fait la liaison entre les deux régions à très faible énergie et à l'énergie du faisceau même si les taux de production ne sont pas reproduits. Ces derniers sont correctement reproduits à 4° , quel que soit l'isotope mais le sont de moins en moins lorsque l'angle croît.

En conclusion, la simulation QMD semble mieux reproduire les distributions en énergie de l'expérience E600 tandis que BIC semble mieux reproduire les distributions angulaires. Ainsi, aucun modèle ne se démarque réellement.

4.5 Comparaisons avec les résultats de l'expérience FIRST

Cette partie a pour objectif de comparer les résultats obtenus lors de l'expérience FIRST avec les résultats simulés à l'aide des deux "physiclists" BIC et QMD afin de déterminer si les modèles implémentés dans GEANT4 peuvent reproduire les résultats expérimentaux, comme pour l'expérience E600. Nous avons privilégié l'utilisation de GEANT4 au lieu de la simulation FLUKA fournie par la collaboration afin de garder une cohérence avec le travail effectué précédemment pour l'expérience E600.

En ce qui concerne l'expérience FIRST, nous avons simulé la cible de carbone de 8 mm et avons étudié toutes les particules chargées sortant de la cible de la même manière que pour l'expérience E600.

Dans un premier temps, nous effectuerons des comparaisons au niveau des distributions angulaires pour les différentes charges. Dans un deuxième temps, nous effectuerons des comparaisons au niveau des distributions en énergie pour ces mêmes charges en sommant les contributions pour tous les angles. Enfin, nous pourrions conclure sur la capacité des modèles à reproduire les résultats expérimentaux et comparer les conclusions avec celles de l'expérience E600.

4.5.1 Distributions angulaires

La cible utilisée pour l'expérience FIRST peut être considérée comme mince par rapport à l'énergie du faisceau incident. En effet, le faisceau perd moins de 4% de son énergie lors de la traversée de la cible. Ceci nous permet de nous affranchir en partie du transport des particules dans la cible même si ce paramètre n'est pas aussi négligeable ici que pour l'expérience E600. Les distributions angulaires simulées sont représentées de manière à conserver l'ouverture angulaire de notre dispositif expérimental (trou du calorimètre KENTROS). La largeur des "bins" de nos histogrammes est donc identique entre données expérimentales et données simulées.

La Fig. 4.8 présente les distributions angulaires expérimentales et simulées pour chaque charge. Dans le cas des ions hydrogène (Fig. 4.8(a)), nous observons une différence sensible entre les taux de production des deux modèles pouvant dépasser un facteur deux. Le taux de production expérimental, représenté par les points rouges, est inférieur aux deux distributions simulées ; l'écart est inférieur à un facteur deux entre la simulation BIC et les données expérimentales quel que soit l'angle, il est inférieur à un facteur trois pour la simulation QMD. En ce qui concerne l'allure des distributions, la décroissance est plus prononcée pour la courbe expérimentale malgré le "plateau" à partir de 4° . Malgré la prise en compte des efficacités de reconstruction, le faible taux de production peut s'expliquer par les coupures appliquées aux protons dans les simulations FLUKA du dispositif expérimental qui peuvent ainsi biaiser l'estimation de nos efficacités de reconstruction pour la charge $Z = 1$. Ces coupures sont dues à une mauvaise prise en charge des seuils des scintillateurs du mur temps de vol.

Pour les ions hélium (Fig. 4.8(b)), les deux simulations, très proches, sous-estiment le taux de production pour les angles $< 1^\circ$. Ceci peut être dû à une mauvaise estimation de la fragmentation du carbone en deux ou trois α liée à sa structure en clusters α . Entre 1° et 3° , BIC reproduit mieux la courbe expérimentale même si QMD reste proche. Entre 3° et 4° QMD reproduit mieux l'expérience mais au-delà de 4° , elle sous-estime le taux de production alors que BIC le surestime. Au niveau de l'allure des courbes, la tendance plus "linéaire" de la distribution BIC s'accorde mieux à la distribution expérimentale malgré une pente moins prononcée. Pour la charge $Z = 2$, les simulations reproduisent raisonnablement les résultats de l'expérience FIRST.

En ce qui concerne les ions lithium (Fig. 4.8(c)), la distribution BIC reproduit mieux les taux de production et son allure est plus proche de la courbe expérimentale malgré une pente plus faible. La forme "arrondie" de la distribution QMD ne correspond pas à la courbe expérimentale même si les taux de production sont mieux reproduits entre $2,5^\circ$ et $4,5^\circ$.

Dans le cas des ions beryllium (Fig. 4.8(d)), nous pouvons voir que la forme "arrondie" de la distribution QMD s'accroît alors que celle de BIC reste linéaire, tout comme la distribution

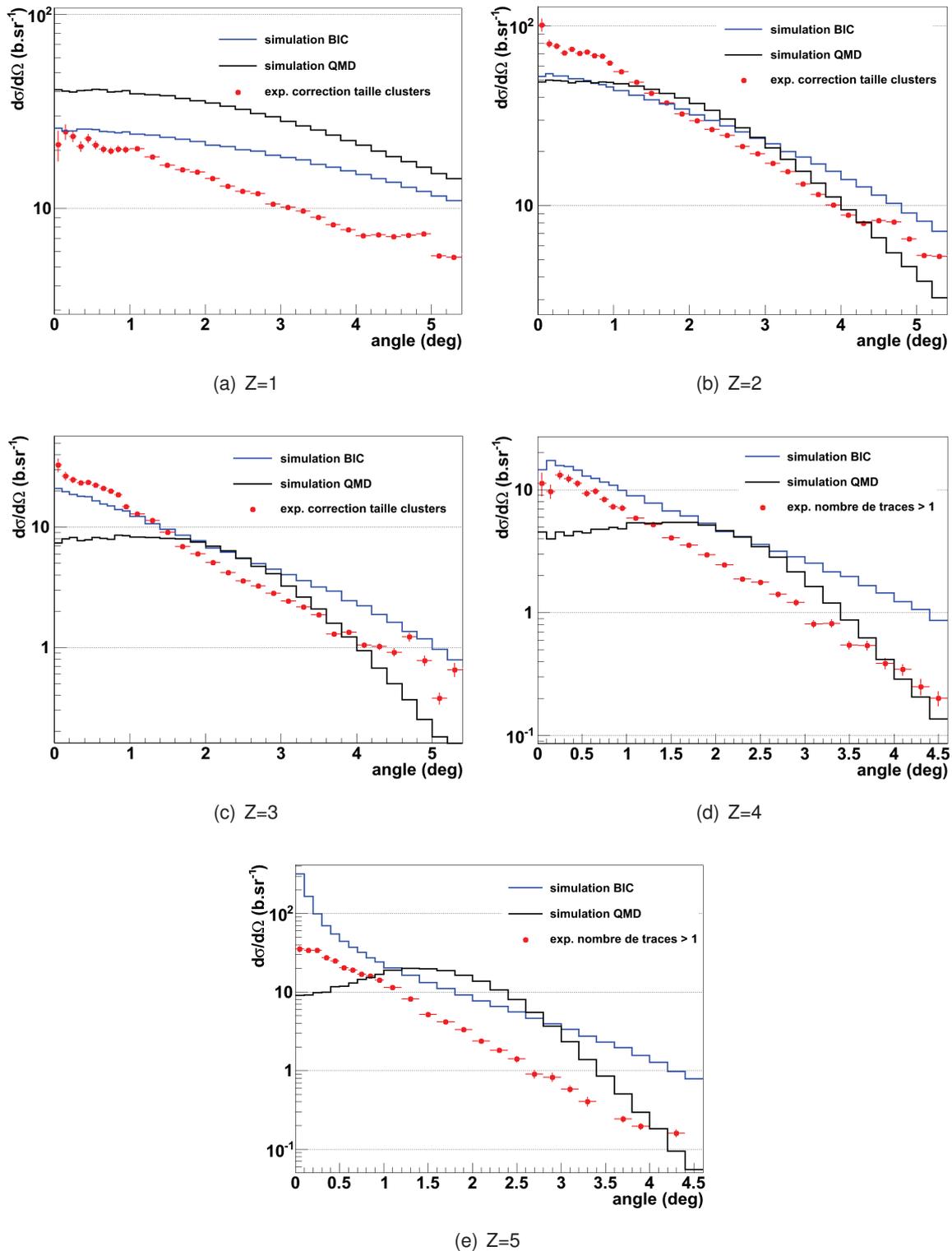


FIGURE 4.8: Distributions angulaires expérimentales (points rouges) et simulées pour chaque charge détectée. Prise en compte des corrections sur la taille des clusters ($Z \leq 3$) et du nombre de traces dans les vertex ($Z \geq 4$).

expérimentale. Néanmoins, même si la simulation BIC reproduit mieux les taux de production à faible angle, elle les surestime avec un facteur dépassant trois à grand angle. Il est important de garder à l'esprit que pour les charges $Z = 4$, nous ne corrigeons plus à l'aide de la taille des clusters dans le détecteur de vertex mais avec le nombre de traces dans les vertex reconstruits. L'efficacité de reconstruction avec cette sélection étant difficilement estimable pour le moment, la distribution expérimentale des ions beryllium est ainsi sous-évaluée.

En ce qui concerne les ions bore (Fig. 4.8(e)), les simulation ne reproduisent pas le résultat expérimental. Pour les mêmes raisons que les ions beryllium, la distribution est sous-estimée ; il est difficile de conclure pour les charges $Z = 5$.

En résumé, les distributions expérimentales des charges $Z = 1, 4$ et 5 peuvent être sous-estimées en raison des coupures expérimentales appliquées. Les distributions des charges $Z = 2$ et 3 ont un comportement similaire à celui décrit par Böhlen et al. [Bö10] c'est-à-dire des taux de production sous-estimés à très faible angle et surestimés à plus grand angle.

4.5.2 Distributions en énergie

Les distributions en énergie simulées sont produites en sommant tous les évènements quel que soit l'angle. En effet, étant donnée la statistique pour les données expérimentales ainsi que la faible ouverture angulaire ($\sim 5^\circ$), il n'est pas judicieux de produire des distributions pour différents angles, les résultats seraient similaires. Afin de limiter les effets de bord, nous avons appliqué une coupure à 4° , que ce soit pour les données expérimentales ou pour les simulations.

La Fig. 4.9 présente les distributions en énergie des différents fragments produits. En ce qui concerne les ions hydrogène (Fig. 4.9(a)), nous pouvons observer un pic très proche de 400 MeV/n pour les courbes simulées, correspondant à l'énergie du faisceau. La distribution expérimentale présente le même pic mais à une énergie plus faible (~ 350 MeV/n). Ceci peut s'expliquer par le fait que les particules doivent traverser la chambre à ionisation MUSIC remplie de gaz (90% Argon et 10% CH_4) ce qui entraîne une perte d'énergie allant jusqu'à 30 MeV/n selon la charge de la particule. La partie à très basse énergie n'est pas reproduite par les simulations. En effet, nous pouvons clairement distinguer deux régions pour la courbe expérimentale, une à faible énergie (entre 0 et 150 MeV/n) et une proche de l'énergie du faisceau alors que les courbes simulées ne reproduisent pas la première région malgré la légère structure entre 0 et 100 MeV/n pour la simulation BIC. La distribution en énergie des charges $Z = 1$ est globalement mal reproduite.

Dans le cas des ions hélium (Fig. 4.9(b)), nous ne pouvons plus distinguer deux régions

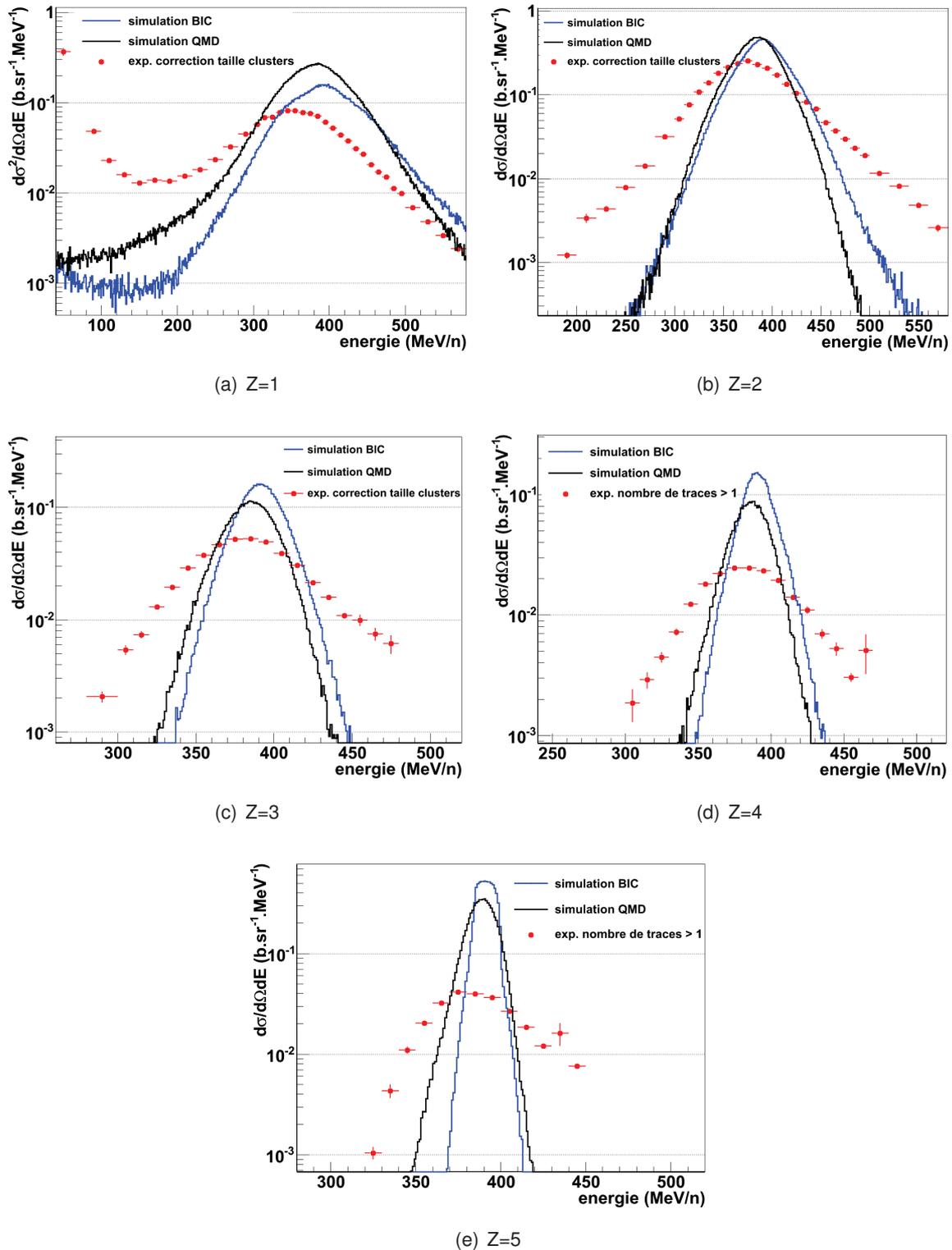


FIGURE 4.9: Distributions en énergie expérimentales (points rouges) et simulées pour chaque charge détectée. Prise en compte des corrections sur la taille des clusters ($Z \leq 3$) et du nombre de traces dans les vertex ($Z \geq 4$).

comme pour les ions hydrogène sur la distribution expérimentale. Les trois distributions sont centrées autour de l'énergie du faisceau malgré le décalage de 20 MeV/n pour la courbe expérimentale (correspondant en partie à la perte d'énergie dans le gaz de MUSIC). Les deux distributions simulées sont trop piquées ; malgré la gamme en énergie de la simulation BIC plus étendue que celle de la simulation QMD, les deux simulations ne reproduisent pas la distribution expérimentale.

Pour les ions lithium (Fig. 4.9(c)) et les ions beryllium (Fig. 4.9(d)), la tendance est identique aux ions hélium. Les courbes simulées sont trop piquées comparées à la courbe expérimentale ; l'énergie moyenne de la distribution QMD est plus faible que celle de la distribution BIC. Néanmoins, les dispersions en énergie sont similaires.

En ce qui concerne les ions bore (Fig. 4.9(e)), les courbes simulées sont toujours trop piquées. Cependant, contrairement aux distributions précédentes, la courbe de la simulation BIC est plus étroite, la dispersion en énergie étant plus faible que la courbe de la simulation QMD, que ce soit pour la partie à basse énergie ou pour la partie à haute énergie.

Globalement, les distributions en énergie expérimentales ne sont pas reproduites. La seule similitude réside en la présence d'un pic proche de l'énergie du faisceau. Cependant, la largeur de ce pic et sa valeur moyenne ne sont pas bien reproduites ainsi que les deux régions de la distribution des ions hydrogène.

4.5.3 Conclusion FIRST

En ce qui concerne l'expérience FIRST, la simulation BIC reproduit mieux les distributions angulaires que la simulation QMD aux faibles angles ($< 1,5^\circ$). L'allure des courbes expérimentales, linéaire en première approximation (pour une échelle logarithmique), est proche de celle des courbes de BIC même si "l'inclinaison" ne correspond pas. La forme "arrondie" des courbes de la simulation QMD, qui s'accroît avec l'augmentation de la charge, ne coïncide pas avec les distributions de FIRST. Les taux de production sont surestimés pour les charges $Z = 1$ (problème de seuils pour les scintillateurs du mur temps de vol). En ce qui concerne les charges $Z = 2$ et 3 , les écarts se limitent à un facteur 4-5 tandis que pour les plus grandes charges, les écarts peuvent atteindre un ordre de grandeur à grand angle.

Quant aux distributions en énergie, les deux simulations surestiment la contribution à l'énergie du faisceau pour les $Z = 1$ et sous-estiment ainsi la contribution à faible énergie. Pour les autres charges, le pic autour de l'énergie du faisceau est reproduit mais avec une largeur trop étroite et des taux de productions incorrects. Enfin, la position moyenne de ce pic est régulièrement surestimée par rapport aux distributions expérimentales.

En conclusion, les deux simulations sont incapables de reproduire l'ensemble des résultats de l'expérience FIRST.

4.6 Conclusion

Ce chapitre a permis la comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus pour les deux expériences E600 et FIRST avec les résultats simulés à l'aide des deux "physiclists" BIC et QMD. Nous avons pu étudier les distributions angulaires ainsi que les distributions en énergie à 95 MeV/n et à 400 MeV/n.

Nous avons utilisé, pour les comparaisons, deux modèles nucléaires différents conseillés pour la hadronthérapie : la cascade intranucléaire binaire BIC et la dynamique moléculaire quantique QMD. L'objectif était de vérifier si les modèles standards étaient capables de reproduire les résultats expérimentaux obtenus lors des deux expériences E600 et FIRST. L'impression générale qui en ressort est que ces deux modèles ont de grandes difficultés à reproduire en même temps, quantitativement et qualitativement, les distributions angulaires et en énergie. D'une manière générale, les distributions en énergie sont mal reproduites dans la région des basses énergies. Pour les distributions angulaires, l'allure des courbes diffère localement selon l'angle considéré.

La simulation QMD semble mieux reproduire les résultats de l'expérience E600 tandis que la simulation BIC semble moins éloignée de ceux de l'expérience FIRST. Cela démontre qu'il est difficile, à l'heure actuelle, d'isoler un modèle qui permettrait de reproduire précisément les différents paramètres.

À l'avenir, plusieurs voies de recherche s'offrent à nous. La première seraient de continuer à tester différents modèles, différentes combinaisons de voies d'entrée et de sortie afin de trouver une physique compatible avec l'expérience au sein de GEANT4. D'autres environnements de simulation sont testés dans différents laboratoires, que ce soit FLUKA ou MCNPX par exemple, pour la propagation des particules dans la matière. Même si les bases physiques sont similaires, les différences entre leurs modèles microscopiques nucléaires permettent d'obtenir des résultats qui varient ; les comparer permettrait d'identifier les modèles les plus intéressants ou d'appliquer des corrections aux autres. La deuxième voie serait de développer un modèle dédié à la physique régissant les réactions nucléaires lors d'un traitement d'hadronthérapie. Ce modèle pourrait être intégré à un environnement tel que GEANT4. Par exemple, depuis le début des années 2000, le projet GEANT4-DNA [Inc09] a pour objectif de simuler les effets biologiques des radiations ionisantes à l'échelle de l'ADN cellulaire en se basant sur l'outil GEANT4. Il vise

la modélisation des processus physiques lors des interactions entre particules ionisantes et la matière (eau, ADN), des processus physico-chimiques (production et diffusion d'espèces radicalaires) et des processus biologiques (interaction des particules élémentaires et des espèces radicalaires avec les fibres d'ADN ou les noyaux cellulaires). Néanmoins, il ne prend en compte que les processus électromagnétiques.

Quelle que soit la voie considérée, il est nécessaire de continuer à effectuer des expériences de fragmentation sur cible mince, avec des énergies de faisceau correspondant à la hadronthérapie (80 - 400 MeV/n), afin d'en extraire des sections efficaces de fragmentation qui permettent de contraindre les modèles. Dans ce manuscrit, nous nous sommes attachés à étudier la fragmentation du carbone sur cible de carbone, mais il est tout aussi intéressant d'étudier la fragmentation des particules plus légères (Li, Be et B).

Conclusion

Le premier objectif de ce manuscrit était de réaliser des mesures expérimentales afin d'obtenir les taux de production des particules légères générées lors de la fragmentation du ^{12}C en fonction de leur angle d'émission et de leur énergie. La caractérisation de la fragmentation du faisceau dans l'organisme est très importante puisque les taux de production des fragments influent sur la dose physique déposée.

Pour cela, nous avons pris part à deux expériences étudiant la fragmentation d'un faisceau de carbone sur des cibles relativement minces afin de s'affranchir des effets liés au transport de la particule dans celles-ci. Ainsi, une première expérience (E600 au GANIL) a permis la mesure de sections efficaces de fragmentation doublement différentielles à partir d'un faisceau de 95 MeV/n sur une cible de ^{12}C de 250 μm . Nous avons obtenu des distributions angulaires entre 4° et 56° et des distributions en énergie pour les différentes charges produites ainsi que pour les isotopes correspondants. Il en ressort que les isotopes les plus produits sont les protons et les α , ces derniers provenant certainement de la structure en clusters 3α du ^{12}C . Quant aux distributions en énergie, elles sont globalement centrées autour de l'énergie du faisceau à faible angle puis se concentrent dans la région des basses énergies lorsque l'angle d'émission croît. Les résultats obtenus lors de cette expérience sont très probants et ont donné lieu à des publications et des présentations à des conférences.

Une seconde expérience (FIRST au GSI) a permis la mesure de sections efficaces différentielles avec un faisceau de ^{12}C à 400 MeV/n traversant une cible de 8 mm d'épaisseur. Le dispositif expérimental de cette expérience est très différent de celui de E600, le premier étant basé sur la reconstruction des événements un à un. Les difficultés rencontrées (non-fonctionnement de MUSIC-IV par exemple) font que l'analyse des données est toujours en cours mais dans sa phase finale. Grâce au détecteur de vertex et au mur temps de vol, des premiers résultats ont été présentés dans ce manuscrit avec l'obtention de distributions angulaires entre 0° et $\sim 5^\circ$ pour les différentes charges ainsi que pour les isotopes de l'hydrogène pris séparément. Les distributions en énergie correspondantes ont également été produites. Bien que plusieurs corrections ont été apportées aux résultats obtenus, un travail important est toujours nécessaire afin d'estimer au mieux les erreurs systématiques. Nonobstant les difficultés rencontrées pour l'analyse des données de FIRST, l'obtention de taux de production en fonction de l'angle et de l'énergie est un résultat très encourageant. Nous avons pu observer, comme pour E600, un taux de production élevé des ions α et des distributions en énergie centrées autour de l'énergie du faisceau étant donné que les résultats de FIRST sont obtenus à très faible angle. Les deux ex-

périences E600 et FIRST ont ainsi permis d'enrichir nos connaissances sur les parties à basse et à haute énergie pour la hadronthérapie.

Le second objectif de ce manuscrit était de comparer les résultats obtenus expérimentalement à des résultats simulés à l'aide de modèles couramment utilisés dans le domaine de la hadronthérapie. Pour cela, nous avons fait usage de l'outil de simulation GEANT4 qui nous a permis de tester deux modèles nucléaires qui diffèrent au niveau de la reproduction des collisions inélastiques noyau–noyau responsables de la fragmentation du projectile. Nous nous sommes ainsi penchés sur les modèles de cascade intranucléaire binaire "BIC" et de dynamique moléculaire quantique "QMD". De précédents travaux avaient démontré que ces modèles étaient incapables de reproduire les différents résultats avec précision [Bra10]. Les comparaisons avec nos résultats expérimentaux confirment qu'aucun des deux modèles n'est capable de reproduire les taux de production de tous les fragments à la fois, pour tous les angles, ainsi que les distributions en énergie.

Afin d'améliorer les simulations, différentes voies d'étude sont envisagées. La première consiste à combiner différents modèles dans GEANT4 par exemple, différentes voies d'entrée et de sortie afin d'aboutir à une "physiclist" cohérente reproduisant les résultats expérimentaux. La seconde est l'étude d'autres environnements de simulation comme FLUKA ou MCNPX par exemple, dont les bases physiques sont proches de celles de GEANT4 mais dont les modèles microscopiques nucléaires diffèrent. L'utilisation de ces modèles alternatifs est déjà répandue dans la communauté, la collaboration FIRST ayant utilisé l'outil FLUKA par exemple pour ses propres simulations. La dernière voie serait de développer un modèle dédié à la physique nucléaire inhérente à la hadronthérapie qui serait intégré à un environnement comme GEANT4. Parallèlement, étant donné que la fragmentation du faisceau est l'un des principaux facteurs d'incertitude, il est nécessaire de poursuivre les expériences reproduisant ce processus physique afin de fournir aux modèles des sections efficaces de fragmentation permettant de les contraindre.

Ainsi, dans le prolongement de ce qui a été accompli lors de ce travail de thèse, une expérience, proposée par les collaborateurs du LPC Caen et programmée pour le mois de septembre 2013, vise à faire des mesures de fragmentation du même faisceau de ^{12}C à 95 MeV/n sur des cibles de C, CH_2 , Al, Al_2O_3 , Ti et AlN (nitrure d'aluminium), afin de compléter les données de l'expérience E600 à 0° . Les sections efficaces doublement différentielles C-H, C-C, C-O, C-N et C-Ca seront ainsi obtenues. De plus, la collaboration FIRST étudie la possibilité de proposer une expérience en 2014 au GSI, avec le même faisceau de ^{12}C à 400 MeV/n, en utilisant un dispositif expérimental similaire avec quelques améliorations mais surtout plus compact, afin de

compléter les données obtenues lors de la campagne de 2011 avec une cible de graphite.

Il est évident que les travaux de recherche dans le domaine de la hadronthérapie doivent se poursuivre en parallèle de la construction de plusieurs centres de hadronthérapie dans le monde. C'est la raison pour laquelle une grande partie de ces centres est dédiée à la fois au traitement et à la recherche (dont les deux projets français ETOILE et ARCHADE). Afin de pouvoir estimer les dépôts de dose avec une grande précision en sélectionnant les modèles de collision noyau–noyau pertinents, il est nécessaire d'enrichir les bases de données actuellement disponibles dans la gamme d'énergie et pour les ions utilisés en hadronthérapie, avec la finalité d'intégrer ces modèles dans les outils de planification de traitement.

Bibliographie

- [Ald56] **K. Alder et al.** «Study of nuclear structure by electromagnetic excitation with accelerated ions.» *Reviews of modern physics*, vol. 28(4) p. 432–542 (1956)
- [Ama99] **U. Amaldi.** «Cancer therapy with particle accelerators.» *Nuclear Physics A*, vol. 654(1-2) pp. C375 – C399. *Proceedings of the International Nuclear Physics Conference* (1999)
- [Bar63] **H. W. Barkas.** *Nuclear Research Emulsions*, vol. 1 (Academic Press, 1963)
- [Bet30] **H. Bethe.** «Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie.» *Annalen der Physik*, vol. 397(3) pp. 325–400 (1930)
- [Bir51] **J. Birks.** «Scintillations from Organic Crystals : Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations.» *Proc. Phys. Soc. A*, vol. 64 p. 874 (1951)
- [Bla92] **T. Blaich et al.** «A large area detector for high-energy neutrons.» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 314(1) pp. 136 – 154 (1992)
- [Boh41] **N. Bohr.** «Velocity-Range Relation for Fission Fragments.» *Phys. Rev.*, vol. 59 pp. 270–275 (1941)
- [Boh48] **N. Bohr.** «The Penetration of Atomic Particles Through Matter.» *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, vol. 18 p. No. 8 (1948)
- [Bon85] **J. Bondorf, R. Donangelo, I. Mishustin and H. Schulz.** «Statistical multifragmentation of nuclei. 2. Application of the model to finite nuclei disassembly.» *Nucl.Phys.*, vol. A444 pp. 460–476 (1985)
- [Bra05] **W. Bragg.** «On the α -particles of radium and their loss of range in passing through various atoms and molecules.» *Philos. Mag.*, vol. 10 pp. 318–340 (1905)
- [Bra10] **B. Braunn.** «La fragmentation du ^{12}C à 95 MeV par nucléon appliquée au domaine de la hadronthérapie.» Ph.D. thesis, Université de Caen (2010)
- [Bö10] **T. Böhlen et al.** «Benchmarking nuclear models of FLUKA and GEANT4 for carbon ion therapy.» *Phys. Med. Biol.*, vol. 55(19) p. 5833 (2010)
- [Car85] **R. Car and M. Parrinello.** «Unified Approach for Molecular Dynamics and Density-Functional Theory.» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55 pp. 2471–2474 (1985)
- [Cus11] **D. Cussol.** «Nuclear Physics and Hadrontherapy.» (2011)

- [Dep03] **G. Deptuch et al.** «Monolithic active pixel sensors with on-pixel amplification and double sampling operation.» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 512(1–2) pp. 299 – 309. Proceedings of the 9th European Symposium on Semiconductor Detectors : New Developments on Radiation Detectors (2003)
- [DN12] **M. De Napoli et al.** «Carbon fragmentation measurements and validation of the Geant4 nuclear reaction models for hadrontherapy.» Physics in Medicine and Biology, vol. 57(22) p. 7651 (2012)
- [Dud72] **R. O. Duda and P. E. Hart.** «Use of the Hough transformation to detect lines and curves in pictures.» Commun. ACM, vol. 15(1) pp. 11–15 (1972)
- [Dud13a] **J. Dudouet, D. Juliani et al.** «Comparison of two analysis methods for nuclear reaction measurements of $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ interactions at 95 MeV/u for hadrontherapy.» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, vol. 715 pp. 98–104 (2013)
- [Dud13b] **J. Dudouet, D. Juliani et al.** «Double differential fragmentation cross sections measurements of 95 MeV/u ^{12}C on thin targets for hadrontherapy.» Physical Review C (2013)
- [Eid04] **S. Eidelman.** «Review of Particle Physics.» Physics Letters B, vol. 592 pp. 1+. [http://arxiv.org/abs/hep-ex/0402006](#) (2004)
- [Els08] **T. Elsässer, M. Krämer and M. Scholz.** «Accuracy of the Local Effect Model for the Prediction of Biologic Effects of Carbon Ion Beams In Vitro and In Vivo.» Int J Radiat Oncol Biol Phys, vol. 71 pp. 866–872 (2008)
- [End96] **M. Endo et al.** «HIPLAN-A Heavy Ion Treatment Planning System at HIMAC.» The Journal of JASTRO, vol. 8 pp. 231–238 (1996)
- [Ess00] **H. Essel and N. Kurz.** «The general purpose data acquisition system MBS.» Nuclear Science, IEEE Transactions on, vol. 47(2) pp. 337–339 (2000)
- [FAS] **FASTER.** «Fast Acquisition System for nuclear Research.» [http://www.faster-project.org/](#)
- [Fer27] **E. Fermi.** «Un metodo statistico per la determinazione di alcune proprietà dell'atomo.» Rend. Accad. Naz., pp. 602–607 (1927)
- [Fer50] **E. Fermi.** «High Energy Nuclear Events.» Progress of Theoretical Physics, vol. 5(4) pp. 570–583 (1950)

- [Fir58] **O. B. Firsov**. «Scattering of ions by atoms.» JETP, vol. 7 pp. 308–311 (1958)
- [FIR10] **FIRST**. «Présentation interne de la collaboration FIRST.» <https://arxiv.org/abs/1603.0434> (2010)
- [FIR13] **FIRST**. «Présentation interne de la collaboration FIRST.» <https://arxiv.org/abs/1603.0435> (2013)
- [FLU] **FLUKA**. <http://fluka.net>
- [Fol04] **G. Folger, V. N. Ivanchenko and J. P. Wellisch**. «The binary cascade : nucleon nuclear reactions.» Eur. Phys. J. A, vol. 21(3) pp. 407–417 (2004)
- [Fra] **J. Franckland et al.** «KaliVeda.» <http://arxiv.org/abs/1603.0436>
- [Fur00] **S. Furihata**. «Statistical analysis of light fragment production from medium energy proton-induced reactions.» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 171(3) pp. 251–258 (2000)
- [GA03] **M. Gardès-Albert et al.** «Espèces réactives de l'oxygène. Comment l'oxygène peut-il devenir toxique ?» L'actualité chimique (2003)
- [Gau] **N. Gault**. «Réponse précoce aux rayonnements ionisants : effets moléculaires et cellulaires.»
- [GM08] **Gunzert-Marx**. «Secondary beam fragments produced by 200 MeV/u ^{12}C ions in water and their dose contributions in carbon ion radiotherapy.» New J. Phys., vol. 10(7) (2008)
- [Gol97] **M. Golovkov et al.** «Fragmentation of 270 a MeV carbon ions in water.» 1st International Week on Hadrontherapy : Advances in Hadrontherapy, vol. GSI-97-08 pp. 316–324 (1997)
- [Gud83] **K. Gudima, S. Mashnik and V. Toneev**. «Cascade–exciton model of nuclear reactions.» Nucl.Phys., vol. A401 pp. 329–361 (1983)
- [Hae06] **E. Haettner, H. Iwase and D. Schardt**. «EXPERIMENTAL FRAGMENTATION STUDIES WITH ^{12}C THERAPY BEAMS.» Radiat Prot Dosimetry (2006)
- [Hir92] **Y. Hirao, H. Ogawa et al.** «Heavy ion synchrotron for medical use -HIMAC project at NIRS-Japan-.» Nuclear Physics A, vol. 538(0) pp. 541 – 550 (1992)
- [Hor92] **D. Horn, G. Ball, A. Galindo-Uribarri, E. Hagberg, R. Walker, R. Laforest and J. Pouliot**. «The mass dependence of CsI(Tl) scintillation response to heavy ions.»

- Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 320(1-2) pp. 273 – 276 (1992)
- [Hub91] **J. Hubele et al.** «Fragmentation of gold projectiles : from evaporation to total disassembly.» *Zeitschrift für Physik*, vol. A 340 p. 263 (1991)
- [ICR93] **ICRU.** «Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry.» ICRU Report 51 (1993)
- [ICR98] **ICRU.** «Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry.» ICRU Report 60 (1998)
- [Inc09] **S. Incerti et al.** «The Geant4-DNA project.» In «Asia Simulation Conference 2009 (JSST 2009),» (Shiga, Japon, 2009). Presented by S. Incerti at the ASIA SIMULATION CONFERENCE 2009, October 7-9, 2009, Ritsumeikan University, Shiga, Japan
- [Iwa09] **H. Iwase and D. Schardt.** «Angular distribution of hydrogen and helium fragments produced by 200 MeV/u 12C beams stopping in water.» GSI-Report-2009-1, p. 387 (2009)
- [Jac97] **D. J. Jackson and C. Didcot.** «A Topological Vertex Reconstruction Algorithm for Hadronic Jets.» *Nucl. Inst. Meth. A388*, vol. 388 pp. 247–253 (1997)
- [Jac99] **J. D. Jackson.** *Classical electrodynamics (3rd ed.)*. (Wiley, 1999)
- [Jar08] **C. Jarlskog et al.** «Physics Settings for Using the Geant4 Toolkit in Proton Therapy.» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55 pp. 1018 – 1025 (2008)
- [Jen32] **H. Jensen.** «Die Ladungsverteilung in Ionen und die Gitterkonstante des Rubidiumbromids nach der statistischen Methode.» (1932)
- [Jä01] **O. Jäkel et al.** «Treatment planning for heavy ion radiotherapy : clinical implementation and application.» *Phys. Med. Biol.*, vol. 46 pp. 1101–1116 (2001)
- [Kan93] **T. Kanai et al.** «Irradiation of 135 MeV/u carbon and neon beams for studies of radiation biology.» National Inst. of Radiological Sciences, Chiba (Japan) (1993)
- [Kez05] **K. Kezzar.** «Étude des effets de la masse et de l'isospin dans le processus de la multifragmentation.» Ph.D. thesis, Université de Strasbourg (2005)
- [Kum07] **Y. Kumazaki et al.** «Determination of the mean excitation energy of water from proton beam ranges.» *Radiation Measurements*, vol. 42(10) pp. 1683 – 1691 (2007)
- [Kut01] **W. Kutta.** «Beitrag zur näherungsweise Integration totaler Differentialgleichunge.» *Zeit. Math. Physik*, vol. 46 pp. 435–453 (1901)

- [Lag26] **J. Lagrange.** *Traité de la résolution des équations numériques de tous les degrés : avec des notes sur plusieurs points de la théorie des équations algébriques* (Gauthier-Villars, 1826)
- [Law31] **E. O. Lawrence** and **M. S. Livingston.** «The Production of High Speed Protons Without the Use of High Voltages.» *Phys. Rev.*, vol. 38 pp. 834–834 (1931)
- [Len32] **W. Lenz.** «Über die Anwendbarkeit der statistischen Methode auf Ionengitter.» *Z.f. Physik*, vol. 77 pp. 713–721 (1932)
- [Leo94] **W. Leo.** *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-to Approach* (Springer London, Limited, 1994)
- [LF10] **F. Le Foulher.** «Simulations Monte Carlo et mesures de l'émission de gamma prompts appliquées au contrôle en ligne en hadronthérapie.» Ph.D. thesis, Université de Lyon (2010)
- [Lin63] **J. Lindhard et al.** «Range concepts and heavy ion ranges.» *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, vol. 33 No.14 (1963)
- [Lla84] **J. Llacer** and **C. A. Tobias.** «Online characterization of heavy ion beams with semiconductor detectors.» *Medical Physics*, vol. 11 pp. 266–278 (1984)
- [Lla90] **J. Llacer et al.** «Characterization of fragmented heavy ion beams using a three stage telescope detector : Measurements of 670 MeV/amu ^{20}Ne beams.» *Med. Phys.*, vol. 17 pp. 151–157 (1990)
- [Mac74] **H. D. MacCabee** and **M. A. Ritter.** «Fragmentation of High-Energy Oxygen-Ion Beams in Water.» *Radiation Research*, vol. 60(3) pp. 409–421 (1974)
- [Mat05] **N. Matsufuji et al.** «Spatial fragment distribution from a therapeutic pencil-like carbon beam in water.» *Physics in medicine and biology*, vol. 50 pp. 3393–3403 (2005)
- [Mol47] **G. Moliere.** «Therorie der Streuung schneller geladener Teilchen I. Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld.» (1947)
- [Nii95] **K. Niita, S. Chiba et al.** «Analysis of the (N,xN') reactions by quantum molecular dynamics plus statistical decay model.» *Phys. Rev. C*, vol. 52 p. 2620 (1995)
- [NIR] **NIRS.** <http://nirs.jp>
- [PIC] **PICSEL.** «Groupe PICSEL IPHC.» <http://picsel.iphc.cnrs.fr/>

- [Ple12] **R. Pleskac et al.** «The FIRST experiment at GSI.» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 678(0) pp. 130 – 138 (2012)
- [Res13] **R. Rescigno et al.** «Performance of the reconstruction algorithms of the FIRST experiment Pixel Sensos Vertex detector.» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. À publier (2013)
- [Rey56] **H. L. Reynolds and A. Zucker.** «Nuclear Reactions Produced by Nitrogen on Nitrogen.» *Phys. Rev.*, vol. 101 pp. 166–171 (1956)
- [ROO] **ROOT.** <http://root.cern.ch/>
- [Ros52] **B. Rossi.** *High-Energy Particles* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1952)
- [Rut11] **E. Rutherford.** «The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom.» *Philosophical Magazine Series 6*, vol. 21(125) p. 669–688 (1911)
- [Sar96] **D. Sarantites et al.** «The Microball : Design Instrumentation and Response Characteristics of a 4π -Multidetector Exit Channel-selection Device for Spectroscopic and Reaction Mechanism Studies with Gammasphere.» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, vol. 381 pp. 418–432 (1996)
- [Sch96] **A. Schüttauf et al.** «Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies.» *Nuclear Physics A*, vol. 607(4) pp. 457 – 486 (1996)
- [Sch04] **M. Scholz et al.** «The physical and radiobiological basis of the local effect model : a response to the commentary by R. Katz.» *National Center for Biotechnology Information*, vol. 161 pp. 612–620 (2004)
- [Sch08] **D. Schardt et al.** «Precision Bragg-Curve Measurements for Light-Ion beams in Water.» *GSI-Report 2008-1*, vol. *GSI Scientific Report 2007* p. 373 (2008)
- [Sch10] **D. Schardt, T. Elsässer and D. Schulz-Ertner.** «Heavy-ion tumor therapy : Physical and radiobiological benefits.» *Rev. Mod. Phys.*, vol. 82 pp. 383–425 (2010)
- [Ser47] **R. Serber.** *Nuclear Reactions at High Energies*, vol. 72 (American Physical Society, 1947)
- [Sfi03] **C. Sfienti et al.** «Proceedings of the XLI st International Winter Meeting on Nuclear Physics.» *Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente Suppl.*, vol. 120 p. 323 (2003)

- [Sfi09] **C. Sfienti et al.** «Isotopic Dependence of the Nuclear Caloric Curve.» Phys. Rev. Lett., vol. 102 p. 152701 (2009)
- [SOB] **SOBP.** «Site du centre de traitement et de recherche du GSI, Allemagne.» [http://www.gsi.de](#)
- [Som32] **A. Sommerfeld.** «Asymptotische Integration der Differentialgleichung des Thomas-Fermischen Atoms.» (1932)
- [Som06] **F. Sommerer et al.** «Investigating the accuracy of the FLUKA code for transport of therapeutic ion beams in matter.» Physics in Medicine and Biology, vol. 51(17) (2006)
- [Spi11] **E. Spiriti et al.** «The FIRST experiment : interaction region and MAPS vertex detector.» Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, vol. 215(1) pp. 157 – 161. Proceedings of the 12th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors (IPRD10) (2011)
- [Spi13] **E. Spiriti et al.** «The FIRST experiment CMOS Active Pixel Sensors Vertex detector.» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. À publier (2013)
- [Str90] **D. Stracener, D. Sarantites et al.** «Dwarf Ball and Dwarf Wall : Design, instrumentation, and response characteristics of a 4π CsI(Tl) plastic phoswich multidetector system for light charged particle and intermediate mass fragment spectrometry.» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 294(3) pp. 485 – 503 (1990)
- [TG02] **L. Tassan-Got.** «A new functional for charge and mass identification in Delta E-E telescopes.» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 194 pp. 503–512 (2002)
- [Tho27] **L. H. Thomas.** «The calculation of atomic fields.» Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, vol. 23 pp. 542–548 (1927)
- [Wei40] **V. F. Weisskopf and D. H. Ewing.** «On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements.» Phys. Rev., vol. 57 pp. 472–485 (1940)
- [Wil46] **R. R. Wilson.** «Radiological use of fast protons.» Radiology, vol. 47 pp. 487–491 (1946)
- [Zie] **J. Ziegler.** «SRIM-The Stopping and Range of Ions in Matter.» [http://www.srim.com](#)
- [Zie85] **J. F. Ziegler et al.** *The stopping of ions in solids*, vol. 1 (Pergamon press, 1985)

ANNEXE A

Ensemble des contours utilisés pour les cartes d'identification

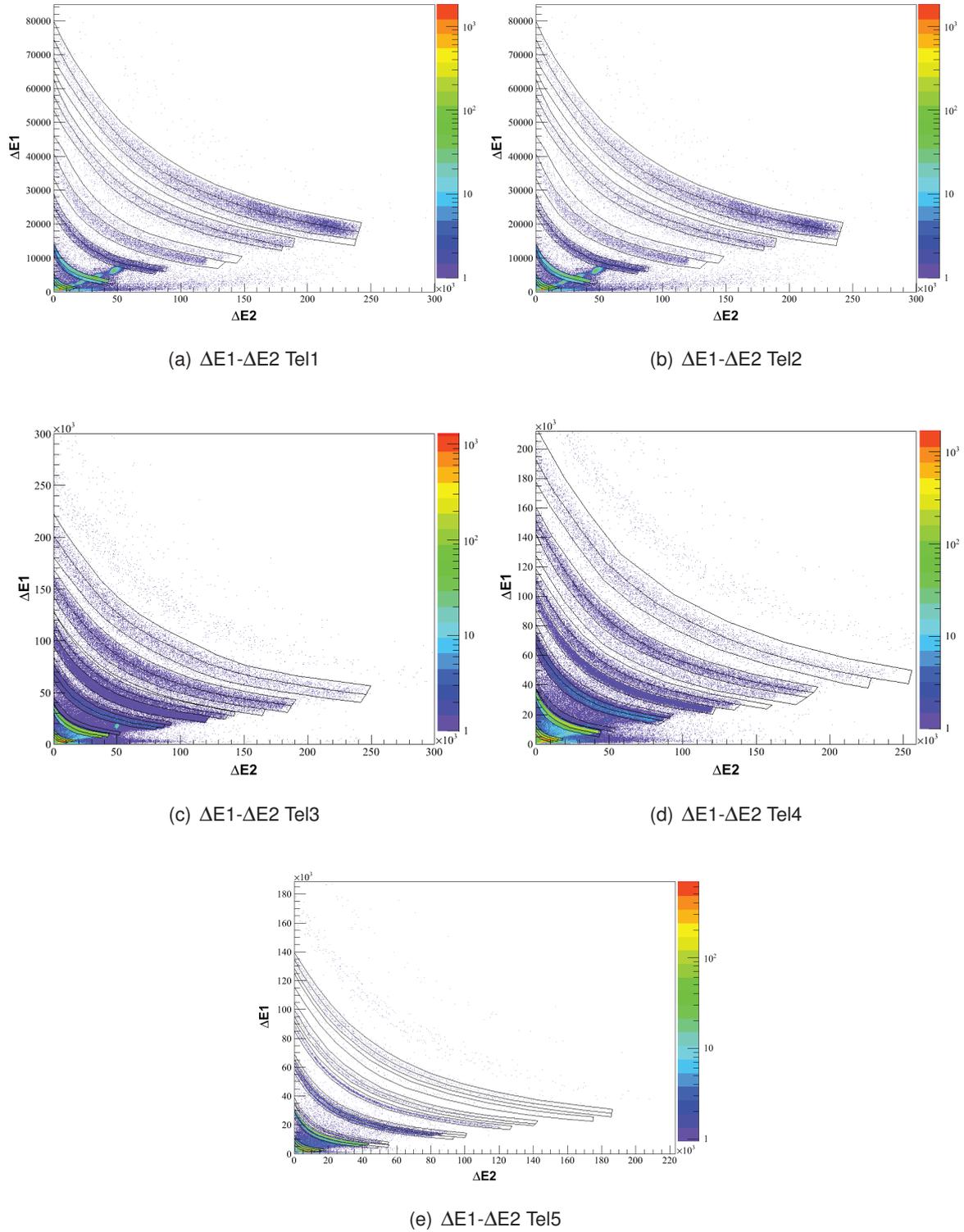


FIGURE A.1: Ensemble des contours utilisés pour les cartes $\Delta E1-\Delta E2$ des cinq télescopes.

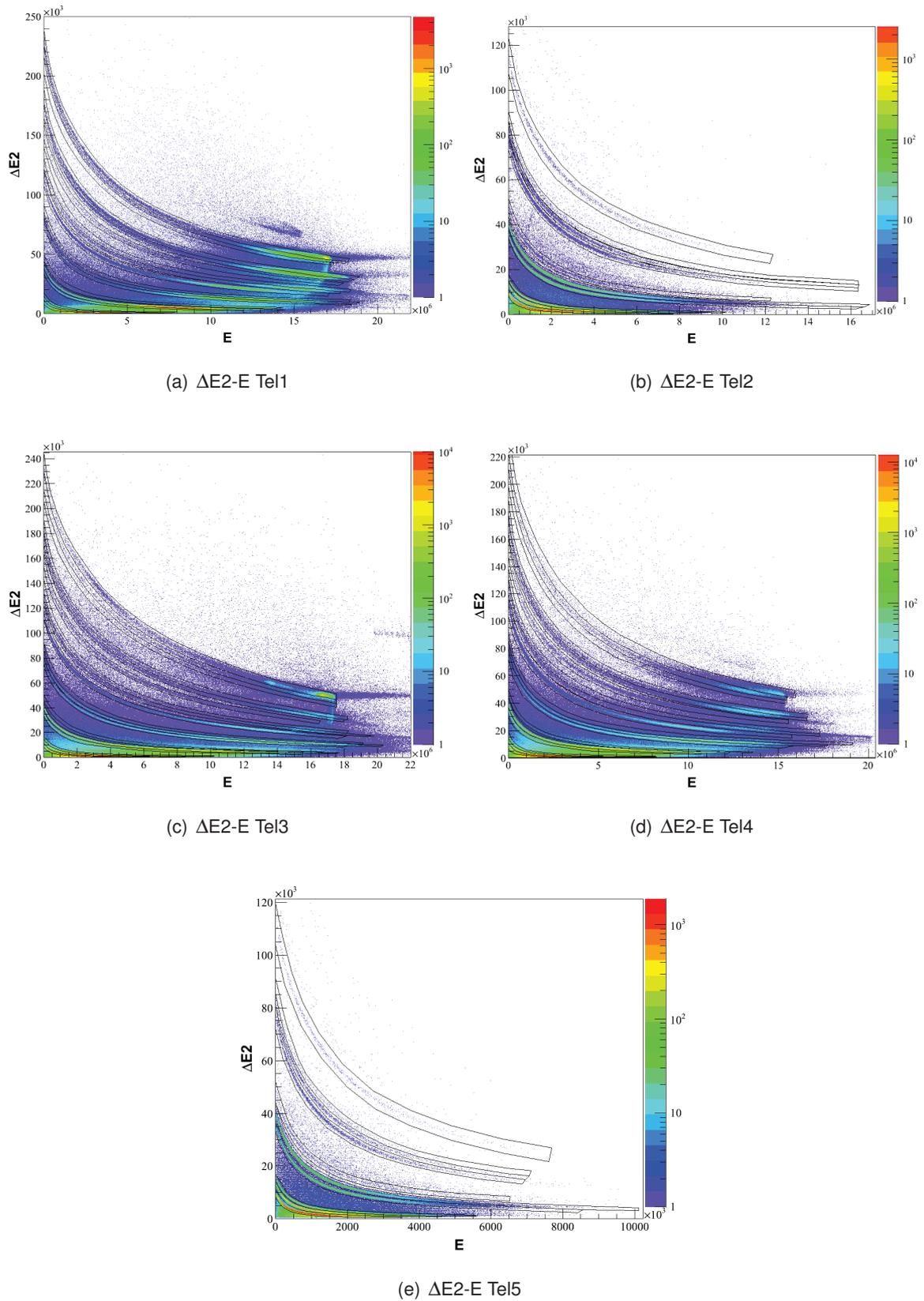
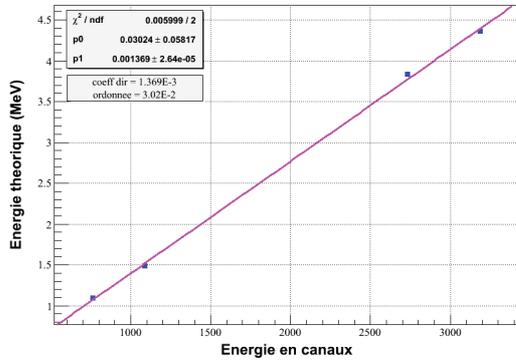


FIGURE A.2: Ensemble des contours utilisés pour les cartes $\Delta E2$ -E des cinq télescopes.

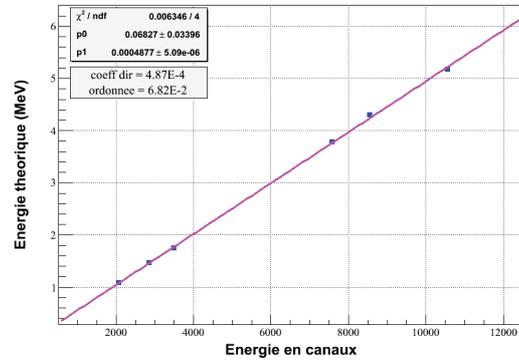
Ensemble des courbes et coefficients d'étalonnage des siliciums

Tableau B.1: Valeur des coefficients d'étalonnage α et β pour les deux siliciums fin et épais de chaque télescope dans le cas d'un ajustement linéaire $E_{MeV} = \alpha \cdot E_{cnx} + \beta$.

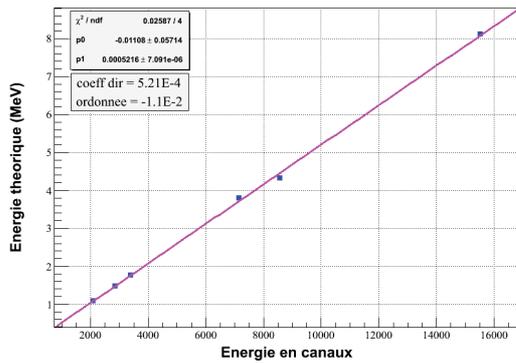
Télescope	silicium fin		silicium épais	
	coefficient α	coefficient β	coefficient α	coefficient β
Tel1	$1,253 \cdot 10^{-3}$	$1,997 \cdot 10^{-2}$	$1.159 \cdot 10^{-3}$	$4.175 \cdot 10^{-3}$
Tel2	$4,508 \cdot 10^{-4}$	$6,149 \cdot 10^{-2}$	$1.146 \cdot 10^{-3}$	$1.161 \cdot 10^{-1}$
Tel3	$4,727 \cdot 10^{-4}$	$-4,006 \cdot 10^{-3}$	$1.123 \cdot 10^{-3}$	$-4.178 \cdot 10^{-2}$
Tel4	$4,338 \cdot 10^{-4}$	$1,467 \cdot 10^{-1}$	$1.124 \cdot 10^{-3}$	$4.939 \cdot 10^{-1}$
Tel5	$3,845 \cdot 10^{-4}$	$8,369 \cdot 10^{-2}$	$1.153 \cdot 10^{-3}$	$-5.728 \cdot 10^{-2}$



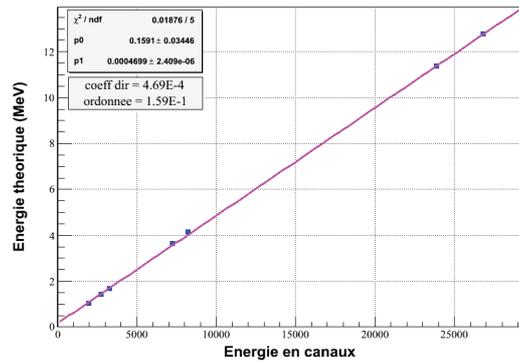
(a) silicium fin Tel1



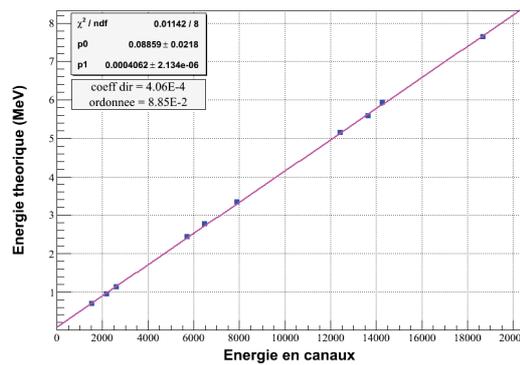
(b) silicium fin Tel2



(c) silicium fin Tel3

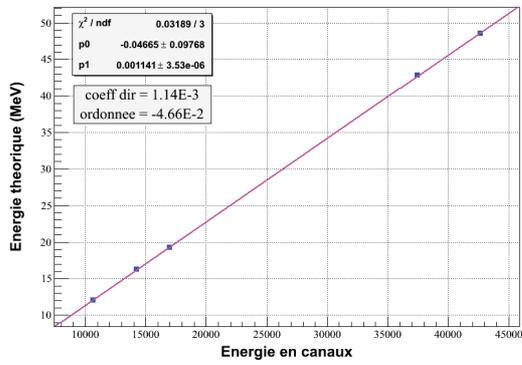


(d) silicium fin Tel4

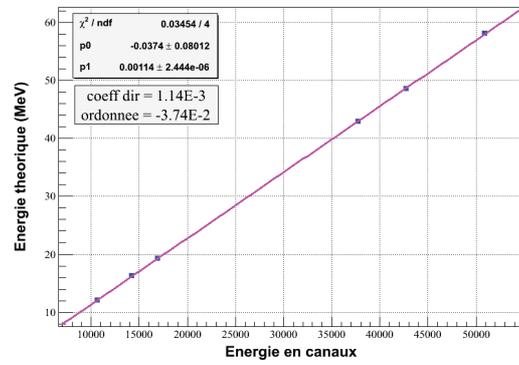


(e) silicium fin Tel5

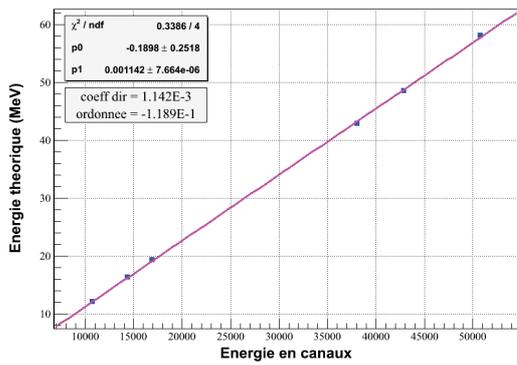
FIGURE B.1: Ensemble des courbes d'étalonnages pour les siliciums fins des cinq télescopes.



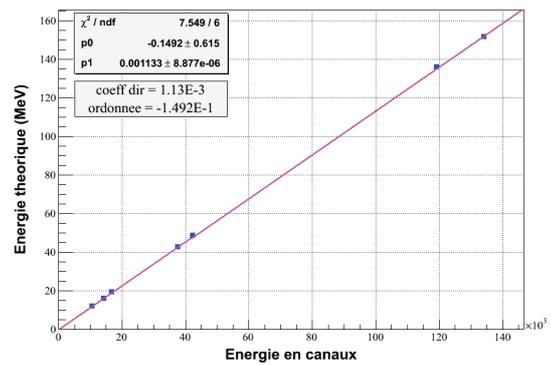
(a) silicium épais Tel1



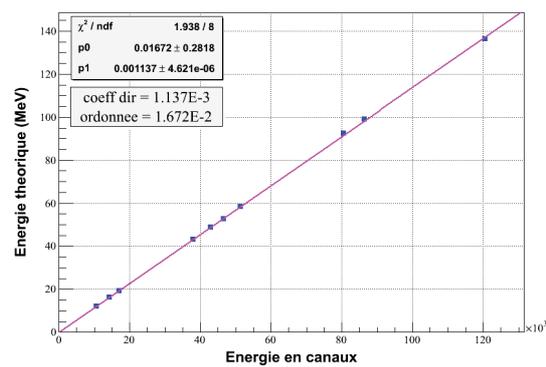
(b) silicium épais Tel2



(c) silicium épais Tel3



(d) silicium épais Tel4

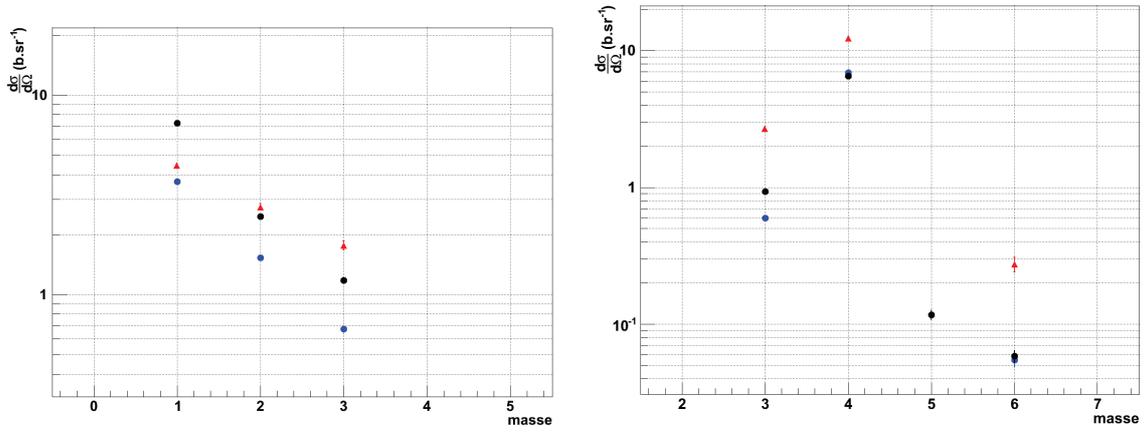


(e) silicium épais Tel5

FIGURE B.2: Ensemble des courbes d'étalonnages pour les siliciums épais des cinq télescopes.

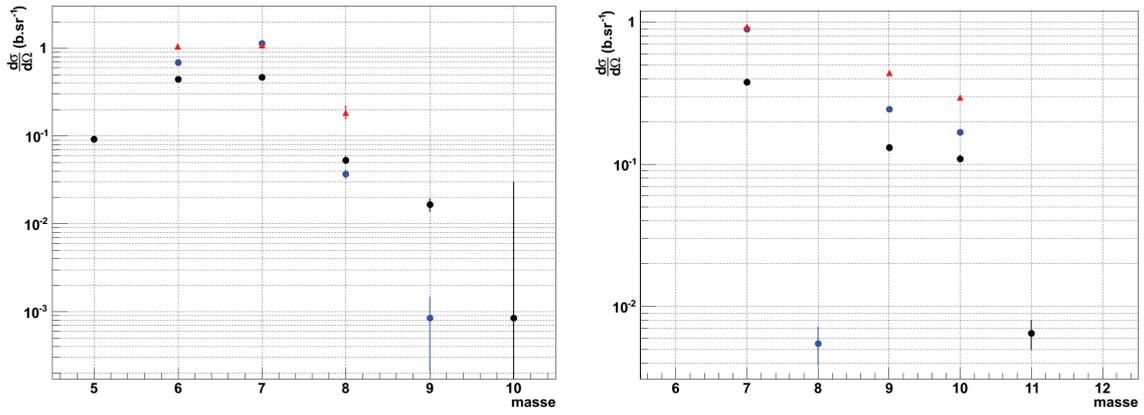
ANNEXE C

Comparaison des distributions isotopiques (E600)



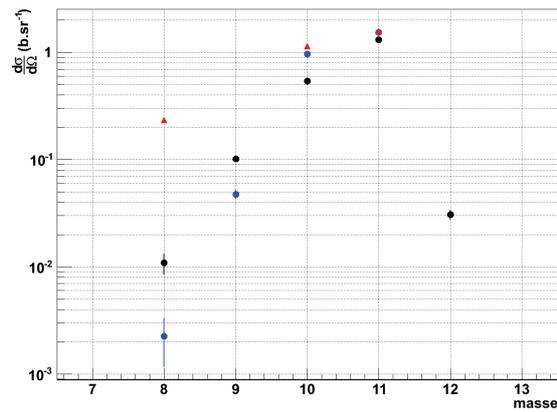
(a) Z=1

(b) Z=2



(c) Z=3

(d) Z=4



(e) Z=5

FIGURE C.1: Distributions isotopiques des fragments générés à 4° . Les résultats expérimentaux sont représentés par les triangles rouges, la simulation BIC par les points bleus et la simulation QMD par les points noirs. Les erreurs associées sont statistiques.

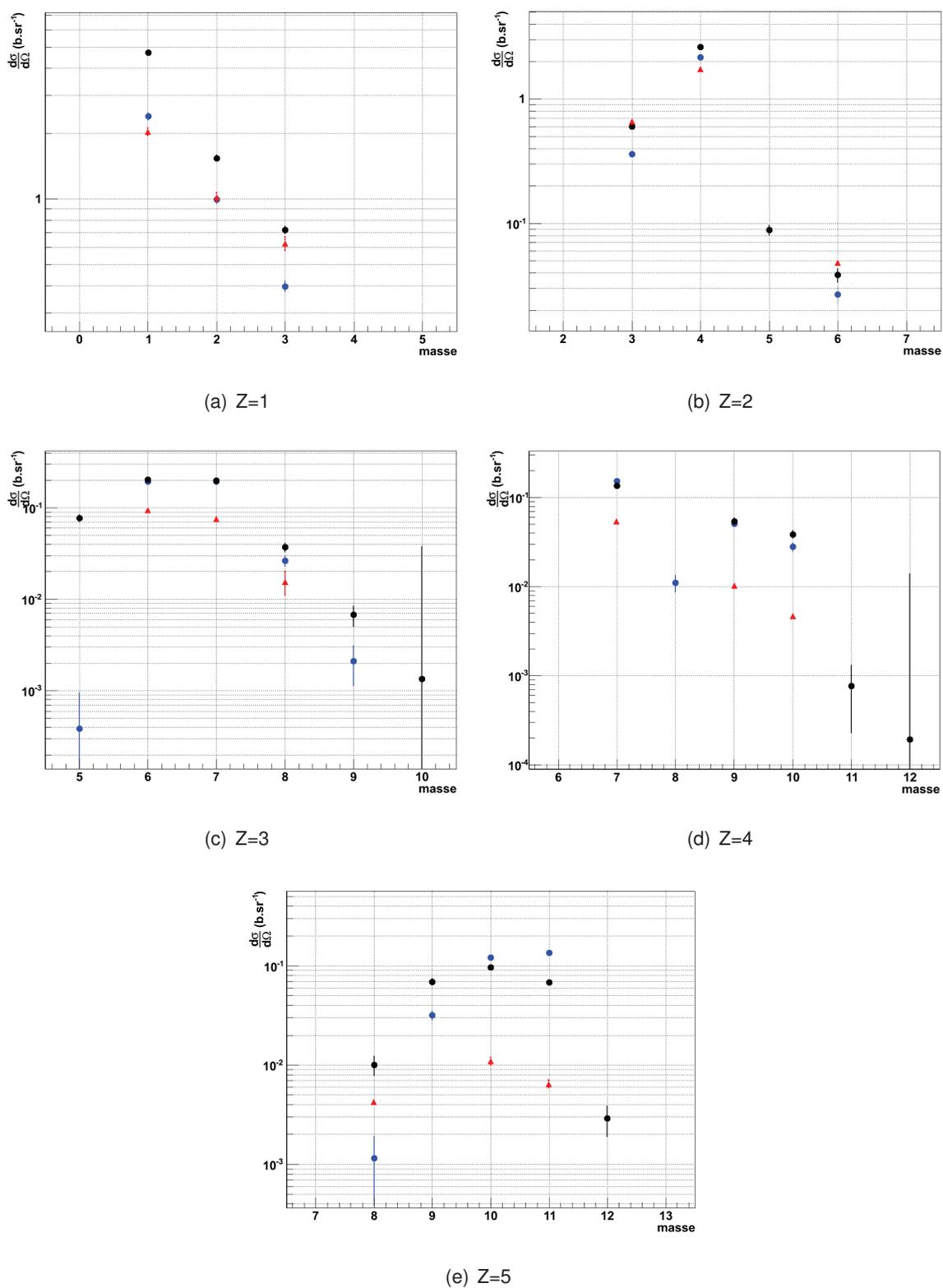


FIGURE C.2: Distributions isotopiques des fragments générés à 11° . Les résultats expérimentaux sont représentés par les triangles rouges, la simulation BIC par les points bleus et la simulation QMD par les points noirs. Les erreurs associées sont statistiques.

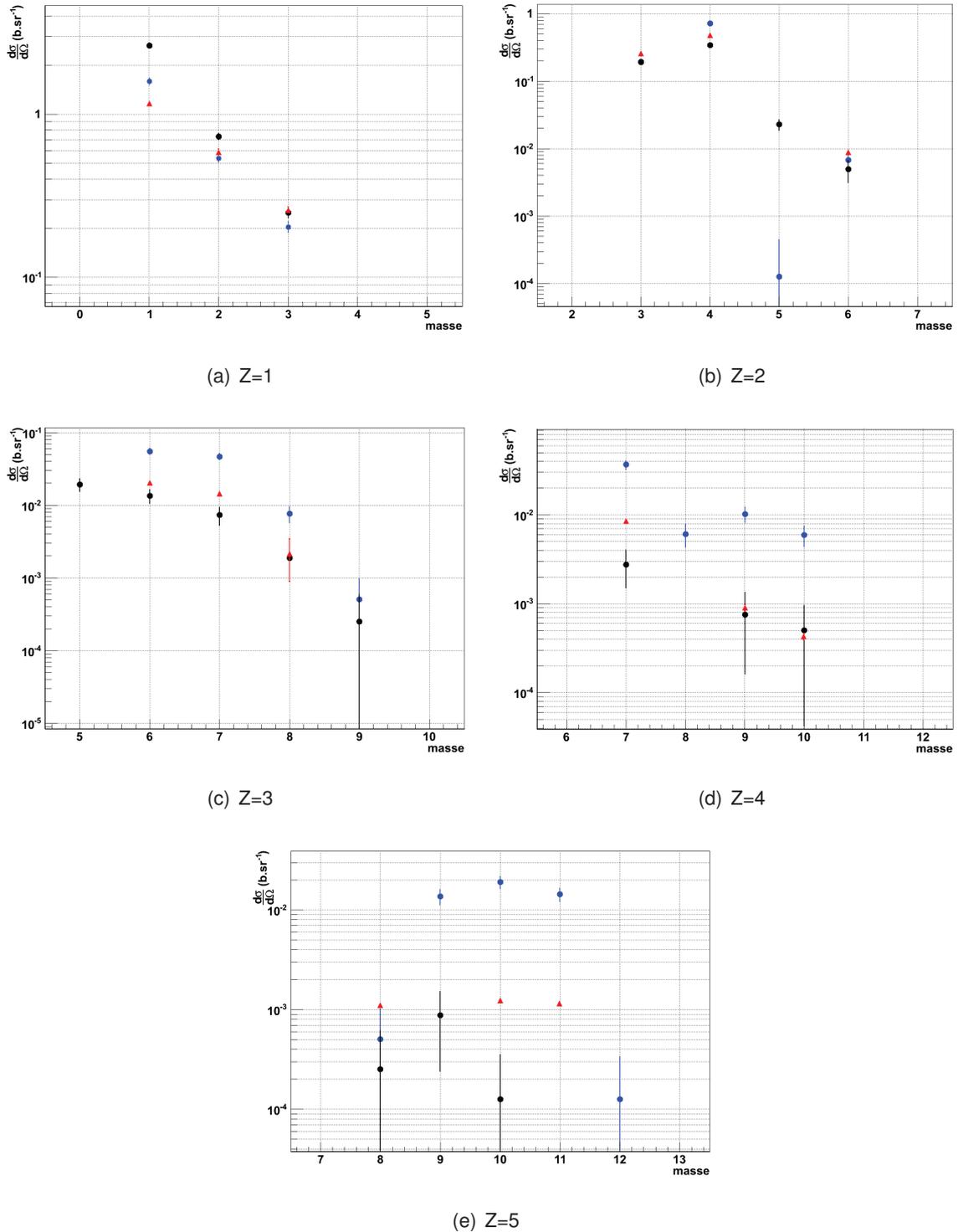


FIGURE C.3: Distributions isotopiques des fragments générés à 17° . Les résultats expérimentaux sont représentés par les triangles rouges, la simulation BIC par les points bleus et la simulation QMD par les points noirs. Les erreurs associées sont statistiques.

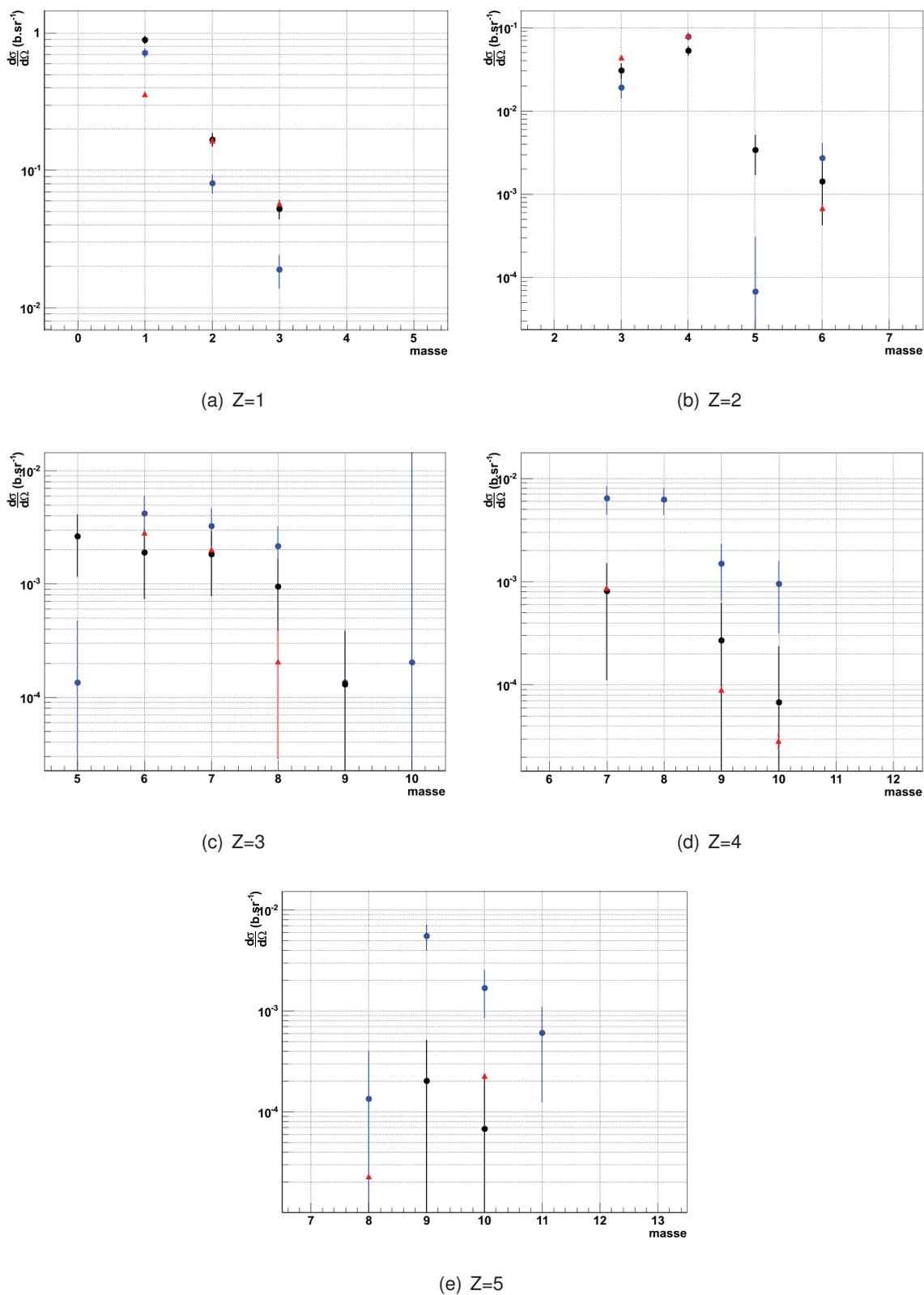


FIGURE C.4: Distributions isotopiques des fragments générés à 33° . Les résultats expérimentaux sont représentés par les triangles rouges, la simulation BIC par les points bleus et la simulation QMD par les points noirs. Les erreurs associées sont statistiques.

Remerciements

Le grand moment des remerciements est arrivé. Il s'avère difficile de n'oublier personne après trois années de labeur. J'espère que les rares personnes qui ne seront pas citées par la suite ne m'en tiendront pas rigueur. Je tiens à remercier tout d'abord Christelle Roy, la directrice actuelle du laboratoire, ainsi que son prédécesseur Daniel Huss. C'est grâce à leur accueil dans leur laboratoire, au sein de l'IPHC, que j'ai pu effectuer mes travaux. Je remercie aussi plus globalement le CNRS qui m'a permis, financièrement, d'effectuer cette thèse.

Je remercie mes deux directeurs de thèse, Christian Finck et Marc Rousseau, de m'avoir pris en temps que stagiaire en Master 2 puis d'avoir fait les démarches nécessaires pour que je puisse rester en thèse avec vous. Ce fut un plaisir de travailler avec vous et de pouvoir approfondir mes connaissances dans un domaine qui m'intéressait mais que je ne maîtrisais pas. Les différents déplacements effectués au cours de ma thèse furent un plaisir, même un premier mai. Je remercie plus particulièrement Christian qui s'est occupé de moi à plein temps et qui a toujours été présent ; je n'ai vraiment pas eu à me plaindre. Je souhaite remercier les différents membres de mon jury qui ont permis de valider ce travail sur trois années. Tout d'abord les deux rapporteurs Daniel Cussol et Gérard Montarou qui ont eu la chance de lire mon manuscrit durant la période estivale et qui m'ont transmis leurs corrections pertinentes. Puis Benoît Gall qui a accepté d'être le membre interne et qui s'est plongé dans le domaine de la hadronthérapie bien que ce ne fut pas son domaine de recherche.

Des remerciements aussi pour mes deux collègues de bureau. Tout d'abord Momo qui m'a énormément aidé durant mon stage de M2 puis au début de ma thèse pour la prise en main de ROOT. Tu m'as consacré du temps alors que tu en manquais toi-même pour achever tes travaux. Nous avons vraiment passé de bons moments, que ce soit dans le bureau 208 ou en dehors et tu es quelqu'un de profondément humain. Je me suis occupé de « BellaCommeTwilight » durant ton année d'exil canadienne et je l'ai dignement cédée à Kamila. Pour ma dernière année de thèse, je remercie Loïc qui fut mon collègue de bureau par deux fois. C'était un peu le souk parfois à trois mais bien plus gérable à deux.

Je remercie aussi toutes les personnes du deuxième étage, que ce soit du groupe CAN (Louise, François, Dominique, Jérôme, Radomira, Gilbert, Olivier etc.) ou bien de la théorie (Kamila, Fred, David, Helena, Hervé, Johny etc.), qui ont rendu plus agréable au quotidien ces trois années passées au CNRS. Je suis désolé de leur annoncer que je n'organiserai plus de repas de Noël ni de barbecue d'été. Je félicite Kamila et Regina pour leur maîtrise de la langue française qui leur permet de faire des mots fléchés. Je félicite Christian pour les progrès

accomplis à la fin dans ce domaine ainsi que Marc même si le maître ne dépasse pas l'élève ! Je remercie plus particulièrement la mafia italienne, à savoir Regina et Andreina. Vous avez toujours été vivantes et entières, que ce soit dans l'euphorie ou l'inverse. Il a été très agréable de travailler ou de discuter avec vous au quotidien. Je ne vous remercie pas, par contre, d'avoir diminué mes créneaux de discussion avec Christian ! Néanmoins, je ne vous en veux pas étant donné que j'ai pu boucler mes travaux en temps et en heure.

Je remercie aussi les différents doctorants avec qui j'ai déjeuné et joué au tarot tous les midis les deux premières années, à savoir Marie, Antonin, Florian, Julien, Alain, Xitzel et Estelle. Je ne félicite pas Florian d'avoir été tout le temps au téléphone lors de ces parties ni Marie et Alain d'avoir régulièrement triché. D'ailleurs Alain, je te remercie d'avoir été d'une aide précieuse lors des années de licence et de master si tu vois ce que je veux dire !

Je souhaite remercier les différents collaborateurs avec qui j'ai été amené à travailler. Tout d'abord toute l'équipe du LPC Caen qui m'a accueilli au sein de l'expérience E600. Merci à Marc Labalme, Jérémie Dudouet et Daniel Cussol pour toutes les informations utiles que vous m'avez transmises afin que je puisse rédiger mon manuscrit. Merci à Samuel ainsi qu'à Jean Colin et toute l'équipe FASTER. Je tiens à remercier dans un deuxième temps tous les collaborateurs proches de l'expérience FIRST. Je parle plus explicitement de Alessio Sarti qui s'est énormément investi dans cette expérience. Je parle aussi de Eleuterio Spiriti qui a proposé et fourni les capteurs CMOS et qui a su nous faire confiance, non sans mal, Christian et moi, tout au long de l'expérience et de l'analyse. Je remercie aussi ceux avec qui j'ai travaillé, que ce soit au niveau des autres détecteurs (Vincenzo Monaco et Vincenzo Patera) ou bien de la simulation FLUKA (Till Böhlen). Je remercie les collaborateurs italiens pour leur accueil lors des déplacements agréables en Italie nonobstant les petits problèmes de langue parfois (surtout pour les menus).

Je souhaite remercier les membres de ma famille qui m'ont accompagné durant ces trois années et qui m'ont fait l'honneur et même la surprise d'être présents à ma soutenance malgré la distance. Je pense ainsi à mon parrain et ma tante Maxe ainsi que les trois enfants et leur compagnon. Je pense à ma mère et Jean-Louis qui sont venus de la Réunion pour cet événement. Je pense aussi à mes deux frères Eric et Cyril. Je vous remercie de m'avoir aidé à préparer cette soutenance pour que ce soit un succès. Je tiens à rendre hommage à mes parents qui m'ont soutenu durant ces nombreuses années d'étude, que ce soit financièrement ou moralement, ce qui m'a permis d'en arriver là.

Je remercie aussi la famille SCHAEFFER de m'avoir aidé à préparer cette soutenance et d'avoir été présent.

Enfin, malgré ces nombreux remerciements, il me tient à cœur de témoigner toute ma re-

connaissance envers Sophie. Tu m'as soutenu durant ces trois années et tu m'as fait prendre du recul au quotidien sur mon travail. Tu as su pleinement compléter ma thèse au quotidien sur le plan personnel. Maintenant, tu peux m'appeler Docteur, comme tu l'as promis !

Résumé

Sujet : Étude de la fragmentation lors de la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ à 95 MeV/n et 400 MeV/n dans le cadre de la hadronthérapie.

La hadronthérapie est une méthode de radiothérapie utilisant des ions (ici le carbone) comme faisceau plutôt que des rayons X plus conventionnels pour le traitement des cancers. Étant donné le parcours spécifique des ions dans la matière, ils permettent de traiter des tumeurs profondes dans des zones délicates telles que le cerveau par exemple. Ceci est complémentaire à tout ce qui existe depuis des dizaines d'années (intervention chirurgicale, rayons X, chimiothérapie). Deux futurs centres de traitement et de recherche (ARCHADE à Caen et ETOILE à Lyon) seront opérationnels en France à partir de 2018 en ce qui concerne ARCHADE afin de profiter des avancées récentes et de poursuivre les recherches sur cette méthode. La perte d'énergie des ions carbone dans la matière suit la loi de Bethe-Bloch, le maximum de dépôt d'énergie se situant dans une zone restreinte appelée « pic de Bragg ». En modulant la position et l'énergie du faisceau, il est possible d'irradier l'ensemble du volume de la tumeur. Cependant, les réactions nucléaires de l'ion carbone dans les tissus entraînent la production de fragments plus légers (H, He, Li etc.) qui déposent leur énergie au-delà du pic de Bragg.

Les modèles implémentés dans les codes de simulation couramment utilisés en hadronthérapie (FLUKA, GEANT4 etc.) sont incapables de reproduire en même temps les distributions angulaires des fragments générés ainsi que les distributions en énergie. Le fait de ne pas reproduire fidèlement ce phénomène de fragmentation nuit à la précision des systèmes de planification de traitement utilisés cliniquement. En effet, une mauvaise estimation du processus de fragmentation entraîne un biais dans le calcul de la dose déposée dans les cellules saines en arrière du pic de Bragg.

Ainsi, afin de mieux contraindre les modèles, deux expériences de mesure de sections efficaces de fragmentation du carbone ont été menées. La première en mai 2011 avec un faisceau à 95MeV/n au GANIL à CAEN avec les collaborateurs du LPC Caen et la seconde en août 2011 avec un faisceau à 400 MeV/n au GSI à Darmstadt, avec la collaboration FIRST.

L'expérience E600 étudie la fragmentation des ions du faisceau de carbone à 95 MeV/n dans différentes cibles minces (Au, C, Al_2O_3 , Ti etc.) correspondant aux différents constituants élémentaires du corps humain. Les différents fragments sont détectés à l'aide de cinq télescopes. Chacun d'eux est constitué de 3 étages (2 détecteurs silicium et un scintillateur CsI) afin de faire des mesures de perte d'énergie et d'énergie totale permettant une identification

par la méthode du ΔE -E. Ces télescopes étaient disposés sur des raquettes pilotées à distance afin de pouvoir modifier leur position angulaire par rapport à la position de la cible. Ainsi, les taux de production des différents fragments permettent de remonter aux sections efficaces de fragmentation doublement différentielles (en énergie et en angle). L'analyse de ces données expérimentales a ainsi permis d'obtenir ces sections efficaces de fragmentation lors de la réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ à 95 MeV/n pour l'ensemble des fragments produits avec une cible de carbone de 250 μm d'épaisseur.

L'expérience FIRST utilise un dispositif expérimental différent. Il est composé de : un moniteur faisceau, un détecteur de vertex (CMOS), un calorimètre (KENTROS), un aimant (ALADIN), MUSIC (3 chambres d'ionisation et 4 compteurs proportionnels) et enfin un mur « temps de vol ». La trajectoire des fragments générés dans la cible est reconstruite à l'aide du détecteur de vertex puis ceux émis avec un angle supérieur à 5° sont détectés par le calorimètre KENTROS ; les fragments émis à faible angle sont détectés par le mur temps de vol après que leur trajectoire a été déviée par l'aimant ALADIN (Le détecteur MUSIC n'ayant pas fonctionné). Une cible « mince » de 8 mm de carbone a été utilisée ici. Des résultats préliminaires concernant les taux de production des différentes charges, les distributions angulaires et les efficacités de reconstruction ont été obtenus. L'identification en masse est difficile pour les fragments les plus lourds, ceci étant dû au non-fonctionnement du détecteur MUSIC, ce qui dégrade fortement la précision sur la détermination de la quantité de mouvement des fragments.

Enfin, l'ensemble des résultats des deux expériences a été comparé à des simulations réalisées à l'aide de l'outil GEANT4. Les deux modèles utilisés pour décrire le processus de fragmentation sont la Cascade Intranucléaire Binaire et la Dynamique Moléculaire Quantique. Bien que ce soient deux modèles recommandés pour la hadronthérapie, aucun des deux n'est en mesure de reproduire les résultats obtenus. Un travail important sur l'amélioration des modèles est essentiel ; cela passe par la mesure expérimentale de sections efficaces de fragmentation à différentes énergies.

Study of fragmentation cross-sections for $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reaction at 95 MeV/u and 400 MeV/u for hadrontherapy.

The hadrontherapy is a radiotherapy method using ions (carbon ions here) instead of the more conventional X-rays for cancer treatment. Deep radioresistant tumour areas, as brain carcinoma for example, can be treated thanks to the specific dose deposition at the end of the ion path. This is an additional method to older classic ones (surgery, X-rays, chemotherapy). Two

hadrontherapy centres for treatment and research are planned in France from 2018 (ARCHADE) in order to benefit from the newest progress and to keep improving this method. Carbon ions energy loss in the matter follows the Bethe-Bloch law. The maximum of energy depth is located in a limited area called “Bragg peak”. By adjusting the beam position and energy, the whole volume of the tumor can be irradiated. Nevertheless, nuclear reactions of carbon ion in tissues generate the production of lighter fragments (H, He, Li etc.) that deposit their energy beyond the Bragg peak. Models implemented in hadrontherapy simulation codes (FLUKA, GEANT4 etc.) cannot reproduce angular distributions of the lighter fragments and energy distributions at the same time. These poor estimations affect the treatment planning systems accuracy that are clinically used. Indeed, a bad estimation of fragmentation process induces a bias in the dose calculation concerning healthy cells beyond the Bragg peak.

In order to better constraint models, two experiments based on fragmentation cross-sections measurements have been performed. The first one in may 2011 with a beam at 95 MeV/u (GANIL) in collaboration with the LPC Caen and the second one in august 2011 with a beam at 400 MeV/u (GSI) with the FIRST collaboration.

E600 experiment is devoted to the study of carbon ions fragmentation at 95 MeV/u in several thin targets (Au, C, Al₂O₃, Ti etc.) corresponding to the basic building blocks of human body. Five telescopes are designed for the fragments detection. Each one is a three-stage detector (2 silicon detectors and one CsI scintillator) that allows energy loss and total energy measurements for the ΔE -E identification method. Telescopes were disposed two by two in the reaction chamber with a remote control of the angular position. From the production rate measurements, the double differential fragmentation cross-sections (energy and angle) can be computed. From the experimental data for $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reaction at 95 MeV/u on a 250 μm thick carbon target, all cross-sections were deduced. FIRST experiment uses a very different set-up. It is composed of : a beam monitoring, a vertex detector (CMOS), a calorimeter (KENTROS), a magnet (ALADIN), MUSIC (3 ionization chambers and 4 proportional counters) and a TOF-wall. Generated particles trajectory is reconstructed thanks to the vertex detector + TOF-wall for all fragments emitted with an angle lower than 5° and thanks to the vertex detector + KENTROS for higher angles. In the first case, the ALADIN magnet deflects the trajectory of the particles (MUSIC detector ran out). One 8 mm thick target has been used here. Preliminary results concerning production rates of the different charges, angular distributions and reconstruction efficiencies have been obtained. Heavier fragments mass identification is quite difficult because of the non-working MUSIC detector ; it degrades the fragments momentum accuracy.

Finally, the whole results of the two experiments have been compared to GEANT4 simula-

tions. Models used to describe the fragmentation process are the Quantum Molecular Dynamic and the Binary Intranuclear Cascade. Although these models are the recommended ones for hadrontherapy, both of them failed to reproduce the experimental results. Significant efforts on the models improvement are necessary ; this is possible with the help of experimental fragmentation cross-sections measurements at different energies.