



Simulations Monte Carlo et mesures de l'émission de gamma prompts appliquées au contrôle en ligne en hadronthérapie

Fabrice Le Foulher

► **To cite this version:**

Fabrice Le Foulher. Simulations Monte Carlo et mesures de l'émission de gamma prompts appliquées au contrôle en ligne en hadronthérapie. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2010. Français. <tel-00573263>

HAL Id: tel-00573263

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00573263>

Submitted on 3 Mar 2011

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 devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT
Spécialité : Physique Nucléaire

(arrêté du 7 août 2006)

par

Fabrice LE FOULHER

Simulations Monte Carlo et mesures de l'émission de gamma prompts appliquées au contrôle en ligne en hadronthérapie

Soutenue le 12 octobre 2010
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	J.	Gascon	Président du jury
	M.	J.M.	Quesada Molina	Rapporteur
	M.	D.	Cussol	Rapporteur
	M.	N.	Freud	Co-encadrant
	M.	E.	Testa	Co-encadrant
	M.	J.	Balosso	
	Mme	I.	Buvat	

Simulations Monte Carlo et mesures de l'émission de γ
prompts appliquées au contrôle en ligne en hadronthérapie

Fabrice Le Foulher

Remerciements

Cette thèse a été réalisée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Je remercie son directeur Bernard Ille pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je tiens à exprimer plus particulièrement mes remerciements aux membres du groupe CAS-Phabio, groupe dans lequel j'ai effectué mes trois ans de thèse. Merci donc à Denis Dauvergne mon directeur de thèse dont les connaissances et la passion pour la physique ont contribué à donner la touche physique que je désirais ajouter à mon travail de thèse. Je remercie Etienne Testa, le chercheur avec lequel j'ai le plus souvent interagité et qui a su me guider et me remotiver pendant les moments difficiles depuis le début de mon stage en mars 2007. C'est aussi son travail que j'ai continué durant mon stage et ma thèse, je le remercie donc pour tout le travail qu'il a réalisé avant mon arrivée et sa disponibilité. Je n'oublie pas Michel Chevalier dont les connaissances en électronique ont souvent été décisives pour la réussite des expériences. Je remercie Cédric Ray pour son aide tout au long de la thèse et sa bonne humeur. Enfin je voudrais remercier Marcel Bajard qui nous a permis d'obtenir plus facilement du temps de faisceau au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL). Je veux également remercier les membres de l'ancien CNDRI de l'INSA de Lyon : Nicolas Freud qui m'a suivi depuis mon stage et dont les discussions et les idées ont été d'une grande richesse pour mon travail et Jean-Michel Létang qui m'a plusieurs fois aidé lors de gros problèmes de programmation !

Je tiens à remercier les membres du jury : le président Jules Gascon ainsi que les deux rapporteurs Jose Manuel Quessada Molina et Daniel Cussol.

Je remercie les étudiants et amis du groupe : Pierre pour les nombreuses discussions (scientifiques ou autres) que tu parviens à tous les coups à rendre passionnantes, Laurie et Julie pour la fraîcheur que vous avez apportée dans le groupe. Je voudrais spécialement remercier Loïc Lestand qui a débuté sa thèse pendant ma dernière année et sans qui le travail de « dépolluissage » du code Geant4 aurait été bien plus laborieux. Je n'oublierai pas de remercier mon collègue Mauro Testa avec qui j'ai partagé mon bureau mais également mon travail de thèse pendant 3 ans. Je ne me suis jamais lassé des longues discussions que l'on a partagé sur tous les thèmes et je pense qu'il sera très difficile de trouver un collègue de bureau aussi agréable.

Je voudrais remercier mes plus anciens amis parmi les thésards : Marcus, Cyril, Nicolas, Myriam, Maxime avec qui j'ai effectué mon master de physique à l'université Claude Bernard Lyon I et que j'ai côtoyé pendant 5 ans et Silvia. Je les remercie pour toutes ces années que nous avons partagées. Je n'oublie pas pour autant les nouveaux venus : Johann et Antoine.

Je remercie l'ensemble des doctorants du laboratoire ainsi que Sylvie Flores pour sa gentillesse et l'aide logistique qu'elle m'a apportée pendant 3 ans

Enfin je remercie les personnes qui m'ont supportées directement ou indirectement en-dehors du laboratoire. Les nommer une par une prendrait trop de temps c'est pourquoi

je n'en citerai que quelques unes. Merci à Anne la compagne de Marcus pour son amitié, sa bonne humeur et pour m'avoir présenté Marie. Merci à Marie d'être là et pour m'avoir soutenu la dernière année de ma thèse (de loin la plus éprouvante). Je remercie ensemble mes colocataires et tous les amis qui participent aux soirées jeux de plateau que j'affectionne énormément.

Pour finir, je n'oublie pas mes parents et ma sœur qui m'ont soutenus de Bretagne et j'ai une pensée pour ma grand-mère qui nous a quitté durant la seconde année de ma thèse.

J'ai probablement oublié des personnes et pas suffisamment remercier les autres, mais merci à tous.

Sommaire

Remerciements	iii
Introduction	1
1 Contexte et état de l'art	5
1.1 La thérapie par faisceau d'ions carbone	5
1.1.1 Émergence de l'hadronthérapie	5
1.1.2 Avantage des ions carbone par rapport aux photons et aux autres particules chargées	6
1.1.2.1 Radiothérapie conventionnelle	6
1.1.2.2 Effet de la balistique	8
1.1.2.3 Efficacité Biologique Relative (EBR)	9
1.1.3 Éléments clés pour réaliser un traitement	11
1.1.3.1 Types d'accélérateurs	11
1.1.3.2 Mode de distribution du faisceau	12
Distribution passive	12
Distribution active	14
Gantries	15
1.1.3.3 Plan de traitement	15
1.2 Interaction des ions avec la matière	17
1.2.1 Processus électromagnétique	17
1.2.1.1 L'arrêt des ions dans la matière	17
1.2.1.2 Fluctuations sur la perte d'énergie (straggling)	18
1.2.1.3 Diffusion latérale	20
1.2.2 Collisions nucléaires aux énergies de l'hadronthérapie	21
1.2.2.1 Régime de basse énergie	22
1.2.2.2 Régime intermédiaire et relativiste	25
1.2.3 Impact de les collisions nucléaires inélastiques sur le dépôt de dose .	27
1.2.4 Emission des gamma prompts	28
1.2.4.1 Gamma de haute énergie	29
1.2.4.2 Photons des résonances dipolaires géantes	30
1.2.4.3 Photons statistiques	32
1.3 Techniques de contrôle du dépôt de dose : état de l'art	32
1.3.1 Motivations	32
1.3.2 Imagerie nucléaire	33
1.3.3 Tomographie par émission de positons (TEP)	33
1.3.3.1 Principe de la technique	33
1.3.3.2 Contrôle de la dose en hadronthérapie	33

1.3.4	Imagerie par détection de γ -prompts	36
1.3.4.1	La Tomographie par Émission Monophotonique (TEMP)	37
1.3.4.2	Caméra Collimatée en hadronthérapie	38
1.3.4.3	Caméra Compton	39
1.3.5	Imagerie par reconstruction de vertex (IRV)	41
2	Etudes expérimentales	45
2.1	Mesures dédiées à la détection des photons γ prompts	45
2.1.1	Dispositif expérimental	46
2.1.1.1	Présentation du système de détection	46
	Mesure de la fluence des ions	47
	Structure du faisceau	48
2.1.1.2	Technique du temps de vol	48
2.1.2	Traitement des données expérimentales	49
2.1.2.1	Coupure en énergie	49
2.1.2.2	Sélection en temps : spectres de temps de vol	52
	Mesure à différents angles et soustraction du bruit de fond	53
2.1.2.3	Discrimination en forme du signal	54
2.1.3	Corrélation entre l'émission des photons γ prompts et le parcours des ions	56
2.1.3.1	Rendement de γ prompts en profondeur	57
2.1.3.2	Influence de la taille de la cible	58
2.2	Mesures de sections efficaces de fragmentation	59
2.2.1	État de l'art	60
2.2.2	Objectifs de l'expérience et dispositif expérimental	60
2.2.2.1	Dispositif de détection des particules chargées et des neutrons	60
2.2.2.2	Acquisition	61
2.2.3	Dispositif de contrôle du faisceau	61
2.2.4	Particules chargées	63
2.3	Conclusion du chapitre	63
3	Simulations Monte Carlo	65
3.1	Introduction	65
3.1.1	Codes Monte Carlo	66
	Geant4	66
	FLUKA	66
	MCNPX	67
	PHITS	67
	SHIELD-HIT	67
3.1.2	Présentation générale de Geant4	68
	Architecture de Geant4	68
3.2	Geant4 dans le domaine de l'hadronthérapie	69
3.2.1	Modèles physiques de Geant4	69
3.2.1.1	Physique électromagnétique	69
3.2.1.2	Physique hadronique	69
	Etape 1 : Probabilité de réaction	70
	Etape 2 : Collision noyau-noyau	70
	<i>Binary Cascade model</i>	71
	<i>Bertini Cascade model</i>	73

Etape 3 : Phase de pré-équilibre	75
Etape 4 : Phase de désexcitation	76
3.2.1.3 Emission des photons γ prompts dans Geant4	77
Photon d'énergie continue	78
Photon d'énergie discrète	79
Emission forcée	79
3.2.2 Tests concernant la validité de Geant4	79
3.2.2.1 Sections efficaces de fragmentation	80
3.2.2.2 Validation des rendements de particules chargées lors des collisions	82
3.2.3 Validation des rendements de γ prompts : comparaison entre simulation et mesure	82
3.2.3.1 Spectres de temps de vol	83
3.2.3.2 Profil longitudinal d'émission des photons γ prompts	84
3.2.3.3 Taux de comptage	86
3.2.3.4 Etude des spectres de temps de vol	88
3.2.4 Amélioration du code	95
3.2.4.1 Étude et comparaison des modèles hadroniques	95
Activation du Fermi break-up	96
Comparaison des modèles QMD et BC	96
3.2.4.2 Choix du modèle : comparaisons entre simulations et mesures	99
3.2.5 Normalisation des taux de comptage	101
3.2.5.1 Angle solide de détection et champ de vue déterminés par simulations	102
3.2.5.2 Comparaison des taux de comptage entre les expériences	104
3.3 Étude prospective	105
3.3.1 Cartographie des lieux d'émissions des γ prompts	105
3.3.1.1 Faisceau d'ions carbone	106
3.3.1.2 Faisceau de protons	110
3.3.2 Influence de la taille de la cible	114
3.3.3 Simulations MCNPX	118
3.3.4 Conclusion	120
Conclusion	122
A Étalonnage du faisceau pour l'expérience de mesures de sections efficaces de fragmentation	127
A.1 Étalonnage des deux détecteurs SiLi et Ge.	127
A.1.1 Modélisation du bruit de fond	127
A.1.2 Courbe d'étalonnage	129
A.1.3 Calcul de l'erreur	130
A.2 Contrôle de la dose	130
A.2.1 Runs à basse intensité	130
A.2.2 Runs à haute intensité	131
B Derniers résultats : Geant4 version 9.4	133
B.1 Dernière comparaison entre les mesures et les simulations (version 9.4)	133
Bibliographie	135

Introduction

Aujourd'hui, le cancer est la première cause de mortalité prématurée. En 2002, le nombre de nouveaux cas de cancer dans le monde s'élevait à 10,9 millions et le nombre de décès à 6,7 millions selon l'IARC (*International Agency for Research on Cancer*). Avec le vieillissement de la population, la part du cancer dans la mortalité mondiale continue à augmenter. L'OMS (Organisation Mondiale de la santé) estime à 12 millions le nombre de décès du cancer en 2030. En France, le nombre annuel de nouveaux cas de cancer a augmenté de plus de 60 % entre 1990 (170 177 cas) et l'an 2000 (278 253 cas). La radiothérapie, la chirurgie et la chimio-thérapie sont aujourd'hui les principales thérapeutiques du cancer. Elles peuvent être utilisées seules ou associées entre elles afin d'augmenter les chances de succès. Parmi ces techniques, la radiothérapie est utilisée pour le traitement de plus de la moitié des patients atteints d'un cancer. Elle bénéficie de plus de 100 ans d'expérience depuis les premiers tests de traitement par rayons X à la fin du XIX^{ème} siècle. L'objectif de la radiothérapie est d'irradier la tumeur en y déposant une dose suffisante pour tuer les cellules cancéreuses, tout en épargnant au mieux les tissus sains environnants. Aujourd'hui, les rayonnements les plus couramment utilisés sont les photons γ : ils sont soit produits par des accélérateurs linéaires (photons de haute énergie de l'ordre de quelques MeV), soit par des sources implantées dans les tissus à traiter (curiethérapie). Dans le cas des photons de haute énergie, la distribution de dose en profondeur atteint un maximum après 2 ou 3 cm dans les tissus. Pour traiter des tumeurs tout en épargnant autant que possible les tissus sains, il est nécessaire de multiplier les champs d'irradiation. Depuis ces dernières années, la tendance générale en radiothérapie s'oriente vers des techniques de plus en plus conformationnelles telles que l'IMRT (intensity-modulated radiation therapy) ou la Tomothérapie. Malheureusement, malgré toutes ses avancées, l'efficacité thérapeutique des photons reste limitée par ses propriétés physiques et biologiques. Le profil du dépôt de dose en profondeur et l'efficacité biologique défavorable des photons expliquent en partie l'échec de la radiothérapie conventionnelle face à certains cas cliniques. Par ailleurs, la présence de tissus sains radiosensibles à proximité de la zone tumorale interdit-elle l'emploi des photons qui pourraient causer des dégâts trop importants.

L'hadronthérapie est une technique plus récente qui consiste à utiliser des particules (les hadrons) pour traiter le cancer. L'idée d'utiliser des particules est apparue dans les années 50 avec le développement des premiers accélérateurs pour la physique nucléaire. C'est à cette époque que les premiers traitements, utilisant des faisceaux d'ions légers (protons puis ions carbone), ont débuté. Les ions présentent un avantage balistique par rapport aux photons leur conférant une meilleure efficacité pour le traitement de certaines tumeurs cancéreuses. Cet avantage est dû à leur parcours bien défini dans la matière qui dépend de l'énergie incidente ; le dépôt de dose maximum des ions a lieu en fin de parcours (pic de Bragg). L'intérêt majeur des ions carbone par rapport aux protons est leur plus grande efficacité biologique à la fin de leur parcours. L'efficacité biologique des ions carbone

est proche de celle des photons jusqu'au pic de Bragg où elle augmente d'un facteur 2 à 5. Cependant, au cours d'une irradiation, une partie des ions incidents subit une ou plusieurs réactions de fragmentation nucléaire. La fragmentation qui conduit à l'émission de rayonnements secondaires (par exemple γ , particules chargées et fragments émetteurs β^+) a pour effet principal de délocaliser le dépôt de dose dans le patient.

D'autre part, la précision du dépôt de dose des faisceaux d'ions peut être dégradée par diverses sources d'incertitudes. Les principales causes d'incertitudes peuvent avoir lieu à différentes étapes du traitement : lors de la planification du traitement ; entre les séances du traitement à cause des variations anatomiques du patient (perte ou gain de poids, progression ou régression de la tumeur...) ou au cours d'une même séance (organes en mouvement) ; au début de la séance de traitement avec le mauvais positionnement du patient. C'est pourquoi, afin de profiter de l'avantage offert par les ions carbone, il est nécessaire de contrôler précisément la dose. À l'heure actuelle, la seule technique de contrôle disponible en ligne est la Tomographie par Émissions de Positons (TEP). Elle utilise les fragments émetteurs β^+ (^{10}C , ^{11}C et ^{15}O) produits lors des réactions de fragmentation nucléaire pour effectuer un contrôle *a posteriori* du dépôt de dose dans le patient. En effet, compte tenu de la faible statistique de comptage, son utilisation en temps réel est difficilement envisageable. Une nouvelle technique prometteuse consiste cette fois à utiliser les photons γ prompts émis presque instantanément lors des réactions nucléaires. On peut donc considérer que leur point d'émission correspond parfaitement à la position de la réaction nucléaire et donc à la trajectoire des ions. Cette technique a fait l'objet de premiers tests réalisés avec des faisceaux de protons qui ont permis de montrer la corrélation entre le parcours des protons et la détection de γ prompts en profondeur.

Dans ce contexte, au cours de ce travail, quatre expériences réalisées au Grand Accélérateur National d'Ions lourds (GANIL) de Caen et au Centre de Recherche sur les Ions Lourds (GSI) à Darmstadt ont eu pour objectif d'étudier cette technique avec des faisceaux d'ions carbone. Les premières expériences visaient tout d'abord à mettre en évidence la corrélation entre le parcours des ions et la détection des γ prompts. La mesure du temps de vol a été utilisée afin d'éliminer plus efficacement le signal induit par les neutrons produits lors des réactions nucléaires. Le second objectif consistait à déterminer si le taux de comptage des γ prompts détectés était compatible avec une utilisation en ligne et en temps réel. En effet, le caractère instantané de ces émissions permet potentiellement l'utilisation en temps réel de la technique si les taux de comptages de γ détectés sont suffisants. Les autres expériences avaient pour objectif d'étudier la reproductibilité des mesures dans des conditions expérimentales différentes (énergie du faisceau, paramètre du dispositif de détection...) mais aussi l'étude de l'effet de la taille de la cible sur les taux de comptage de γ prompts détectés. Les γ prompts émis subissent des effets de diffusion et d'atténuation dans la matière c'est pourquoi la caractérisation de l'influence de la taille de la cible est très important.

La partie la plus importante de ce travail de thèse a consisté en la réalisation de simulations Monte Carlo, utilisant le code Geant4. Dans les différents domaines de la physique, ces codes de simulation Monte Carlo sont des outils indispensables aussi bien pour l'aide à la conception de détecteurs de particules que pour l'interprétation de résultats expérimentaux. Les simulations Monte Carlo sont devenues des outils importants en médecine nucléaire, pour assister l'étude et le développement de systèmes d'imagerie, optimiser leur exploitation et contribuer à l'analyse de leurs données. Ainsi, l'objectif principal des simulations a consisté à reproduire et interpréter les données expérimentales. L'avantage majeur

de ce travail a été la possibilité de réaliser, à la fois, les mesures et les simulations. En effet, cela permet d'effectuer des simulations qui reproduisent très fidèlement les conditions de l'expérience et du traitement des données. Cette comparaison permet de déterminer la robustesse des modèles physiques utilisés par les codes de simulation et, en cas de désaccord, d'améliorer ces modèles sur la base des données expérimentales. Pour le futur, le développement d'un outil Monte Carlo capable de reproduire fidèlement la production des rayonnements secondaires est un enjeu majeur pour la réalisation d'un système de contrôle en ligne basé sur la détection de γ prompts en hadronthérapie. Le second objectif des simulations Monte Carlo était l'étude des lieux d'émission des γ prompts. En effet, La distribution des points d'émission dans la cible est une information cruciale pour déterminer les limites de cette technique intrinsèques à la physique des γ prompts. Dans ce cas, seules les simulations sont capables de fournir de telles informations.

En Europe, l'Allemagne fait figure de pionner dans le domaine de l'hadronthérapie. À Heidelberg le premier centre européen dédié à cette technique a accueilli ces premiers patients à la fin de l'année dernière. En France, le projet de construction d'un centre national d'hadronthérapie à Lyon, le centre ETOILE (Espace de Traitement Oncologique par Ions Légers dans le cadre Européen), a été accepté en 2005. Ce centre, qui a pour objectif le traitement d'environ 2000 patients par an, devrait ouvrir en 2015. Il utilisera des faisceaux de protons et d'ions légers pour traiter les tumeurs cancéreuses. L'utilisation de faisceaux d'ions fait intervenir des domaines de connaissances tels que la physique nucléaire, la physique des accélérateurs, la radio-biologie ou l'imagerie. Le Programme Régional de Recherches en Hadronthérapie (PRRH), rassemble une large communauté scientifique travaillant dans des établissements d'enseignement supérieurs rhônalpins et des grands organismes de recherche. Plusieurs groupes de recherches sont situés à Lyon, au centre Léon Bérard et dans des laboratoires de l'INSA et de L'université Claude Bernard Lyon 1. Ces recherches s'appuient sur des réseaux capables de réunir les différents acteurs dans le domaine de l'hadronthérapie : au niveau national, le réseau du GdR MI2B (Modélisation et Instrumentation pour l'Imagerie Biomédicale) est piloté par le CNRS ; au niveau européen, le réseau ENLIGHT++ fédère les différents centres européens et coordonne les recherches autour de l'hadronthérapie. Des projets sont en cours (ANR GamHadron, FP7 ENVISION et ENTERVISION) pour permettre dans les quatre ans qui viennent de poursuivre les mesures physiques de base, la mise au point de prototypes et l'amélioration des modèles physiques dans les codes de simulation. Le projet ANR Gamhadron porte sur la construction d'un dispositif de monitoring en ligne grâce à la détection de gamma prompts couplée à la technique du temps de vol. Le programme européen ENVISION, coordonné par ENLIGHT++, soutient une collaboration internationale sur le thème de la réalisation de systèmes d'imagerie novateurs pour le contrôle *in vivo* de la dose au cours de l'irradiation. À Caen le projet ARCHADE (Advanced Resource Centre for HADrontherapy in Europe) prévoit la construction d'un centre de recherche et développement entièrement consacré à l'hadronthérapie.

Dans la première partie de ce travail, nous présenterons le contexte national et international des recherches en hadronthérapie. Puis, nous aborderons les processus physiques mis en jeu lors de l'interaction d'un faisceau d'ions avec la matière (processus électromagnétiques et hadroniques). Ensuite, les différentes techniques d'imagerie nucléaire utilisant des rayonnements secondaires, pour le contrôle de l'irradiation, seront présentées. La deuxième partie sera consacrée aux diverses expériences réalisées au GANIL et au GSI et les résultats

obtenus y seront discutés. Enfin la dernière partie sera consacrée aux simulations réalisées avec le code Monte Carlo Geant4. Après avoir détaillé les modèles physiques mis en jeu aux énergies de l'hadronthérapie, la comparaison entre les résultats expérimentaux et les mesures seront discutées. Des études prospectives et les comparaisons de nos données expérimentales avec un autre code Monte Carlo, MCNPX, concluront le chapitre.

Chapitre 1

Contexte et état de l'art

1.1 La thérapie par faisceau d'ions carbone

1.1.1 Émergence de l'hadronthérapie

Le cancer est l'une des principales causes de mortalité dans les pays industrialisés et le deviendra dans les pays en voie de développement. En Europe, c'est la deuxième cause de mortalité après les maladies cardio-vasculaires. En général, son traitement s'effectue par la combinaison de plusieurs techniques : la chimiothérapie, la chirurgie et la radiothérapie. Ces deux dernières sont utilisées dans le cas de tumeurs locales qui représentent plus de la moitié des tumeurs (58 %) au moment du diagnostic. Cependant, dans 18 % des cas, les traitements locaux échouent, ce qui correspondait en 1995 à 280 000 morts par an en Europe [1]. Il est donc nécessaire de développer d'autres techniques de traitement et les faisceaux de protons et d'ions légers représentent une technique prometteuse pour améliorer les méthodes de traitement local.

Depuis quelques années, l'hadronthérapie est une technique émergente dans le traitement des tumeurs cancéreuses. Le principe consiste en l'utilisation de faisceaux de protons ou plus rarement d'ions légers pour irradier localement des tumeurs cancéreuses difficilement curables par d'autres formes de traitement (tumeurs radiorésistantes, tumeurs inopérables ou voisines d'un organe vital). L'utilisation de ce type de traitement a été proposée pour la première fois par Wilson en 1946 [2]. Les premiers essais ont eu lieu aux États-Unis, au Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) quelques années plus tard, avec des faisceaux de protons (1954), d'hélium (1957) et enfin d'ions plus lourds tels que l'argon, le silicium et le néon (1977) [3]. Aussi, L'Harvard Cyclotron Laboratory (HCL) utilise des faisceaux de protons pour le traitement du cancer depuis 1961. En dehors des États-Unis, c'est à Uppsala en Suède que les premiers traitements utilisant des protons ont été réalisés (1957) puis en 1967 à Dubna en Russie [3]. Il faut attendre 1990 pour voir l'ouverture du premier hôpital dédié à la protonthérapie au Loma Linda University Medical Center (LLUMC) aux États-Unis. En 1994 le centre Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba (HIMAC) au Japon est inauguré ; c'est la première infrastructure dédiée au traitement des tumeurs par faisceaux d'ions légers¹. Ce centre a ouvert un an après le traitement du dernier patient au LBL. Pour des raisons balistiques et biologiques (traitées dans la section 1.1.2), les faisceaux

1. Le terme « ions légers » est employé pour désigner les ions plus lourds que les protons et potentiellement utilisables en hadronthérapie. Le terme « ions lourds » est plus approprié pour désigner les ions avec un Z plus élevé que les ions d'intérêt thérapeutique (typiquement $Z > 10$).

d'ions légers sont préférés.

Depuis, de nombreux centres ont ouvert, principalement aux États-Unis, en Europe et au Japon. Du fait de la complexité et de l'importance des coûts de la thérapie utilisant des ions carbone (trois fois plus importants que pour les protons), les centres sont majoritairement dédiés à la protonthérapie, c'est le choix fait par les États-Unis. Celle-ci offre une meilleure précision balistique que la radiothérapie conventionnelle mais son efficacité biologique reste comparable.

Cependant, ces dernières années, de nombreux projets de centres utilisant des faisceaux d'ions légers (principalement des ions ^{12}C) ont vu le jour. La figure 1.1 montre une carte des différents centres d'hadronthérapie opérationnels ou en projet, utilisant des faisceaux d'ions carbone : 2 centres sont déjà en activité au Japon (Hyogo et Chiba) et un troisième en Allemagne (Heidelberg) vient de traiter son premier patient en novembre 2009. De 1997 à 2008, une voie de faisceau du centre de recherche sur les ions lourds du GSI à Darmstadt a été dédiée à l'hadronthérapie par faisceau d'ions ^{12}C . Ce fut le premier centre européen à utiliser ce type de rayonnement pour traiter les tumeurs cancéreuses [4]. Ce projet pilote a permis le traitement de plus de 440 patients atteints de tumeurs de la tête et du cou. La particularité de ce centre est qu'il a permis la mise au point (i) d'un système de contrôle du dépôt de dose basé sur la Tomographie à Émission de Positons (TEP) présenté dans la section 1.3.3, (ii) d'un système de planification de traitement basé sur le modèle radiobiologique LEM (Local Effect Model) et enfin, (iii) d'un nouveau système de distribution du faisceau (*rasterscan system*) qui, combiné à la modulation active de l'énergie du faisceau par l'accélérateur, permet une irradiation tri-dimensionnelle et conformationnelle de la tumeur [4]. À Chiba, la TEP est utilisé hors ligne pour l'imagerie, et le plan de traitement diffère de celui développé au GSI (voir section 1.1.3.3).

Il est difficile d'établir une liste complète des projets de futurs centres, cependant les sites concernés sont principalement situés en Europe² (Allemagne, Autriche, France et Italie) ainsi qu'au Japon et en Chine (dont le futur site de Lanzhou n'est pas mentionné sur cette carte). Comme c'est déjà le cas à Heidelberg (HIT) et à Hyogo (HIBMC), ces nouveaux centres utiliseront à la fois des faisceaux de protons et d'ions légers (par exemple ETOILE à Lyon [5], CNAO à Pavie [6] et au centre de recherche ARCHADE à Caen (<http://archade.fr/>)).

1.1.2 Avantage des ions carbone par rapport aux photons et aux autres particules chargées

L'hadronthérapie possède deux avantages par rapport à la radiothérapie conventionnelle : la balistique et l'efficacité biologique relative (EBR).

1.1.2.1 Radiothérapie conventionnelle

La radiothérapie par rayons X s'est développée dès la découverte des rayons X par K. Röntgen en 1895. Aujourd'hui, la radiothérapie conventionnelle est l'une des thérapeutiques du cancer les plus importantes avec la chirurgie. Elle possède de nombreux avantages avérés, à commencer par son efficacité curative : elle contribue à 30 à 40 % des guérisons des cancers.

2. Selon le rapport scientifique de GSI de 2008 [4], les sites de Catane en Italie, de Berlin et d'Aix-la-Chapelle en Allemagne devraient combiner des faisceaux de protons et d'ions ^{12}C

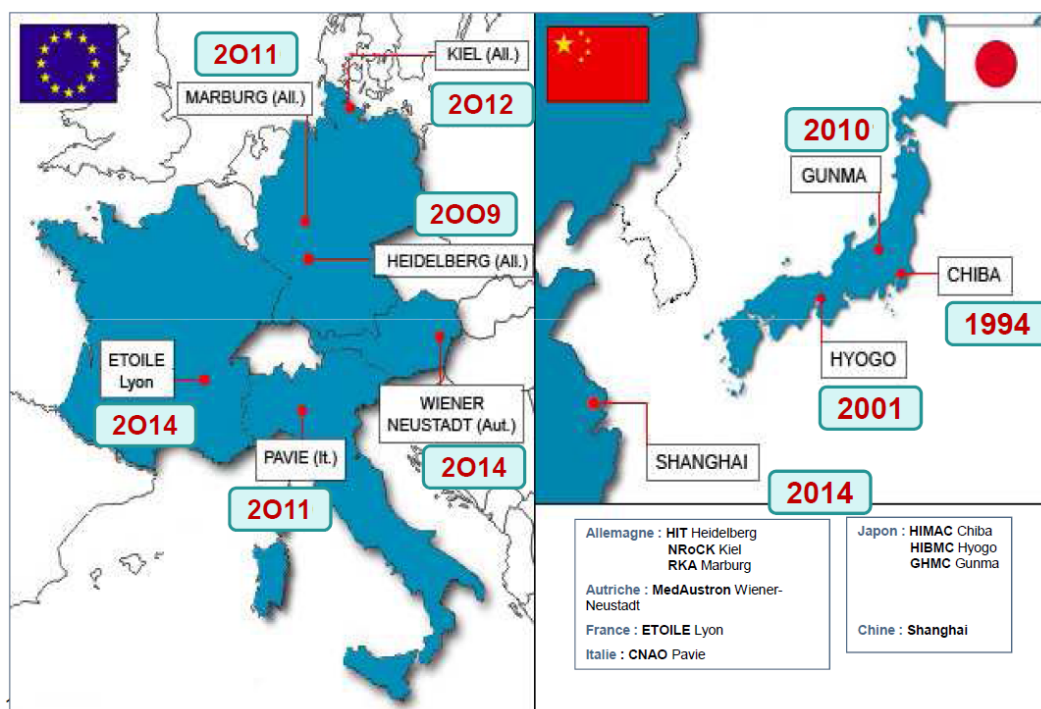


Figure 1.1 – Centres d'hadronthérapie par faisceaux d'ions ^{12}C opérationnels et en projet en Europe, en Chine et au Japon fin 2009. Tiré de Pommier (Rencontres de la cancérologie française 2009, Paris)

C'est une technique conservatrice car elle ne provoque pas de mutilation chez le patient et son coût est peu élevé (notamment grâce à son grand développement).

Grâce aux avancées scientifiques et technologiques dans le domaine, cette technique a été continuellement améliorée. Depuis les années 50, les sources traditionnelles de faisceaux d'électrons et de photons tels que les sources radioactives ^{60}Co (γ de 1,17 MeV et 1,33 MeV) ont été progressivement remplacées par des accélérateurs linéaires permettant l'irradiation avec une gamme d'énergie allant de 4 à 20 MeV pour traiter les tumeurs profondes. L'augmentation des performances balistiques liée aux avancées dans les domaines de l'imagerie et de l'informatique a permis la naissance de la radiothérapie conformationnelle (*Three-dimensional conformal radiation therapy* (3DCRT)). Grâce à une image tri-dimensionnelle de la tumeur il est possible de délivrer la dose souhaitée dans un volume défini avec précision (de forme plus ou moins complexe) tout en épargnant le plus possible les tissus sains et les organes à risque environnants. Il s'agit d'adapter l'enveloppe correspondant à une certaine valeur de dose (isodose) à la forme du volume à traiter. La dernière innovation de la radiothérapie conformationnelle est l'IMRT (Intensity Modulated Radiotherapy) [7] : elle répond à l'incapacité de la radiothérapie 3DCRT à traiter les tumeurs de formes concaves entourées par des tissus sains ou à proximité de tissus sensibles sans irradier de façon excessive ceux-ci. L'IMRT utilise deux principes avancés pour délivrer le traitement en trois dimension : (i) le plan de traitement inverse optimisé par ordinateur et (ii) le contrôle par ordinateur de la modulation du faisceau pendant le traitement. Le premier consiste à déduire la dose non-uniforme de radiations nécessaires pour se conformer parfaitement à la tumeur au moyen d'une simulation et le second permet de moduler l'intensité du faisceau au moyen d'un collimateur multi-fente. Le but est de déposer une dose uniforme dans le volume tumoral [8]. Malheureusement, l'efficacité thérapeutique des photons reste limitée

par ses propriétés physiques et biologiques. Le profil du dépôt de dose en profondeur et l'efficacité biologique défavorable des photons expliquent en partie l'échec de la radiothérapie conventionnelle face à certains cas cliniques. Aussi, la présence de tissus sains radiosensibles à proximité de la zone tumorale interdit l'emploi des photons qui pourraient causer des dégâts trop importants.

1.1.2.2 Effet de la balistique

Les propriétés physiques des ions leur confèrent une précision balistique supérieure à celle des photons ou des électrons. Une démonstration concrète de cette efficacité est donnée par la comparaison des profils de dose en profondeur de photons de différentes sources avec des ions carbone de 250 MeV/u et 300 MeV/u (figure 1.2). Si l'on compare les photons d'énergies différentes, on constate que le maximum du dépôt de dose se décale en profondeur lorsque l'énergie des photons augmente. Les photons de haute énergie permettent donc de traiter les tumeurs profondes tout en limitant le dépôt en surface, au niveau de l'épiderme. Les photons de haute énergie sont produits, dans un accélérateurs linéaires, par Bremsstrahlung d'un faisceau d'électrons, le spectre des photons est donc polychromatique. Les photons de 18 MeV correspondent aux photons les plus énergétique produit par un faisceau d'électrons de 18 MeV.

Dans le cas des ions, c'est en fin de parcours qu'un maximum d'énergie est déposé en un pic très étroit appelé le pic de Bragg [9].

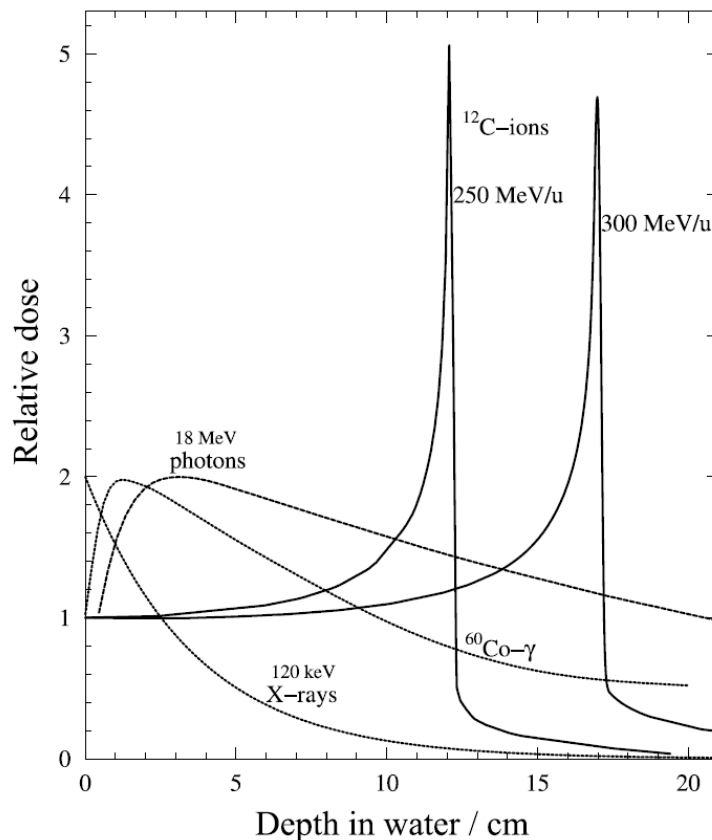


Figure 1.2 – Comparaison de la distribution de dose en profondeur pour des photons de différentes énergies et des ions carbone. Tiré de Kraft [10].

L'hadronthérapie permet donc de limiter sensiblement l'énergie déposée en amont de la tumeur et de ne déposer qu'une très faible quantité d'énergie en aval. Pour des ions plus lourds que les protons, le dépôt en aval du pic de Bragg est dû principalement aux collisions nucléaires inélastiques qui conduisent à l'émission de fragments légers et de neutrons. La balistique des ions est ainsi dégradée du fait du parcours plus grand des particules secondaires émises lors des collisions inélastiques. Cependant, les ions gardent une bonne balistique et c'est surtout dans le cas d'ions lourds (typiquement plus lourds que le carbone) que le phénomène de collisions nucléaires inélastiques devient véritablement un problème. La faible diffusion latérale du faisceau d'ions, en particulier pour les ions légers, constitue un autre avantage en faveur de leur utilisation.

1.1.2.3 Efficacité Biologique Relative (EBR)

En radiobiologie, la dose absorbée D , dont l'unité est le Gray (Gy), est définie comme l'énergie déposée dans la cible par unité de masse, $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J.kg}^{-1}$. Divers facteurs biologiques (par exemple le type de cellule, la phase du cycle cellulaire, etc...) et physico-chimiques (notamment la présence d'oxygène) entrent en jeu dans la capacité de la cellule irradiée à réparer les lésions radio-induites. Par ailleurs, des types de rayonnements différents n'ont pas le même effet. Les radiobiologistes ont ainsi défini la notion d'efficacité biologique relative (EBR) de la manière suivante :

$$EBR = \frac{D_{rayonsX}}{D_{particules}} \quad (1.1.1)$$

où $D_{rayonsX}$ et $D_{particules}$ sont respectivement la dose délivrée avec des rayons X et celle délivrée avec les particules dont on cherche à déterminer l'efficacité biologique pour un effet donné. On choisit, généralement, le taux de survie cellulaire de 10% i.e. la dose délivrée nécessaire pour tuer 90 % des cellules tumorales (dans ce cas on adopte la notation $EBR_{10\%}$). Cette valeur permet d'évaluer l'efficacité des rayonnements ionisants par rapport à ceux des rayons X.

Au niveau biologique, l'étude de l'efficacité biologique relative en fonction du transfert d'énergie linéique (TEL) donne une indication fondamentale sur le type d'ions à utiliser pour l'hadronthérapie. Le TEL correspond à la quantité d'énergie transférée localement au milieu cible par la particule incidente par unité de longueur.

Les ions légers ont une efficacité biologique qui augmente d'un facteur 2 à 3 entre le début et la fin de parcours dans la matière.

La figure 1.3 représente typiquement la manière dont varie l'EBR en fonction du TEL avec les domaines de TEL couverts par les protons, les ions carbone et les ions néon correspondant aux énergies utilisées en hadronthérapie. Pour un TEL donné, par exemple $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$, l'EBR prend une valeur comprise entre 2 et 3 qui dépend du type de cellule irradiée. Les ions carbone pénètrent dans le patient avec un TEL voisin du TEL des protons au pic de Bragg et voient leur EBR arriver à son maximum en fin de parcours. Pour des ions plus lourds, comme les ions argon, l'EBR en début de parcours, qui correspond au passage dans les tissus sains, est élevé (supérieur à 1) et le maximum de l'EBR est atteint avant le pic de Bragg avant de diminuer à cause de l'effet d'*overkill*. Cette zone d'*overkill* correspond au moment où la quantité d'énergie déposée dans une cellule par une particule la traversant est supérieure à la quantité nécessaire pour tuer la cellule, le résultat est la baisse de l'efficacité des ions [11].

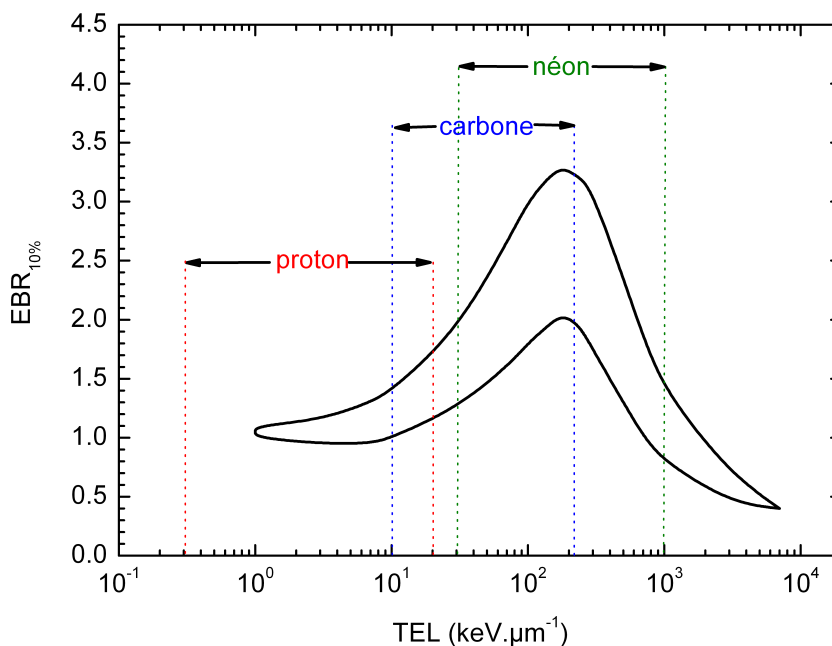


Figure 1.3 – Variation de l'efficacité biologique relative ($EBR_{10\%}$) en fonction du transfert d'énergie linéique (TEL). Les domaines de TEL couverts par les protons, les ions carbone et les ions néon qui correspondent aux énergies utilisées en hadronthérapie sont indiqués. Adapté de Chu et al. [3]

La différence entre l'effet biologique des ions et celui des photons est due à la distribution spatiale différente du dépôt de dose à l'échelle microscopique. Les photons produisent des électrons distribués aléatoirement par les processus de diffusion Compton, d'effet photoélectrique et de création de paires e^+/e^-). Ces processus ont une section efficace plutôt faible et le nombre d'ionisations dans le volume de la cellule est également faible. Seulement quelques électrons sont éjectés et peuvent ioniser d'autres molécules s'il possèdent suffisamment d'énergie. À cause de la faible fréquence de ces événements d'ionisation, il est nécessaire d'irradier avec un grand nombre de photons afin de déposer une dose suffisante. Dans le cas des ions légers, l'énergie est dissipée le long de leur parcours en ionisant ou en excitant les atomes de la cible et en produisant des électrons libres. Ainsi, la distribution radiale de dose dépend des électrons émis lors des interactions entre les ions et les atomes (ou les molécules) de la cible. Ceux-ci sont ensuite diffusés par plusieurs interactions avec le milieu. La densité d'ionisation est faible pour les rayons X et forte sur la trace dans le cas des ions. En effet, d'après la figure 1.3 le TEL d'un ion carbone est compris entre 10 et 200 keV/μm. La taille typique d'une cellule étant de l'ordre de quelques micromètres, pour un potentiel moyen d'ionisation $I \approx 100$ eV cela conduit à un grand nombre d'ionisations dans la cellule. Rapporté à l'échelle d'un brin d'ADN de quelques nanomètres cela conduit à une grande probabilité de cassure double-brin. Cette cassure double-brin est la lésion clé de l'effet létal des radiations ionisantes.

En résumé, l'hadronthérapie est une nouvelle technique qui permet de traiter des tumeurs naturellement radiorésistantes ou situées à proximité d'organes vitaux ou radiosensibles.

1.1.3 Éléments clés pour réaliser un traitement

1.1.3.1 Types d'accélérateurs

Les premiers accélérateurs utilisés pour l'hadronthérapie étaient principalement des instruments dédiés à la physique nucléaire et à la physique des particules et n'étaient pas particulièrement adaptés pour le traitement des cancers. L'hadronthérapie requiert des accélérateurs capables de délivrer des faisceaux avec une extrême précision, c'est pourquoi des recherches ont été réalisées pour la conception d'accélérateurs capables de répondre à la demande de la communauté de l'hadronthérapie [12]. Il existe actuellement deux types d'accélérateurs : les cyclotrons et les synchrotrons. Ils présentent chacun des avantages et des inconvénients. Le fonctionnement des cyclotrons est plus simple ; ce sont des machines compactes qui produisent un faisceau dont l'intensité est stable et réglable. Cependant, il n'est pas possible de faire varier l'énergie autrement que par un système passif (utilisation d'un dégradeur sur la ligne de faisceau). En revanche, les synchrotrons permettent une variation rapide de l'énergie du faisceau mais ils sont moins compacts et nécessitent un injecteur (accélérateur linéaire) et un système d'extraction plus complexe.

La solution du synchrotron a été choisie dans tous les centres utilisant des ions carbonés actuellement en activité ou en construction [13]. Les synchrotrons utilisés en Allemagne (GSI et HIT) permettent de faire varier l'énergie entre chaque impulsion du faisceau. Au GSI, un cycle typique dure 5 secondes et est composé de 2 secondes d'extraction (*spill*) dont le nombre d'ions peut varier de 2×10^6 à 2×10^8 et de 3 secondes de temps de pause. Au Japon (HIMAC et HIBMC), la variation de l'énergie du faisceau demande plusieurs minutes et nécessite l'utilisation d'un système passif à l'instar des cyclotrons.

Les cyclotrons sont largement utilisés en protonthérapie et des études sont actuellement en cours pour étendre leur utilisation aux faisceaux d'ions légers. La rigidité magnétique³ relativement importante des ions légers rend indispensable l'utilisation d'aimants supraconducteurs. Cependant, ils nécessitent un système passif pour faire varier l'énergie du faisceau. Le dégradeur (PMMA [3]) qui est traditionnellement utilisé sur des faisceaux de protons ne convient pas aux faisceaux d'ions ^{12}C car, dans ce cas, la section efficace de production de 3 noyaux d'hélium, possédant le même rapport A/Z et la même vitesse que le projectile, est importante. Cependant la distribution angulaire de ces fragments est plus large, on utilise un spectromètre constitué de deux aimants.

De nouvelles solutions ont été proposées pour pallier ce problème comme la combinaison d'un cyclotron avec un accélérateur linéaire (*cyclinac*) dont la structure temporelle et en intensité est mieux adaptée pour la distribution de dose de type *spot scanning* utilisée à l'institut Paul Sherrer (PSI) et permettant, en plus, la variation plus rapide de l'énergie du faisceau jusqu'à 430 MeV/u [14].

Aujourd'hui la demande se porte sur des machines de plus en plus compactes qui, idéalement, pourraient tenir dans une salle de traitement. Parmi les solutions envisagées, on peut citer les accélérateurs linéaires compacts et les faisceaux accélérés par laser. Les accélérateurs linéaires compacts (*dielectric wall accelerator*) seraient potentiellement capables d'accélérer des particules sur une courte distance grâce à un gradient moyen de 100 MV/m, des recherches ont lieu actuellement à Livermore (LLNL, États-Unis) mais l'accélération à une énergie adaptée à l'hadronthérapie n'a pas encore été atteinte [15]. Les faisceaux accélérés par laser deviennent aussi un champ de recherche très actif pour les faisceaux de

3. La rigidité magnétique $R_m = B\rho$ où ρ est le rayon de courbure dans un champ magnétique B . Plus R_m est petit et plus la trajectoire de la particule est courbée par le champ magnétique pour une valeur de B fixée.

protons [16], voire pour les faisceaux d'ions légers ^{12}C [17], mais leur utilisation routinière n'est pas prévue dans un avenir proche.

1.1.3.2 Mode de distribution du faisceau

Le système de distribution du faisceau transporte le faisceau de particules de l'accélérateur vers la salle de traitement et le guide afin de couvrir le volume tumoral, par un balayage transverse et longitudinal, de façon précise et homogène.

Pour irradier un volume tumoral, on module l'intensité du faisceau et l'énergie des ions pour obtenir une répartition homogène du dépôt de dose au sein de la tumeur ; c'est ce qu'on appelle l'étalement du pic de Bragg (SOBP, spread-out Bragg peak). La planification de l'étalement du pic de Bragg n'est pas triviale. En effet, dans les premiers tissus de la tumeur, la dose déposée correspond aux contributions des faibles TEL correspondant aux particules de haute énergie utilisées pour irradier les couches distales et des hauts TEL correspondant aux particules dont l'énergie est plus faible. Il faut donc soigneusement prendre en compte ces différentes contributions et également la dépendance de l'EBR avec la profondeur de pénétration des ions : la dose physique doit décroître en fonction de la profondeur afin de délivrer une dose clinique uniforme [10]. La figure 1.4 représente, à gauche, un pic de Bragg étalé après superposition de plusieurs pics de Bragg, obtenus en modulant l'énergie et la fluence du faisceau. À droite, est représentée la dose physique (ligne pointillée) réelle qui est nécessaire pour obtenir une dose biologique uniforme (ligne pleine).

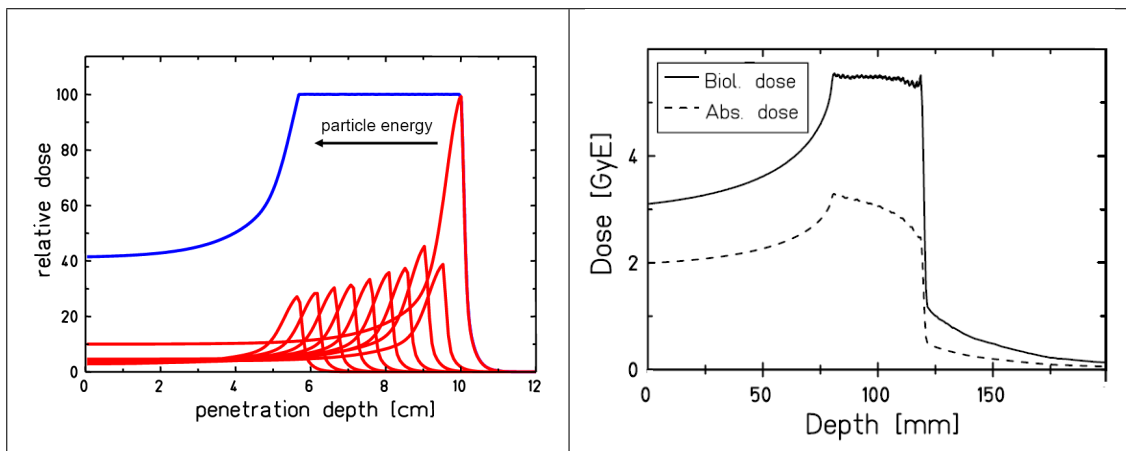


Figure 1.4 – Pic de Bragg étalé obtenu par la superposition de pics de Bragg correspondant à des énergies et des fluences différentes (de http://www.gsi.de/forschung/bio/Sommerstudis_Bio_AS_2006.pdf) à gauche et comparaison entre la dose absorbée (en pointillé) et la dose biologique en fonction de la profondeur (de Kraft [10]).

Lorsque des diffuseurs sont utilisés pour élargir le faisceau de particules, on parle d'un système passif et lorsqu'on utilise un faisceau dévié par des aimants, le système est dit actif.

Distribution passive

Un système entièrement passif est composé de 4 éléments afin de déposer la dose conforme à la tumeur en profondeur et latéralement (voir la partie gauche de la figure 1.5) : (i) le faisceau est dans un premier temps élargi par un système de double diffusion

(*double-scattering system*) qui produit un profil transversal plat ; (ii) le pic de Bragg mono-énergétique est étalé au moyen d'un modulateur de parcours (*range modulator*) afin de couvrir le volume tumoral en profondeur, ensuite, le SOPB peut être déplacé en profondeur au moyen d'un *range shifter* constitué généralement de plaques de PMMA de diverses épaisseurs. Les deux derniers éléments dépendent du patient : (iii) le collimateur, composé d'éléments lourds, est utilisé pour contraindre latéralement le faisceau à la région délimitée par le contour le plus large du volume tumoral et (iv) le compensateur de parcours (*range compensator*) ajuste le faisceau au contour distal du volume tumoral en prenant en compte la géométrie et la composition des tissus.

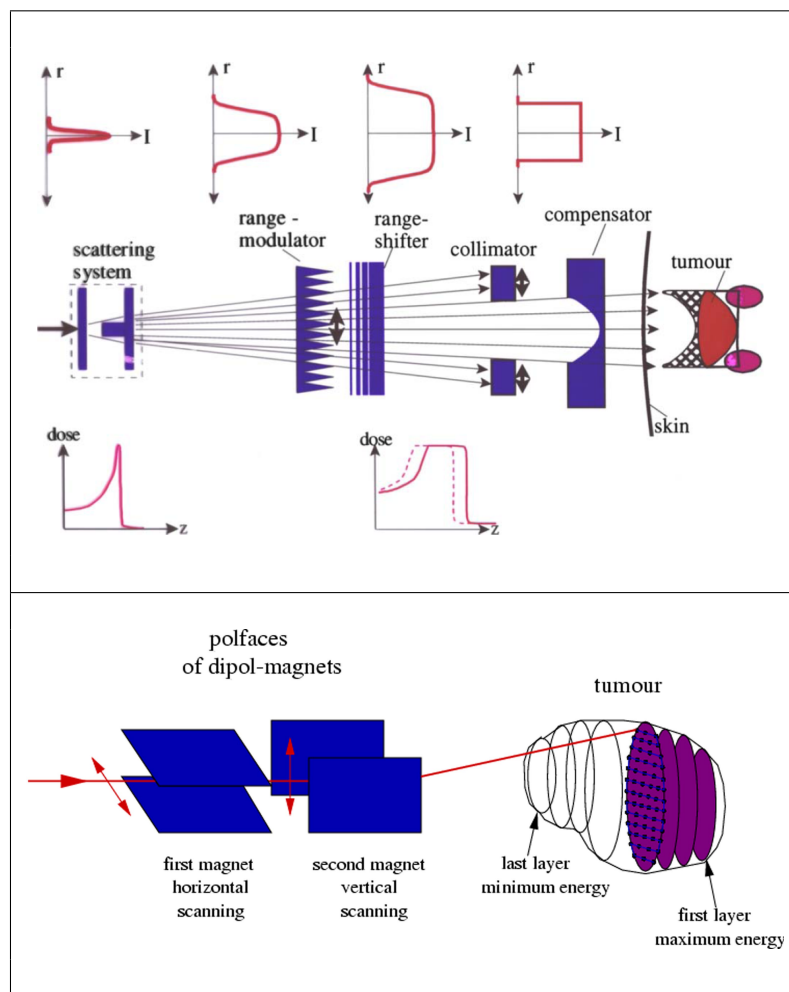


Figure 1.5 – Schémas d'un système entièrement passif (en haut) et entièrement actif (en bas) pour distribuer le faisceau. Le système passif utilise des diffuseurs pour élargir le faisceau puis l'adapte au volume tumoral au moyen de divers appareils placés sur la ligne du faisceau (de Schardt et al. [13]). Le système actif (ici, le raster scanning system de GSI) utilise un faisceau qui balaie le volume tumoral au moyen d'aimants, pour déposer la dose dans les différents voxels (de https://www.gsi.de//forschung/bio/treatment_planning_e.html)

Le principal défaut de ce système est la largeur du SOPB qui est fixée par le *range modulator*. Ceci implique un dépôt de dose important dans les tissus en amont du volume tumoral lorsque le parcours est ajusté au moyen du compensateur. De plus, cette technique demande des éléments spécifiques au patient (collimateur et compensateur) et la quantité importante de matériaux placés dans le faisceau en amont du patient conduit à une perte

significative du nombre d'ions incidents et à une production de neutrons et de fragments.

Cependant, la technique passive ne requiert pas l'utilisation de systèmes trop complexes. C'est pourquoi elle est utilisée dans la plupart des centres d'hadronthérapie en opération, soit entièrement en mode passif, soit couplée à un système dynamique. Par exemple, les deux centres en activité au Japon (HIMAC et HIBMC) utilisent un système de distribution passif du faisceau où l'élargissement transverse du faisceau est réalisé au moyen d'aimants, ce qui permet de réduire la quantité de matériaux traversée par le faisceau. Le SOPB est obtenu au moyen d'un filtre strié (*ridge filter*), qui prend en compte la variation de l'EBR.

Distribution active

Dans le cas d'un système actif, le volume tumoral est divisé en plusieurs tranches d'iso-énergie et chacune de ces tranches est divisée en petits volumes appelés voxels (*volumetric pixel*). La cible est balayée par le faisceau pour déposer la dose prévue dans chaque voxel. Ce système permet de s'affranchir des appareils spécifiques au patient (excepté le matériel de contention), de réduire considérablement la quantité de matériau placée dans le faisceau (plus de collimateur) et de faire varier la dose d'un voxel à un autre pour compenser certains effets comme la dose déposée par les fragments secondaires ou la variation de l'EBR [13]. Cette technique requiert la stabilité et la reproductibilité de la position du faisceau et impose l'utilisation de systèmes de contrôle et de sécurité très stricts. Le terme d'IMPT (Intensity Modulated Particle Therapy) est utilisé par analogie à la technique d'IMRT pour la radiothérapie par faisceau de photons. L'IMPT utilise en plus la variation de l'énergie du faisceau afin d'irradier le volume tumoral en profondeur.

Deux centres font figure de pionniers dans ce domaine : l'institut Paul Scherrer (PSI) qui utilise un cyclotron pour accélérer des protons et le centre de recherche sur les ions lourds de Darmstadt (GSI). Le premier utilise la technique du *spot scanning* [18] sur faisceau de protons : le faisceau est concentré (*pencil beam*) pour que la dose soit déposée dans chaque *spot*. Le volume tumoral est balayé dans la direction horizontale (normale au faisceau) au moyen d'un aimant (*sweeper magnet*) par pas de 5 mm. La dose est distribuée par un système de contrôle du faisceau placé en amont du patient et pour réaliser l'irradiation en trois dimensions, un *range shifter* est utilisé pour faire varier la position du faisceau en profondeur et le balayage vertical de la cible s'effectue par le lent déplacement de la table du patient. Lorsque l'irradiation d'un *spot* est terminée, le faisceau est arrêté par un aimant (*kicker magnet*), le *spot* suivant est sélectionné et l'irradiation reprend. Le système est conçu pour irradier uniformément un volume tumoral d'un litre au moyen de 10000 *spots* en 2 minutes (typiquement pour une dépôt de dose de 1 à 2 GyE).

Au GSI, une autre solution nommée *raster scanning* entièrement active a été développée [19]. Avec cette technique, le volume cible est divisé en 10000 à 30000 voxels et le faisceau, dont la largeur à mi-hauteur est comprise entre 4 et 10 mm, balaie en continu chaque voxel d'une tranche d'énergie. Lorsque la dose prévue est délivrée au voxel, le faisceau est déplacé vers le voxel suivant sans être arrêté. La distance qui sépare deux pas d'irradiation est de l'ordre de 2 mm ce qui est inférieur à la technique du *spot scanning* et rend le système moins sensible aux fluctuations de l'intensité des *spills* du faisceau. Un modulateur, *ripple filter*, est nécessaire pour élargir le pic de Bragg du faisceau d'ions car celui-ci est trop étroit pour la technique du *raster scanning*. Le pic de Bragg est donc élargi en un pic gaussien dont la largeur à mi-hauteur est d'au moins 2 mm [20]. Afin de balayer horizontalement et verticalement la cible, le faisceau est dévié par deux aimants (voir la partie droite de la figure 1.5). Enfin, lorsque la dose prévue est délivrée à une tranche d'iso-énergie, l'extraction du faisceau est interrompue le temps de sélectionner l'énergie cor-

respondant à la tranche suivante qui est distribuée lors du *spill* suivant. Le système de contrôle du faisceau permet de surveiller la dose déposée dans chaque voxel, de mesurer la position du faisceau et d'arrêter l'irradiation si la dose mesurée est supérieure à une certaine valeur de tolérance. L'accélérateur possède des données pour 253 pas en énergie, 15 pas en intensité et 7 diamètres de faisceau [21]. Ce système a été utilisé avec succès pour 440 traitements de 1997 à 2008 et c'est la solution sélectionnée pour le nouveau centre d'hadronthérapie de Heidelberg.

Gantries

Au début de l'hadronthérapie les faisceaux de protons et d'ions légers étaient peu appropriés pour traiter les tumeurs cancéreuses de façon optimale. Lors d'un traitement, le faisceau était transporté horizontalement vers le patient qui était soit allongé sur le dos, soit assis. Pour exploiter au mieux les avantages offerts par les protons, l'utilisation d'un système de *gantry* a été proposée malgré la principale difficulté venant de la rigidité magnétique importante des protons. La première utilisation d'une *gantry* sur un faisceau de protons a eu lieu au centre de Loma Linda (USA) en 1990. Aujourd'hui, la majorité des centres de protonthérapie disposent d'au moins une *gantry* couplée le plus souvent à un système passif de distribution du faisceau.

Dans le cas des ions légers, la rigidité magnétique est encore plus importante que dans le cas des protons. À cause de ces difficultés techniques et du coût important d'une telle réalisation, des méthodes alternatives ont été développées et utilisées dans les centres en activité. Au Japon, à HIMAC une salle de traitement est équipée avec deux lignes de faisceau horizontale et verticale et au HIBMC une salle avec un faisceau incliné à 45° est également disponible. Il est donc possible de traiter le patient sous différents angles et, avec la rotation de la table du patient, le traitement peut être réalisé de façon satisfaisante dans la majorité des cas. Cette solution a été retenue dans les différents centres en construction (CNAO en Italie, Gunma au Japon et Marbourg en Allemagne).

Le centre HIT de Heidelberg utilise la première *gantry* isocentrique pour des faisceaux d'ions légers. L'appareil pèse 670 tonnes et mesure 20 m de long pour un diamètre de 13 m. Il est couplé à un système de balayage actif du faisceau. La *gantry* est capable de courber des faisceaux d'ions ^{12}C et ^{16}O jusqu'à l'énergie de 430 MeV/u.

1.1.3.3 Plan de traitement

La première étape d'un plan de traitement est commune à toutes les formes de thérapie utilisant des radiations pour traiter les tumeurs cancéreuses, elle consiste à déterminer et délimiter le volume de la tumeur en utilisant des techniques d'imagerie moderne. L'image CT (*computed tomography*) mesure l'atténuation des rayons X par la diffusion Compton où l'effet photo-électrique et produit une distribution en trois dimensions des coefficients d'atténuation. Plus concrètement, l'image CT donne une information sur la densité du milieu traversé. Le nombre CT est exprimé en unité de Hounsfield (HU) :

$$\text{Nombre CT}(\vec{x}) = 1000 \times \frac{\mu(\vec{x}) - \mu_{H_2O}}{\mu_{H_2O}} \quad (1.1.2)$$

où $\mu(\vec{x})$ et μ_{H_2O} représentent, respectivement, les coefficients d'absorption des rayons X dans les tissus à la position \vec{x} et dans l'eau, le milieu de référence. Puisque les algorithmes de calcul de la dose et les procédures utilisées sont basés sur l'hypothèse que le volume cible est composé d'eau, il faut donc déterminer la relation qui existe entre le nombre CT et la

longueur de parcours équivalente dans l'eau (WEPL : *water equivalent path length*) pour le tissu traversé. Le WEPL permet de relier la traversée d'un ion à travers un voxel du scan CT à la longueur de parcours correspondante qu'il aurait si le milieu était composé d'eau.

Il n'y a pas de relation triviale entre le nombre CT et le WEPL, cependant cette relation peut-être approchée par des sections linéaires.

Le CT-scan est obligatoire pour l'optimisation et le calcul de la dose et permet d'obtenir des images dont la résolution peut atteindre 1 à 2 mm. L'imagerie par résonance magnétique (IRM) est utilisée pour donner des informations en haute résolution sur la position de la tumeur ainsi que sur la position des organes à risque à proximité de la tumeur [21]. L'utilisation combinée du scan CT avec l'IRM ou avec la Tomographie par Émission de Positons (TEP), en fusionnant les images, permet une meilleure identification du volume tumoral et des organes à risque.

Ensuite, le volume tumoral ainsi que les structures à risque sont délimités et divisés en plusieurs tranches. Un modèle en trois dimensions de la géométrie du traitement est construit pour permettre de définir les voies d'entrée appropriées pour le faisceau afin d'épargner les organes à risque. Dans le cas des protons et des ions légers, seulement deux voies d'entrée sont nécessaires grâce aux caractéristiques supérieures du dépôt de dose. Enfin, des procédures pour optimiser la dose en prenant en compte l'efficacité biologique sont appliquées. En effet, dans le cas des ions, l'EBR est élevée et dépend du TEL et du type de tissu irradié.

Au Japon, au centre HIMAC, le système de planification de traitement HIPLAN [22] est utilisé depuis 1994 et est conçu uniquement pour un mode de distribution passive du faisceau. Dans ce cas, il est nécessaire d'optimiser tous les éléments utilisés pour façonner le faisceau (collimateur, compensateur, etc...) et de préparer tous les appareils spécifiques au patient. Lorsque l'image CT en trois dimensions est obtenue, les champs d'irradiation sont définis afin de donner la dose prescrite dans la région cible tout en épargnant les organes à risque. Une distribution de dose est calculée pour chaque champ, et le résultat est observé sur les images obtenues : si la distribution de dose n'est pas satisfaisante, le processus est réitéré avec des champs d'irradiation différents. Cette technique est appelée le *forward planning*.

Au GSI, un système de planification de traitement TRiP (TReatment planning for Particles) a été conçu pour le système de distribution du faisceau *raster scan*. Le code TRiP comprend une modélisation du faisceau et permet l'optimisation de la dose absorbée et de la dose biologique. La modélisation du faisceau décrit le transport et l'interaction des ions dans les tissus. Elle prend en compte les collisions nucléaires inélastiques et calcule la distribution des ions primaires et des fragments secondaires ainsi que leurs spectres en énergie et leurs dépôts de dose. Un système de plan de traitement inverse (*inverse planning*) est implanté dans TRiP, i.e. la fluence des ions nécessaire est déduite de la distribution de dose désirée au moyen de procédures d'optimisation. Dans le cas des photons, seulement quelques champs sont nécessaires pour réaliser le traitement mais dans le cas du système de *scanning* utilisé au GSI, des dizaines de milliers de paramètres du faisceau sont nécessaires pour obtenir une distribution de dose uniforme dans le volume tumoral. Par exemple, l'irradiation d'une cible d'environ 6 cm de diamètre dont le volume est de 110 cm³ avec des *spots* espacés de 2 mm dans les directions transversales et longitudinales requiert la connaissance de la fluence pour 14000 positions [21]. Le modèle radio-biologique LEM (Local Effect Model) est utilisé pour le calcul de l'EBR [23] qui intervient dans l'optimisation de la dose.

1.2 Interaction des ions avec la matière

1.2.1 Processus électromagnétique

1.2.1.1 L'arrêt des ions dans la matière

Le traitement des tumeurs « profondes » nécessite que les ions pénètrent jusqu'à une profondeur de 30 cm dans le patient. Cela équivaut à une énergie de 220 MeV pour les faisceaux de protons et à une énergie de 430 MeV/u pour les ions ^{12}C avec des vitesses atteignant $\beta = v/c \approx 0,6$ pour les protons et 0,7 pour les ions ^{12}C . Lors de leur parcours dans la matière, les ions ralentissent en transférant de l'énergie aux électrons cible (ionisation, excitation des électrons liés, excitation du « gaz » d'électrons de valence) ou aux noyaux cible. La figure 1.6 représente le pouvoir d'arrêt électronique dE/dx pour 3 types d'ions (proton, hélium et carbone) ainsi que le pouvoir d'arrêt nucléaire pour les ions carbone. On observe qu'à des vitesses correspondant à $E_p \geq 10$ MeV/u, où E_p est l'énergie du projectile, la perte d'énergie dE/dx est dominée par les collisions inélastiques avec les électrons du milieu, c'est le pouvoir d'arrêt électronique qui domine. Au-dessus de 10 MeV/u, ce processus est bien décrit par la formule de Bethe-Bloch [24, 25, 26] dont une version relativiste [27] incluant les termes de correction de couche électronique C/Z_c et de densité électronique $\delta/2$ est donnée par :

$$-\frac{dE_p}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_c Q_p^2}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_c} - \frac{\delta}{2} \right] \quad (1.2.1)$$

où Q_p représente la charge du projectile, Z_c le numéro atomique de la cible, m_e et e la masse et la charge de l'électron, et $\langle I \rangle$ l'énergie d'ionisation moyenne du matériau cible (atome ou molécule).

À haute énergie, le projectile est totalement ionisé, il ne possède pas d'électrons atomiques : la charge Q_p est égale au numéro atomique du projectile Z_p . À plus basse énergie, pour des ions légers de moins de 10 MeV/u, l'état de charge du projectile décroît et doit être remplacé dans l'équation 1.2.1 par la charge effective Z_{eff} qui peut être décrite par la formule empirique [29] :

$$Z_{eff} = Z_p \left[1 - \exp(-125\beta Z_p^{-2/3}) \right] \quad (1.2.2)$$

Le maximum de la perte d'énergie correspond au pic de Bragg et intervient lorsque le projectile atteint la vitesse définie par :

$$v_p \approx Z_p^{2/3} v_0, \quad (1.2.3)$$

où $v_0 = e^2/\hbar$ est la vitesse de Bohr qui correspond à $\beta = e^2/\hbar c = 1/137$ (à $4\pi\epsilon_0$ près). Dans le modèle de Thomas Fermi, $Z^{2/3}v_0$ correspond à la vitesse moyenne des électrons liés : si $v_p \gg Z^{2/3}v_0$, l'ion perd les électrons dont la vitesse est inférieure à v_p .

Dans le cas des ions ^{12}C , ce maximum se produit à la vitesse de 270,5 keV/u. À des énergies encore plus basses (typiquement $E_p \leq 10$ keV/u), la contribution des collisions élastiques avec les atomes cibles commence à dominer la perte d'énergie. Cela correspond aux derniers μm du parcours de la particule (voir figure 1.6) : typiquement le pouvoir d'arrêt nucléaire est non négligeable lorsque $E_p \leq 10$ keV/u ≈ 100 keV, or le pouvoir d'arrêt total étant de $dE/dx \approx 100$ keV/ μm , le parcours résiduel est de l'ordre du μm .

La longueur totale du parcours de la particule dans la cible peut-être estimée à l'aide de la formule suivante :

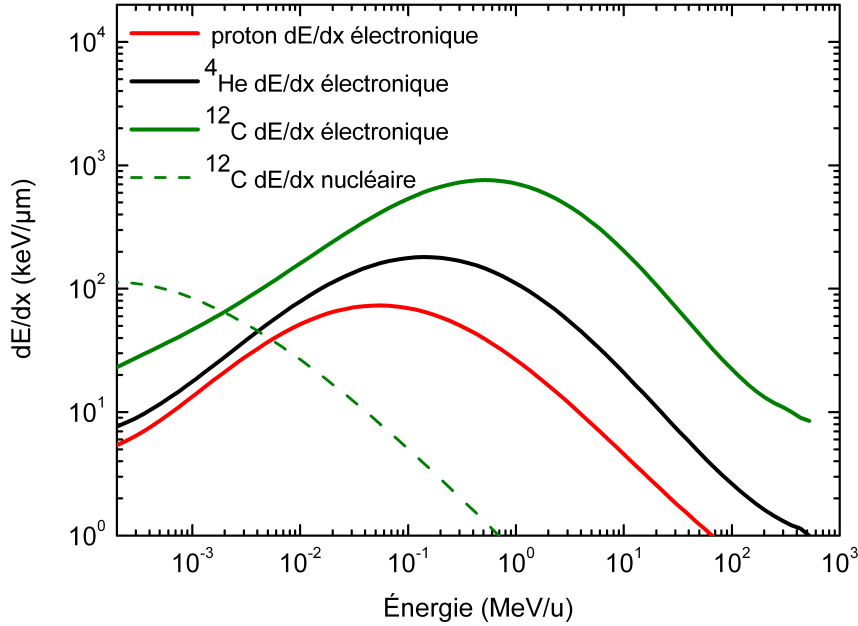


Figure 1.6 – Pouvoir d'arrêt électronique pour trois ions d'intérêt thérapeutique (proton, hélium et carbone) et nucléaire (carbone) calculé dans l'eau en fonction de l'énergie à l'aide du code SRIM [28]

$$R(E) = \int_0^E \left(\frac{dE'}{dx} \right)^{-1} dE' \quad (1.2.4)$$

Pour les projectiles lourds, cette longueur de parcours totale est quasiment égale au parcours projeté R_p qui correspond à la projection du parcours de l'ion sur la direction initiale de la particule. Les ions lourds sont très peu diffusés dans la cible et le parcours peut être considéré comme rectiligne. La figure 1.7 représente le parcours projeté de quatre ions d'intérêt thérapeutique en fonction de l'énergie. Pour une énergie donnée, on observe que le parcours des ions évolue selon un facteur A_p/Z_p^2 où A_p et Z_p représentent la masse et le numéro atomique du projectile.

1.2.1.2 Fluctuations sur la perte d'énergie (straggling)

La formule de Bethe Bloch 1.2.1 permet d'estimer la perte d'énergie des ions en fonction de la profondeur de cible. Le processus de ralentissement des ions est dû aux collisions avec les électrons et les noyaux du milieu. Puisque la nature de telles interactions est aléatoire, le nombre de collisions subit par les ions avant de s'arrêter varie légèrement pour chaque ion, *i.e.* certains ions subissent moins de collisions et par conséquent ils possèdent un parcours légèrement plus important. Ces fluctuations sur la perte d'énergie ΔE conduisent à des fluctuations sur le parcours des ions.

Si l'on considère un grand nombre de collisions, la distribution des fluctuations sur la perte d'énergie peuvent être décrites par une gaussienne [31] :

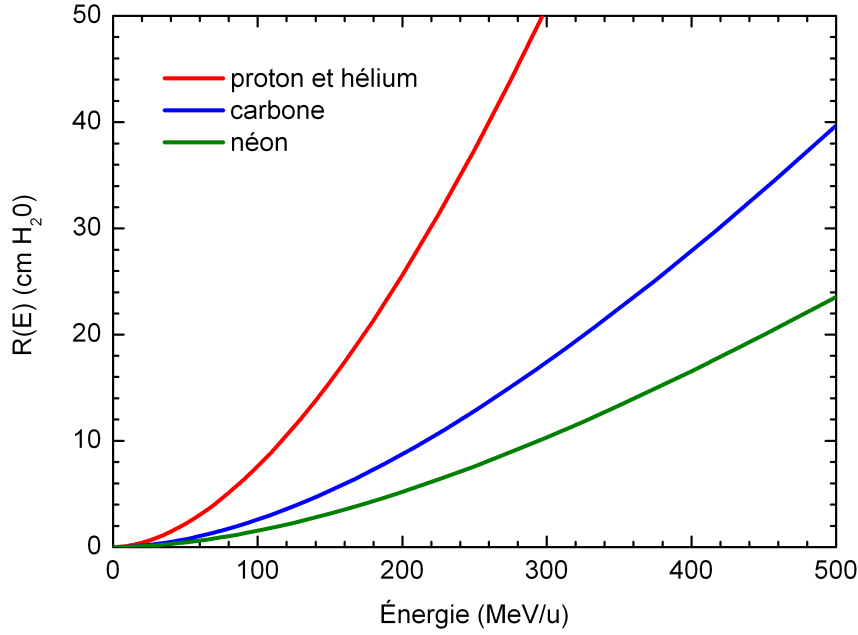


Figure 1.7 – Parcours projeté de quatre ions d'intérêt thérapeutique (proton, ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{20}\text{Ne}$) calculé dans l'eau en fonction de l'énergie de la particule à l'aide du code SRIM [28].

$$f(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\Delta E - \langle \Delta E \rangle)^2}{2\sigma_E^2}\right) \quad (1.2.5)$$

avec

$$\sigma_E^2 = 4\pi Z_{eff} Z_c e^4 N \Delta x \gamma^2 \left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right) \quad (1.2.6)$$

σ_E est l'écart type de la distribution d'énergie et représente le *straggling* en énergie.

La relation entre le *straggling* en énergie σ_E et le *straggling* du parcours σ_R est donnée par :

$$\sigma_R^2 = \int_0^{E_i} \left(\frac{d\sigma_E}{dx}\right) \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-3} dE \quad (1.2.7)$$

Pour quantifier le phénomène de *straggling* sur le parcours, on définit le rapport de l'écart-type du *straggling* σ_{R_p} sur le parcours projeté R_p :

$$\frac{\sigma_{R_p}}{R_p} = \frac{1}{\sqrt{M_p}} f\left(\frac{E_p}{M_p c^2}\right) \quad (1.2.8)$$

où f est une fonction qui varie lentement et dépend de la cible [32] et où E_p et M_p sont l'énergie cinétique et la masse du projectile. Le *straggling* dépend de l'énergie initiale de la particule et donc de son parcours.

La figure 1.8 représente une simulation Geant4 du profil de dépôt de dose d'un faisceau de protons et d'un faisceau d'ions ${}^{12}\text{C}$ correspondant à un parcours de 150 mm dans de

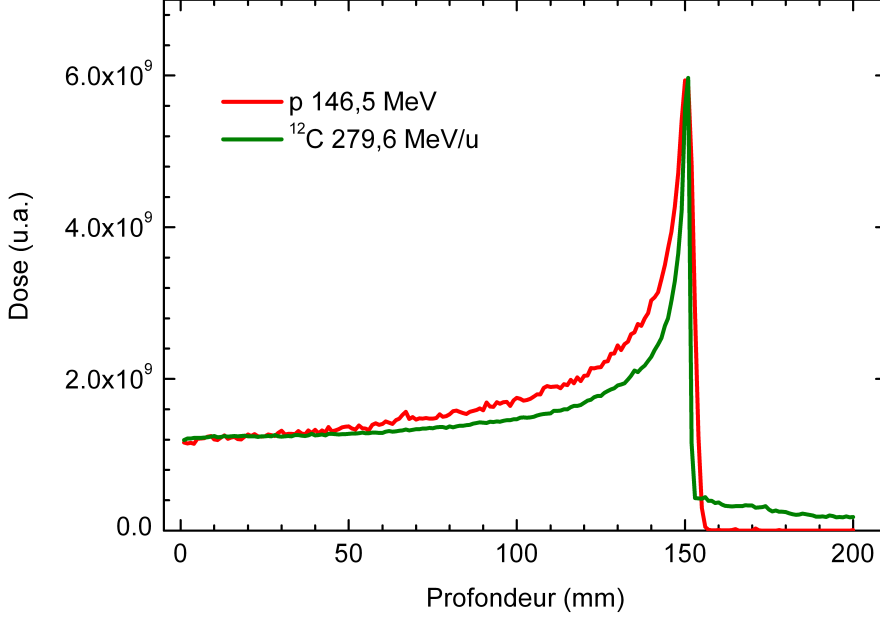


Figure 1.8 – Profil du dépôt d'énergie en fonction de la profondeur d'eau traversée par un faisceau de 10^3 protons de 146,5 MeV et un faisceau de 10^3 ions carbone de 279,6 MeV/u correspondant à un parcours d'environ 150 mm. Simulations réalisées avec la version 9.2 du code Monte Carlo Geant4 [30].

l'eau. Le *straggling* en énergie est moins important dans le cas des ions légers, ceci s'explique par la dépendance en $1/\sqrt{M_p}$ de l'équation 1.2.8. En effet, le transfert d'énergie entre un ion de masse M_p et un électron est proportionnel au rapport m_e/M_p ; les fluctuations pour un nombre donné de collisions n_{col} sont $\approx \sqrt{n_{col}} \times 1/\sqrt{M_p}$.

1.2.1.3 Diffusion latérale

Comme cela a déjà été évoqué dans les sections précédentes, les particules chargées passant à travers un milieu subissent des collisions élastiques avec les noyaux atomiques. La diffusion multiple sur les électrons, plus faible, n'est cependant pas négligeable. Ce processus est appelé la diffusion coulombienne multiple. La probabilité d'un tel processus est cependant plus faible que le processus de collision inélastique avec les électrons du milieu [33] et l'énergie de recul transférée à l'atome lors de ces interactions est très faible dans le domaine d'énergie qui nous intéresse (i.e. $E_p \geq 10$ keV), elle peut être négligée dans la description des processus de perte d'énergie (voir la figure 1.6). Cependant, le transfert d'impulsion peut conduire à la déviation de la particule de la direction incidente. Après plusieurs diffusions, ce phénomène conduit à une divergence latérale du faisceau d'ions. La théorie de la diffusion coulombienne multiple a été décrite par Molière en 1948 [34]. Pour de faibles angles, la distribution angulaire peut être approchée par une Gaussienne dont l'écart-type est donné par la formule empirique [35].

$$\sigma_\theta [\text{rad}] = \frac{S_2 \text{ MeV}}{\beta pc} Z_p \sqrt{\frac{x}{L_{\text{rad}}}} \left(1 + \epsilon \log_{10} \frac{x}{L_{\text{rad}}} \right) \quad (1.2.9)$$

où p est l'impulsion de la particule, x l'épaisseur du milieu traversé et L_{rad} la longueur de radiation en g/cm^2 . Dans la littérature, on trouve les valeurs $S_2 = 14,1$ MeV et $\epsilon = 1/9$ [35] mais d'autres travaux donnent les valeurs $S_2 = 13,6$ MeV et $\epsilon = 0,088$ [36]. Les valeurs de L_{rad} pour les matériaux communs sont connues (par exemple $6,37$ g/cm^2 pour le plomb) et les valeurs pour les matériaux composés sont facilement calculables à partir de ces derniers (par exemple dans le cas de l'eau $L_{\text{rad}} = 36,08$ g/cm^2 , voir Tsai (1974) [37]). On peut en déduire que pour une même épaisseur de matériau, la dispersion angulaire est plus importante dans les cibles composées d'éléments lourds. De plus la diffusion coulombienne multiple augmente lorsque l'énergie de la particule diminue.

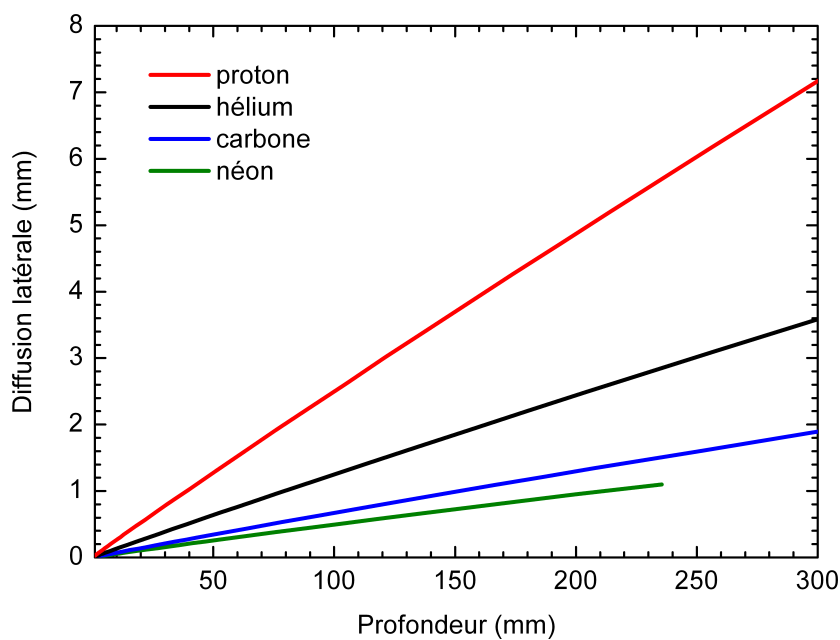


Figure 1.9 – Diffusion latérale de quatre ions d'intérêt thérapeutique (proton, hélium, carbone et néon) calculée dans l'eau en fonction du parcours de la particule et réalisée avec le code SRIM [28]

La figure 1.9 représente la diffusion latérale pour différents types d'ions en fonction de la profondeur d'eau traversée. Elle correspond à la distance moyenne entre la position latérale de l'ion avec diffusion par rapport à la position sans diffusion. L'élargissement latéral du faisceau est plus important dans le cas des protons. Cependant, l'élargissement du faisceau de proton reste très faible comparé à un faisceau d'électrons, ceci étant dû à la masse très importante du proton par rapport à celle de l'électron.

1.2.2 Collisions nucléaires aux énergies de l'hadronthérapie

Au cours de l'irradiation, une partie des ions subissent une ou plusieurs collisions nucléaires inélastiques. Typiquement, ce taux est compris entre environ 10% à 80 MeV/u et 80% à 430 MeV/u, gamme d'énergie typique en hadronthérapie. Ces valeurs ont été obtenues avec des simulations Geant4 (voir section 3.2.2.1) pour des ions ^{12}C irradiant une cible d'eau ou de PMMA.

Ces réactions peuvent être décrites en 2 étapes : la phase de pré-équilibre de la réaction englobant la collision et la formation des fragments excités produits lors de la collision, et la phase de désexcitation des fragments produits lors de la réaction. Trois paramètres permettent de déterminer le type de réaction lors d'une collision d'ions lourds : l'énergie incidente E_p du projectile, le paramètre d'impact b et dans une moindre mesure, la taille relative du projectile et de la cible [38]. L'énergie incidente E_p détermine la longueur d'onde du projectile et le libre parcours moyen des nucléons pendant la collision et donc les processus physiques élémentaires dominants dans ce domaine d'énergie. Le paramètre d'impact b gouverne le degré d'énergie d'excitation E^* déposé dans le système. Plus le paramètre d'impact est petit, plus l'énergie cinétique du projectile contribue à l'énergie d'excitation du système de façon importante. Enfin, les tailles des noyaux du projectile et de la cible définissent le nombre total de nucléons participant à la réaction.

Selon le paramètre d'impact de la collision, on distingue trois grandes familles de processus : les collisions centrales, périphériques et les collisions directes [39].

Quand deux noyaux sont assez proches l'un de l'autre, une réaction nucléaire peut se produire conduisant à la formation de nouveaux noyaux. Pour qu'une réaction nucléaire se produise, il faut que l'énergie de la particule incidente soit au moins comparable à celle de l'énergie de la barrière coulombienne donnée par :

$$V_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{R_{int}} \quad (1.2.10)$$

où R_{int} est le rayon d'interaction, $R_{int} = R_1 + R_2$ (R_1, R_2 les rayons des deux noyaux), $e=1,602176462 \cdot 10^{-19}$ C la charge élémentaire de l'électron et $\epsilon_0=8.854187 \cdot 10^{-12}$ A.s.V⁻¹m⁻¹ la permittivité du vide.

Le tableau 1.1 donne les valeurs $E_{cmin} \approx V_c$, pour avoir une réaction nucléaire, dans le cas des réactions rencontrées en hadronthérapie :

projectile E_{cmin} (MeV)	cible		
	H	C	O
H	0,6	2,2	2,7
C	2,2	9,4	12

Table 1.1 – Énergie cinétique minimale E_{cmin} du projectile pour qu'une réaction nucléaire se produise pour des systèmes typiques en hadronthérapie.

Dans la suite de la section, on considère deux domaines d'énergie pour l'ion incident : énergie comparable à la barrière coulombienne (réaction de basse énergie) ou nettement supérieure à celle-ci.

1.2.2.1 Régime de basse énergie

L'énergie du projectile est du même ordre de grandeur que l'énergie de la barrière coulombienne entre le projectile et le noyau cible. L'énergie d'excitation maximale dans le référentiel du centre de masse du système projectile-cible peut être évaluée par l'expression suivante

$$E_{max}^* \approx E_{AA} = \frac{\mu}{A_p} E_p \quad (1.2.11)$$

où $\mu = A_c A_p / (A_c + A_p)$ représente la masse réduite du système et E_{AA} l'énergie totale disponible dans le référentiel du centre de masse du système. A_c et A_p représentent respectivement les masses atomiques de la cible et du projectile. Par exemple, lors d'une collision entre un ion ^{12}C de 10 MeV/u et un noyau de ^{12}C , l'énergie d'excitation maximale est de $E^* \approx 60$ MeV ; le noyau de fusion peut évaporer plusieurs nucléons. Dans le cas où E^* (MeV/u) est supérieure à l'énergie de liaison moyenne des nucléons dans le noyau $E_B (\approx 8 \text{ MeV/u}) \approx 100$ MeV, alors tous les nucléons peuvent être évaporés.

Cette énergie d'excitation maximale est en-dessous de la plupart des énergies de liaison moyennes des nucléons dans les noyaux (figure 1.10), cependant, dans le cas de systèmes légers, une faible énergie d'excitation peut conduire à l'« éclatement » du noyau.

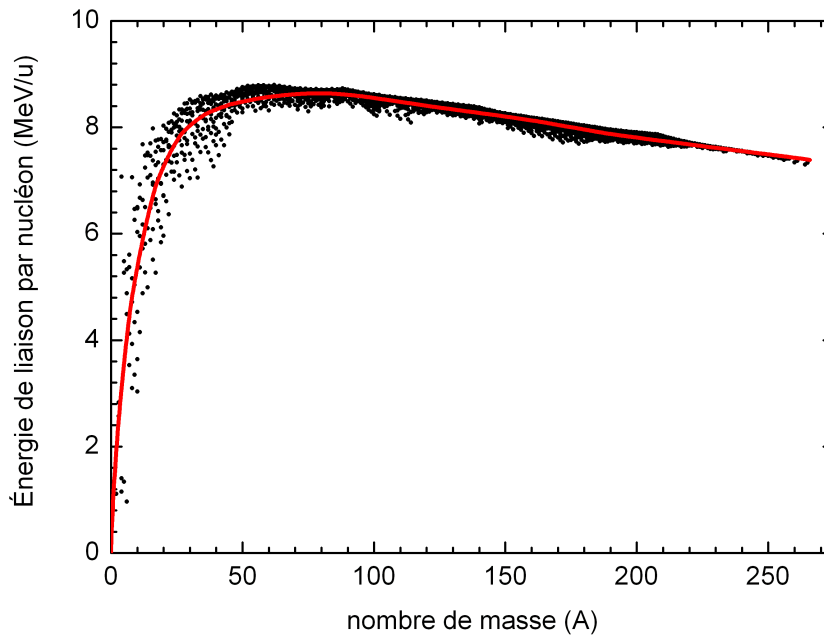


Figure 1.10 – Énergie de liaison moyenne des nucléons dans le noyau E_B en fonction du nombre de nucléons dans le noyau. Pour le noyau ^{12}C , $E_B = 7,68$ MeV/u. Les données proviennent du National Nuclear Data Center (NNDC) disponible sur le site : <http://www.nndc.bnl.gov/>

L'énergie cinétique du projectile permet d'associer une longueur d'onde à un nucléon du projectile :

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} \quad (1.2.12)$$

avec $p = \sqrt{2mEc}$ ou $p = 1/c \sqrt{Ec(Ec + 2mc^2)}$ (lorsque la projectile est relativiste)

Si cette valeur est plus grande que la distance moyenne entre les nucléons de la cible, l'interaction se caractérise par sa nature principalement collective. Si cette valeur est plus petite, les collisions binaires entre nucléons deviennent importantes. Pour une énergie incidente de 10 MeV/u, la longueur d'onde associée à un nucléon du projectile est $\lambda \approx 1,5$ fm. Elle est légèrement supérieure à la distance moyenne entre les nucléons de la cible $r_0 \approx 1,3$

fm; la nature de l'interaction est alors collective et décrite dans le cadre de la théorie du champ moyen.

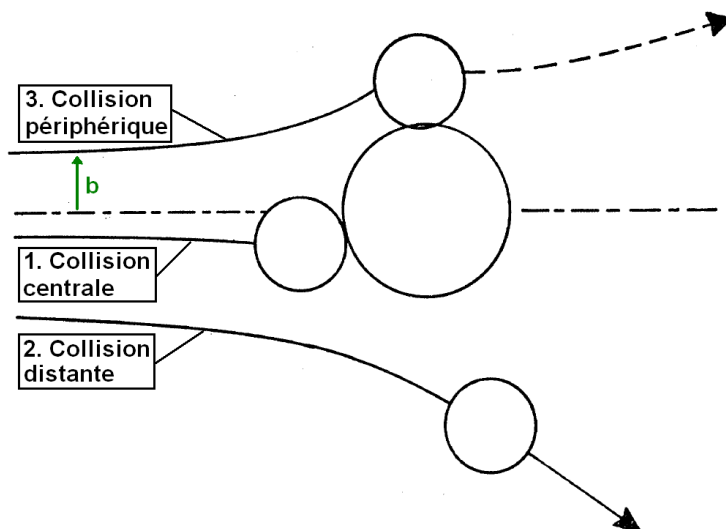


Figure 1.11 – Schéma représentant les trois classes principales de réactions d'ions lourds : (1) les collisions centrales lorsque le paramètre d'impact b est petit, puis pour des paramètres d'impacts croissants, (2) les collisions périphériques et (3) les collisions distantes. Kaufmann et al [39].

La figure 1.11 décrit les trois grandes familles de collisions nucléaires selon le paramètre d'impact. Lorsque le paramètre d'impact b est suffisamment petit, des collisions centrales (1) ont lieu, le projectile peut franchir la barrière coulombienne mais avec une très faible énergie cinétique conduisant, après fusion, à la formation d'un noyau composé. Lorsque le paramètre d'impact augmente, il se peut que la barrière coulombienne ne soit pas pénétrée ce qui conduit à toute une classe de processus dits de « barrière » ou collisions distantes (3) comprenant la diffusion élastique (Rutherford) [40], l'excitation coulombienne qui est une excitation nucléaire causée par l'action du champ électromagnétique du projectile sur le noyau cible [41] et le transfert de nucléons par effet tunnel [42]. Entre ces deux grandes classes de réactions, il existe une classe intermédiaire, les réactions périphériques (2) souvent regroupées sous le nom de collisions dites profondément inélastiques *deep-inelastic*. Lors de ces réactions, le projectile et la cible interagissent fortement tout en conservant (dans une certaine mesure) leurs identités. La réaction conduit à la création d'une zone de recouvrement entre le projectile et le noyau où a lieu un échange très important d'énergie et de masse.

Le mécanisme de désexcitation des noyaux résiduels peu excités est dominé par l'émission de neutrons et de particules chargées légères ($Z = 1, 2$) provenant de la surface du noyau excité ou par la fission si les partenaires de la collisions sont suffisamment lourds. Ces processus sont assez lents, $t > 300 \text{ fm}/c^4$ pour l'évaporation de particules et $t > 1000 \text{ fm}/c$ pour la fission. Enfin, l'émission statistique de photons γ ($E_\gamma < 10 \text{ MeV}$) a lieu lorsque l'énergie d'excitation du noyau est en-dessous du seuil d'émission de particules (par exemple le seuil d'émission d'un neutron est $\approx 8 \text{ MeV}$) [38].

4. $1 \text{ fm}/c = 10^{-15} [\text{m}]/3.10^8 [\text{m}/\text{s}] = 3,3.10^{-24} \text{ s}$, unité de temps caractéristique utilisée pour décrire les réactions noyau-noyau.

1.2.2.2 Régime intermédiaire et relativiste

Lorsque l'énergie du faisceau est bien au-dessus de l'énergie de la barrière coulombienne entre le projectile et la cible, les réactions noyau-noyau augmentent alors que la contribution des processus distants diminue [43]. En effet l'énergie incidente du projectile est maintenant suffisante pour franchir la barrière coulombienne. C'est le cas pour l'énergie des ions incidents utilisés en hadronthérapie. Le projectile est assez rapide pour entrer en contact avec le noyau cible. Pour des raisons géométriques, dans ce régime d'énergie, les réactions de collisions centrales représentent moins de 10% des collisions nucléaires inélastiques alors que la majorité des réactions de collisions nucléaires inélastiques sont des collisions périphériques.

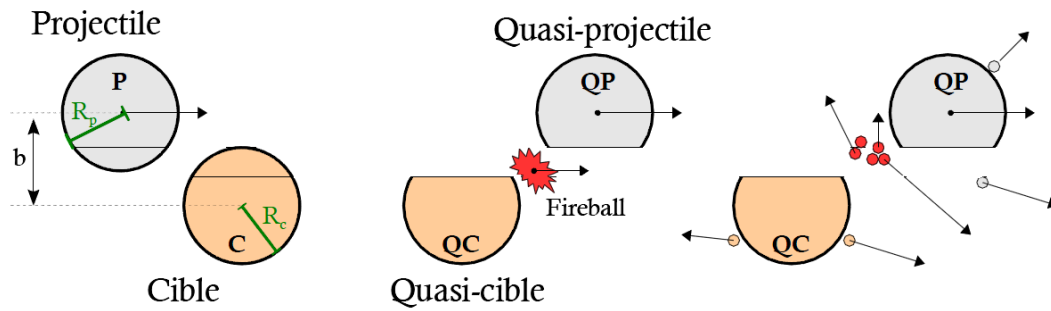


Figure 1.12 – Modèle d'abrasion-ablation décrivant la collision nucléaire. De Crespo [44]

Pour décrire les collisions périphériques il existe un modèle simple et pratique : le modèle d'abrasion-ablation [45] représenté à la figure 1.12. C'est un modèle macroscopique car il décrit la collision à l'échelle du noyau contrairement aux modèles microscopiques décrivant la collision à l'échelle des nucléons du noyau. En effet selon le critère données par la formule 1.2.12, lorsque le projectile est rapide (typiquement $E_p > 100$ MeV/u), la réaction peut être décrite par des collisions nucléon-nucléon. Dans ce modèle, le projectile et la cible entrent en contact pour former une zone de recouvrement très chaude nommée la « boule de feu » dont la taille dépend du paramètre d'impact b et de la taille du noyau. Dans cette phase de pré-équilibre, des nucléons peuvent être émis ainsi que des photons γ provenant du *bremssstrahlung* nucléaire qui se produit lors de collisions nucleon-nucleon ($pp \rightarrow pp\gamma$ et $pn \rightarrow pn\gamma$). Ces émissions sont décrites en électrodynamique classique par l'accélération ou la décélération de un ou deux protons. L'échelle de temps typique de cette phase d'interaction est d'environ

$$\tau_{int} = \frac{2(R_p + R_c)}{\nu_p} \quad (1.2.13)$$

avec $R_{p,c}$ les rayons du projectile et de la cible, respectivement, obtenus d'après le modèle de la goutte liquide : $R_{p,c} = r_0 A^{\frac{1}{3}}$ avec $r_0 = 1,3$ fm. ν_p représente la vitesse du projectile.

Pour donner une idée de ce temps d'interaction, dans le régime d'énergie intermédiaire (20 MeV/u $< E_p < 100$ MeV/u), $\beta_p = \frac{\nu_p}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E_p + mc^2}\right)^2} \approx 0,2 - 0,4$ et $\tau_{int} \approx 50 - 100$ fm/c. (mc^2 représente la masse du projectile en MeV, ce calcul est valable pour mc^2 compris entre 939.8 MeV, pour les protons, et 193.44 GeV, pour le ^{206}Pb).

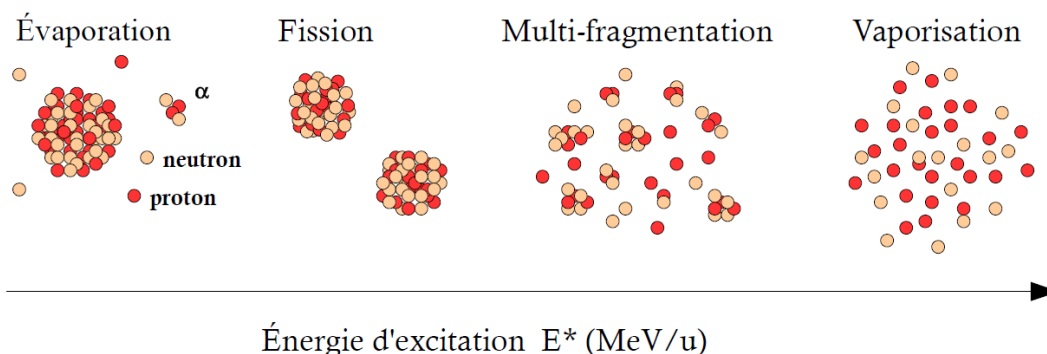


Figure 1.13 – Schéma des différents modes de désexcitation d'un système nucléaire excité produit lors d'une collision d'ions lourds en fonction de l'énergie d'excitation [46].

Les parties restantes du projectile et de la cible sont appelées, respectivement, quasi-projectile (QP) et quasi-cible (QC), et, puisque la vitesse de la réaction est importante, ils peuvent être considérés comme spectateurs vis-à-vis de la réaction. Le quasi-projectile et la « boule de feu » se déplacent dans la même direction que le faisceau, le quasi-projectile garde une vitesse proche de celle du projectile original alors que la « boule de feu », qui contient des nucléons de la cible et du projectile, se déplace avec moins d'énergie cinétique par nucléon. Lors de la seconde étape du modèle ($t \approx 10^{-21}\text{s} - 10^{-16}\text{s}$), correspond à la phase de désexcitation des fragments (dont le quasi-projectile et la quasi-cible) par l'évaporation de nucléons (processus dominant) et de photons γ dont l'énergie E_γ est comprise entre 10 et 25 MeV provenant des résonances dipolaires géantes traitées dans la section 1.2.4. Lorsque l'énergie d'excitation totale des produits de la réaction tombe sous le seuil de la séparation des nucléons du noyau, comme pour les collisions de basse-énergie, l'émission de photons γ (photons statistiques) devient le processus dominant.

La figure 1.13 représente les différents modes de désexcitation du noyau excité en fonction de l'augmentation de l'énergie d'excitation. Les réactions centrales conduisent à des énergies d'excitation $E^* > 3$ MeV/u. Les voies de désexcitation dominantes sont alors la multi-fragmentation conduisant à la production de fragments de masse intermédiaire (FMI), de neutrons et de particules chargées légères (PCL), et dans moins de 0.1% [47] des cas la vaporisation du système a lieu ($E^* > 9$ MeV/u) en particule légère (neutrons et PCL). Dans le cas des réactions périphériques les produits sont faiblement excités ($E^* < 3$ MeV/u) conduisant à l'évaporation de particules légères et dans le cas de noyaux lourds conduisant à la fission. Le tableau 1.2 résume les différents modes de désexcitation du noyau résiduel en fonction de l'énergie d'excitation. À très haute énergie (plusieurs GeV), ceci n'est plus vrai et d'autres processus rentrent en jeu. Dans le cas des énergies utilisées en hadronthérapie, avec des petits systèmes (C + C, C + O et C + H), les fragments se désexcitent principalement par l'évaporation de nucléons, par le *break-up* (le fragment se brise en plusieurs fragments légers) et l'émission de photons γ .

E^* (MeV/u)	processus	produits de la réaction	probabilité
≤ 3	évaporation, fission	n, PCL, fragments lourds	grande
3 - 9	multi-fragmentation	n, PCL, FMI	faible
≥ 9	vaporisation	n, PCL	très faible

Table 1.2 – Modes de désexcitations du noyaux résiduel en fonction de l'énergie d'excitation.

Le modèle d’Abrasion-Ablation est un modèle macroscopique permettant de décrire la phase d’interaction, mais on lui préfère des modèles microscopiques en principe plus précis, comme par exemple les modèles de cascade intranucléaire, pour décrire cette étape de la réaction [45]. Lorsque l’énergie de la particule incidente augmente, la longueur d’onde associée à cette particule devient plus petite que la distance moyenne entre les nucléons du noyau et que le libre parcours moyen du projectile à l’intérieur du noyau. La réaction entre le projectile et le noyau peut être décrite comme une suite de collisions entre les nucléons du projectile et les nucléons du noyau, elle est traitée par des modèles microscopiques.

1.2.3 Impact de les collisions nucléaires inélastiques sur le dépôt de dose

La fragmentation des ions a un impact sur la distribution du dépôt de dose :

- la perte d’une partie des ions primaires du faisceau a un effet sur la hauteur du pic de Bragg ;
- la production de fragments de masse inférieure au projectile contribuent au dépôt de dose au-delà du pic de Bragg ;
- la distribution angulaire des fragments est plus élargie que l’élargissement latéral causé par la diffusion coulombienne multiple.

L’impact des collisions nucléaires inélastiques sur le dépôt de dose est montré par la figure 1.14. Elle représente deux simulations Geant4 de la distribution du dépôt d’énergie d’un faisceau d’ions ^{12}C de 310 MeV/u dans une cible d’eau, avec et sans les interactions nucléaires. Lorsque les réactions nucléaires sont prises en compte, la hauteur du pic de Bragg est divisée par un facteur 2, car la moitié des ions carbone incidents sont consommés par les collisions noyau-noyau.

La figure 1.15 représente la distribution du dépôt d’énergie d’un faisceau d’ions ^{12}C pour différentes énergies incidentes. Le dépôt d’énergie au pic de Bragg est principalement dû aux ions carbone n’ayant pas subi de collision noyau-noyau. L’influence des collisions nucléaires inélastiques sur le dépôt de dose est visible ; le rapport de la hauteur du pic de Bragg sur celle du plateau diminue avec l’augmentation de la profondeur de pénétration du faisceau *i.e.* en fonction de l’énergie des ions incidents. En effet, le nombre d’ions incidents ayant subi une collision nucléaire inélastique augmente avec l’énergie.

Les fragments issus du projectile produits au cours des collisions nucléaires inélastiques évoluent dans la même direction et avec une vitesse proche de celles des ions primaires. Puisque ces fragments possèdent un numéro atomique $Z < 6$, ils ont en général un parcours plus long que les ions du faisceau primaire et vont contribuer au dépôt de dose au-delà du pic de Bragg. La figure 1.16 représente la distribution du dépôt de dose d’un faisceau d’ions ^{12}C de 330 MeV/u irradiant une cible d’eau, le dépôt total et la contribution des fragments au dépôt sont indiqués en haut, la contribution détaillée en fonction du numéro atomique Z des fragments produits est représentée en bas. On observe que les fragments de numéro atomique Z proche de celui du faisceau incident vont s’arrêter rapidement après le pic de Bragg alors que les fragments légers ($Z=1$ et 2) ont un parcours plus élevé et contribuent largement à la queue du dépôt d’énergie. Cet effet devient plus important lorsque la profondeur de pénétration et donc l’énergie du faisceau primaire augmente comme représenté sur la figure 1.15.

Les collisions nucléaires inélastiques produisent également des neutrons qui vont contribuer eux aussi au dépôt de dose. Des mesures réalisées avec un faisceau d’ions ^{12}C irradiant une cible d’eau ont indirectement estimé cette contribution à hauteur de 1% du dépôt de dose total [48]. Cette estimation a été vérifiée au moyen de simulations Geant4 [49], cette

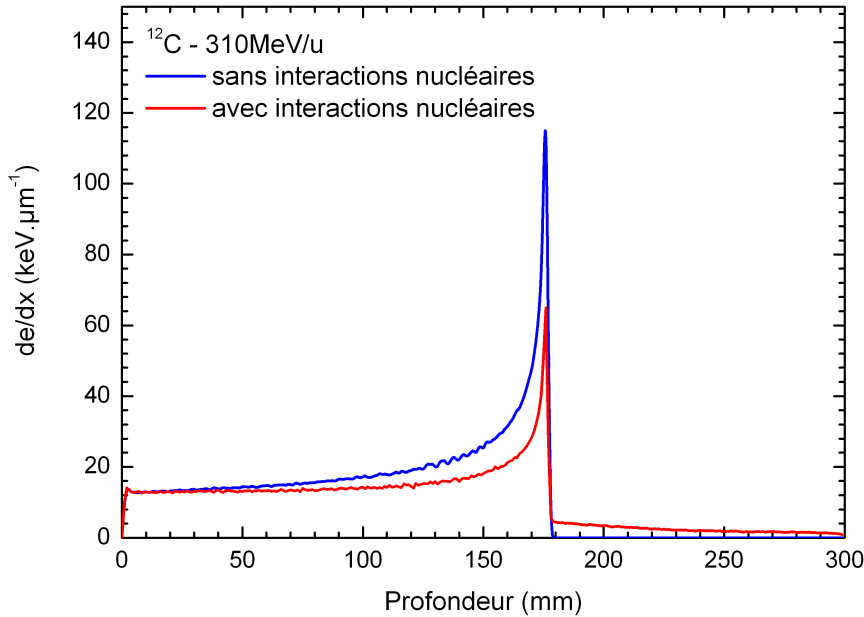


Figure 1.14 – Profil du dépôt d'énergie sans (bleu) et avec (rouge) les interactions nucléaires en fonction de la profondeur d'eau traversée lors de l'irradiation par un faisceau de 10^3 ions ^{12}C de 310 MeV/u. Simulations réalisées avec la version 9.2 du code Monte Carlo Geant4 [30];

étude par simulations montre que la contribution des neutrons à la dose totale augmente sensiblement avec la masse du projectile.

1.2.4 Emission des gamma prompts

Le spectre d'énergie des photons γ prompts émis lors des réactions des collisions nucléaires inélastiques peut se diviser en deux composantes, une composante continue et une composante discrète. La composante continue est due aux photons γ prompts émis dans un temps très court, très inférieur à la picoseconde (pour un photon voyageant à 30 cm/ns cela correspond à un parcours négligeable d'une fraction de millimètre), alors que la composante discrète correspond aux photons γ prompts émis au dernier stade de la cascade d'évaporation. Dans le cas de la composante continue, il existe un lien entre le spectre d'énergie à l'émission des photons γ prompts et leur temps d'émission. La figure 1.17 représente le spectre en énergie des γ au moment de l'émission. Plus l'énergie du photon γ est importante et plus le temps d'émission est court. En fonction de l'énergie, la partie continue du spectre en énergie des photons γ prompts peut être divisée en trois composantes où les γ prompts sont produits par trois processus différents (pour le système considéré : $^{86}\text{Kr} + ^{\text{nat}}\text{Ni}$ à 60 MeV/u) :

- $E_\gamma > 30$ MeV : les photons γ prompts sont produits lors du bremsstrahlung nucléon-nucléon qui a lieu dans la zone de recouvrement du projectile et de la cible (la "boule de feu") au tout début de la réaction [50], à $t < 60$ fm/c ($t < 10^{-21}$ s). Si l'énergie du faisceau augmente, $E_p > 100$ MeV/u, la désintégration du π_0 , en deux photons γ , commence à contribuer de façon non-négligeable aux spectres pour des énergies E_γ

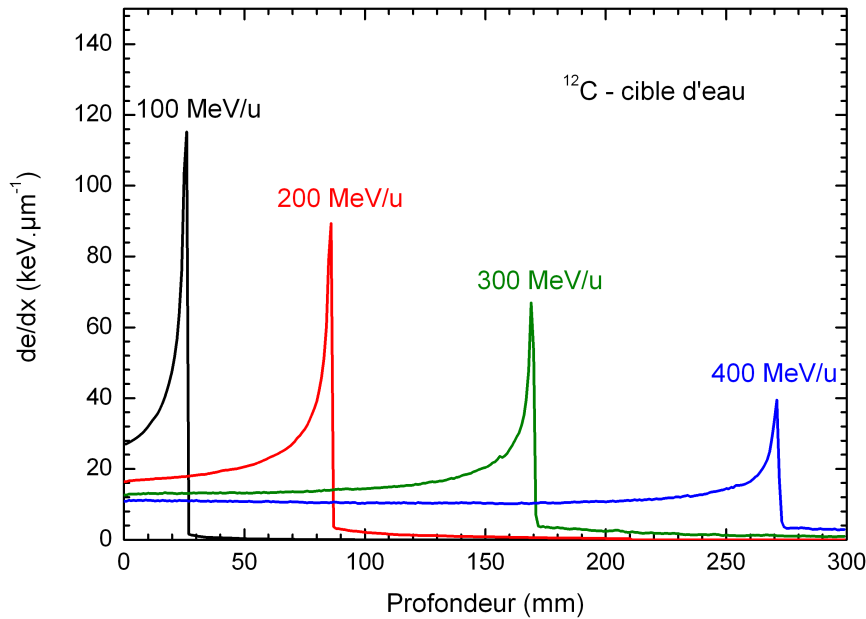


Figure 1.15 – Profils du dépôt d'énergie en fonction de la profondeur d'eau traversée par des faisceaux de 10^3 ions ^{12}C pour 4 énergies typiques de l'hadronthérapie. Simulations réalisées avec la version 9.2 du code Monte Carlo Geant4 [30].

- > 30 MeV ;
- $30 \text{ MeV} > E_\gamma > 10 \text{ MeV}$: la source principale des photons γ prompts provient de la désexcitation des résonances dipolaires géantes (GDR), un effet d'oscillation collectif entre les neutrons et les protons du noyau [51]. Le temps d'émission est de l'ordre de $t \approx 10^{-21} \text{ s}$;
- $E_\gamma < 10 \text{ MeV}$: la production des photons γ prompts est dominée par les photons statistiques émis par les derniers fragments excités au dernier stade de la réaction, c'est le processus d'émissions de photons γ dominant lors des collisions de basse énergie [52], pour $t > 5 \cdot 10^{-21} \text{ s}$.

1.2.4.1 Gamma de haute énergie

Au-dessus de $E_\gamma = 30 \text{ MeV}$, la principale source de photons γ provient du rayonnement dit de freinage *bremsstrahlung* émis lors des collisions entre protons et neutrons dans la zone de recouvrement du projectile et de la cible au cours de la première étape de la réaction (phase de compression, $t \leq 50 \text{ fm/c}$) [50]. Cependant, la section efficace de production de ces photons γ est vraiment très faible si on la compare aux photons γ issus des résonances dipolaires géantes et surtout aux photons statistiques (1.17). Cependant, la contribution de ces photons γ « durs » domine surtout lorsque l'énergie du faisceau est faible (typiquement $E \leq 100 \text{ MeV/u}$). Au-dessus de cette énergie, des photons γ issus d'autres processus, comme la désintégration du π_0 , contribuent au spectre au dessus de $E_\gamma = 30 \text{ MeV}$. Les γ de *bremsstrahlung* ont été très étudiés ces vingt dernières années et utilisés pour sonder la matière nucléaire au tout premier instant de la réaction.

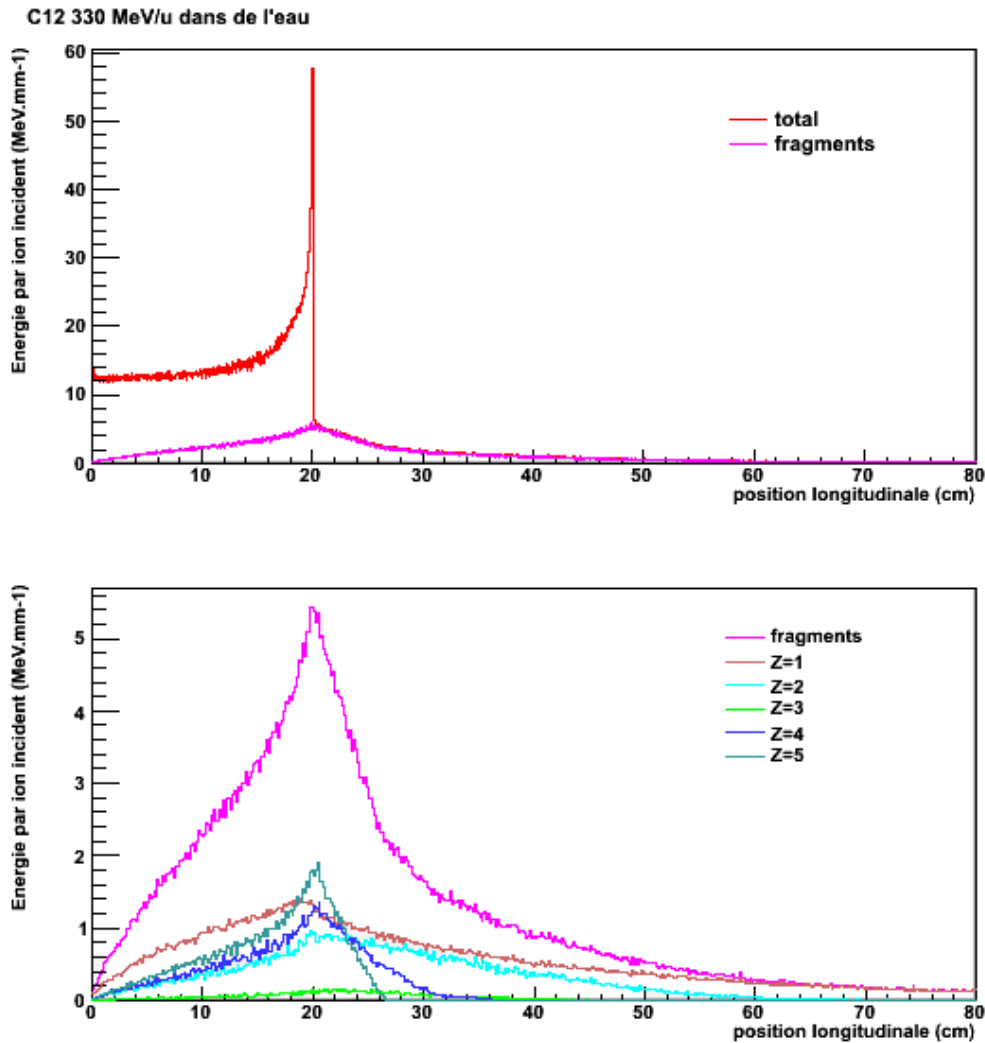


Figure 1.16 – Profil du dépôt d'énergie en fonction de la profondeur d'eau traversée lors de l'irradiation par un faisceau de 10^3 ions ^{12}C de 330 MeV/u. Le dépôt total (rouge) et la contribution des fragments secondaires au dépôt d'énergie (rose) sont représentés dans le cadre du haut. La contribution détaillée des fragments en fonction du numéro atomique est donnée dans le cadre du bas. Simulations réalisées avec la version 9.0 du code Monte Carlo Geant4 [30]; le modèle Binary Cascade est utilisé et le modèle de désexcitation du Fermi break up est désactivé.

1.2.4.2 Photons des résonances dipolaires géantes

Lorsque l'on excite un noyau atomique par impact de photons, d'électrons ou de hadrons, on peut y transférer une certaine quantité d'énergie (de 10 à 25 MeV) conduisant à la création de résonances géantes.

Il existe plusieurs type de résonances géantes, une première classification permet de les ranger selon l'ordre multipolaire : on rencontre des ordres monopolaires ($l=0$), dipolaires ($l=1$), quadrupolaires ($l=2$), octupolaires ($l=3$) etc, suivant les moments angulaires transférés. Du point de vue classique, les résonances géantes peuvent être traitées dans le cadre d'un modèle hydrodynamique puisque l'on considère qu'une grande partie des nucléons du noyaux participe à l'effet d'oscillation [54]. Dans le modèle, introduit par Goldhaber et Teller [55], on considère que les noyaux se composent de deux fluides, la matière protonique

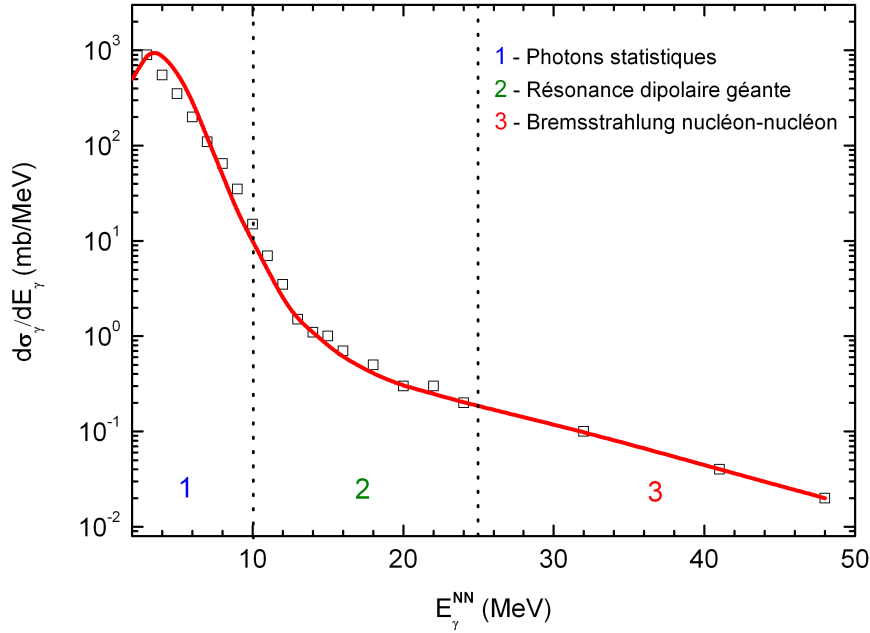


Figure 1.17 – Spectre d'énergie à l'émission des photons γ prompts obtenu pour la réaction $^{86}\text{Kr} + ^{\text{nat}}\text{Ni}$ à 60 MeV/u. Adapté de Schutz et al. [53].

et la matière neutronique. Si les mouvements de ces fluides sont en phase, les protons et les neutrons se comportent de la même façon, la résonance est alors isoscalaire ($T=0$). Si les mouvements sont en opposition de phase, on parle de résonance isovectorielle ($T=1$).

Du point de vue de la mécanique quantique, selon le modèle en couche, la résonance géante correspond à une excitation collective de paires « particule-trou ». Lorsqu'un noyau cible est excité de nombreux nucléons peuvent quitter les niveaux d'énergies qu'ils occupent habituellement pour passer sur un niveau discret vacant d'une couche supérieure. Il y a alors création de nombreuses paires « trou-particule » dont les énergies d'excitation sont très proches les unes des autres. Lorsque toutes les excitations sont cohérentes, la « force de transition » devient alors très grande dans une bande d'énergie étroite : c'est une résonance géante.

Les pulsations de ces vibrations sont quantifiées et dépendent de la masse du noyau. Des études expérimentales (spectroscopie γ) ont montré que les pulsations des vibrations $\omega_{l,T}$ peuvent être paramétrées sous la forme :

$$\hbar\omega_{l,T} = \kappa_{l,T}A^{-1/3} \quad (1.2.14)$$

Le tableau 1.3 donne les principales caractéristiques des résonances géantes (Énergies E_{GR} et largeurs Γ_{GR})

Multipolarité l	s	E_{GR} ($A^{-1/3}$ MeV)	Γ_{GR} (MeV)
0	0	80	2 à 4
0	1	100	-
1	1	78	4 à 8
2	0	64	2 à 8
2	1	130	-

Table 1.3 – Énergies E_{GR} et largeurs Γ_{GR} des principales résonances géantes.

Les photons γ dont l'énergie est comprise entre 10 et 30 MeV environ proviennent principalement de la désexcitation des résonances dipolaires géantes (GDR, $l=1$ et $T=1$). Ces résonances dipolaires géantes sont observées pour des noyaux modérément excités, $E^* \leq 4$ MeV/u, au début de la phase de désexcitation ($t \approx 300-400$ fm/c). La résonance dipolaire géante est caractérisée par une énergie et une largeur de résonance, typiquement l'énergie varie de 14 MeV pour les noyaux les plus lourds à plus de 30 MeV pour les plus légers et la largeur varie de 4 à 8 MeV. L'énergie totale des résonances géantes est souvent concentré en un nucléon et est habituellement au-dessus de l'énergie de liaison des nucléons du noyau, elles se désexcitent principalement par évaporation de neutrons et de protons. Cependant, l'émission des photons γ , les *GDR photons*, est un canal possible de désexcitation.

1.2.4.3 Photons statistiques

Les photons γ dont l'énergie est en dessous de 8 à 10 MeV/u (en-dessous de l'énergie de séparation des particules $B_{n,p} \approx 8$ MeV/u) correspondent à des photons γ émis lors de désexcitations statistiques (après l'évaporation de particules) des produits peu excités de la réaction ($E^* \approx 2$ MeV/u) présents dans les dernières étapes de la réaction ($t \approx 500$ fm/c).

1.3 Techniques de contrôle du dépôt de dose : état de l'art

1.3.1 Motivations

Afin de profiter des avantages apportés par une irradiation par faisceaux d'ions, la position du pic de Bragg doit être contrôlée précisément. En effet, une irradiation par ions carbone peut engendrer de graves dommages si une erreur même très faible se produit lors du dosage : surdosage dans les tissus sains au voisinage de la tumeur ou sous dosage dans la zone tumorale. Dans le cas des faisceaux d'ions carbone, le dépôt d'énergie possède un fort gradient, particulièrement en fin de parcours. Or plusieurs phénomènes sont à l'origine d'incertitudes sur le parcours des ions : lors de la réalisation du plan de traitement, les méthodes de calibration des nombres CT conduisent, dans le cas de la méthode de calibration stoechiométrique, à des incertitudes sur le parcours des ions de l'ordre 1 à 2 mm [56]. Ces études ont été réalisées pour des traitements typiques dans la région du cou et de la tête. Le choix de l'énergie moyenne d'ionisation $\langle I \rangle$, est également à l'origine d'incertitudes sur le parcours de l'ordre de plusieurs millimètres [57]. D'autres sources d'incertitudes interviennent entre la réalisation du plan de traitement et les séances d'irradiation : changements de l'anatomie du patient, positionnement et mouvement des organes.

Puisque les particules sont complètement stoppées dans le patient, il est impossible de contrôler directement le dépôt de dose. Cependant il est possible d'utiliser les radiations

secondaires provenant des réactions des collisions nucléaires inélastiques subies par les ions primaires tout au long de leur parcours. Ces radiations incluent les rayonnements γ prompts, les particules secondaires telles que les neutrons ou les protons et l'émission retardée de radiations provenant de la désintégration des noyaux instables formés dans la cible. Le but est d'établir la corrélation entre la dose et la carte des points d'émission de ces rayonnements secondaires.

1.3.2 Imagerie nucléaire

L'imagerie nucléaire est très développée en médecine car elle permet de réaliser une imagerie fonctionnelle. Elle donne des informations sur les organes du patient et leur métabolisme. Dans le cas de la Tomographie par Émission Monophotonique (TEMP ou SPECT en anglais) elle nécessite l'injection d'un isotope radioactif qui se désexcite en émettant un photon γ . Dans le cas de la Tomographie par Émission de Positons (TEP) c'est un isotope émetteur β^+ qui est utilisé (par exemple le ^{18}F). L'isotope est fixé à un vecteur (par exemple molécule) possédant les propriétés physico-chimiques nécessaires pour se fixer sur l'organe à étudier. Cette technique est utilisée, par exemple, pour mettre en évidence des dysfonctionnements de la thyroïde ou du système lymphatique, pour mesurer le débit sanguin ou pour diagnostiquer des tumeurs cancéreuses.

1.3.3 Tomographie par émission de positons (TEP)

1.3.3.1 Principe de la technique

Un isotope radioactif émetteur β^+ est un noyau déficient en neutrons. Il se désintègre en un noyau plus stable en transformant un proton en neutron, ce qui se traduit par l'émission d'un positon. Le positon s'annihile après un parcours de quelques millimètres avec un électron de la cible en produisant deux photons γ de 511 keV, émis simultanément dans deux directions opposées. Par exemple, le ^{18}F émet un positon de 635 keV maximum ce qui correspond à un parcours de 2 à 3 mm dans la matière [58]. La demi-vie de cette isotope est de 109,8 min ce qui laisse suffisamment de temps pour obtenir une image fonctionnelle. Le dispositif TEP se présente sous la forme d'un anneau de détecteurs pour détecter les photons γ en coïncidence et couvrir un maximum d'angle solide. Les détecteurs sont principalement des scintillateurs BGO, GSO et LYSO. La détection des deux photons dans deux détecteurs en vis-à-vis et dans un intervalle de temps (fenêtre de coïncidence) de quelques nanosecondes, permet de définir une droite reliant les détecteurs, la ligne de réponse. Le traitement de l'ensemble de ces lignes de réponse, par des méthodes analytiques ou des algorithmes itératifs, permet d'obtenir l'image en trois dimensions de la distribution des émetteurs β^+ .

1.3.3.2 Contrôle de la dose en hadronthérapie

Parmi les fragments instables produits au cours d'une irradiation par faisceau d'ions carbone, il y a des fragments émetteurs β^+ . Les émetteurs β^+ les plus abondants issus du projectile sont les noyaux ^{11}C et ^{10}C qui ont respectivement une demi-vie de 20,3 min et 19,3 s. Ces fragments ont un parcours, dans la cible, proche de celui des ions carbone ce qui les rend très intéressants pour localiser le dépôt de dose du faisceau d'ions. D'autres fragments émetteurs de positons comme les noyaux ^{15}O (période de 121,8 s) proviennent de la cible et restent au voisinage du lieu où ils ont été produits.

La figure 1.18 montre la corrélation entre la distribution du dépôt de dose et l'activité β^+ mesurée lors de l'irradiation d'une cible de PMMA par un faisceau d'ions ^{12}C de 259,5 MeV/u à droite, et par un faisceau de protons de 140 MeV à gauche. Dans le cas d'un faisceau d'ions ^{12}C , les émetteurs β^+ proviennent en majorité des projectiles (^{10}C , ^{11}C) et contribuent au pic observé en fin de parcours ; les fragments issus de la cible (principalement ^{15}O) contribuent à une augmentation constante de l'activité le long du parcours. Dans le cas des protons, les émetteurs β^+ proviennent uniquement de la cible, c'est pourquoi le pic n'est pas observé à la fin du parcours. Puisqu'il faut plus de protons que d'ions ^{12}C pour déposer une dose équivalente dans une tumeur, la production d' ^{15}O est donc plus importante avec des faisceaux de protons.

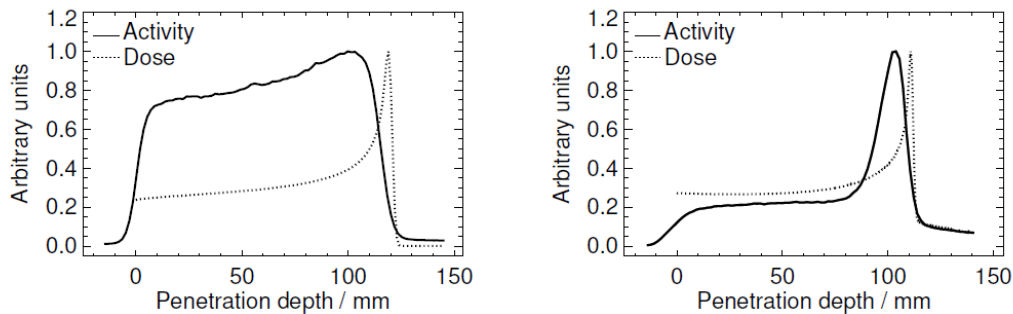


Figure 1.18 – Profil en profondeur mesuré de l'activité β^+ (ligne pleine) pour des protons de 140 MeV (à gauche) et des ions ^{12}C de 259,5 MeV/u (à droite) irradiant une cible de PMMA. La ligne en pointillés indique la distribution du dépôt de dose calculée. Extrait de Parodi (2004) [59].

En pratique, lors d'un traitement clinique, l'espace nécessaire au passage du faisceau empêche l'utilisation d'un anneau de détecteurs. Le dispositif TEP se compose de deux têtes de détection positionnées à 180° pour détecter en coïncidence les photons γ d'annihilation [44] (figure 1.19). Chaque tête est constituée de plusieurs blocs de détecteurs (scintillateurs + photodétecteurs) pour couvrir un plus grand angle solide. Cependant, l'angle solide couvert par la caméra TEP installée au GSI ne couvre que 8% des 4π correspondant à l'angle solide total [59].



Figure 1.19 – Dispositif de tomographie à émission de positons en ligne installé en cave M au GSI [44].

Lors d'un traitement, la distribution d'activité β^+ mesurée est comparée quantitativement à la distribution calculée par le plan de traitement [60] au moyen de codes déterministes. Cette technique a été régulièrement utilisée de 1997 à 2008 dans plus de 400 traitements [13] réalisés au GSI. La figure 1.20 montre la comparaison de la distribution de dose planifiée avec les distributions d'activité β^+ prévues et mesurées lors d'une irradiation par un faisceau d'ions ^{12}C . Ces distributions sont superposées à une image scanner utilisée pour la planification du traitement .

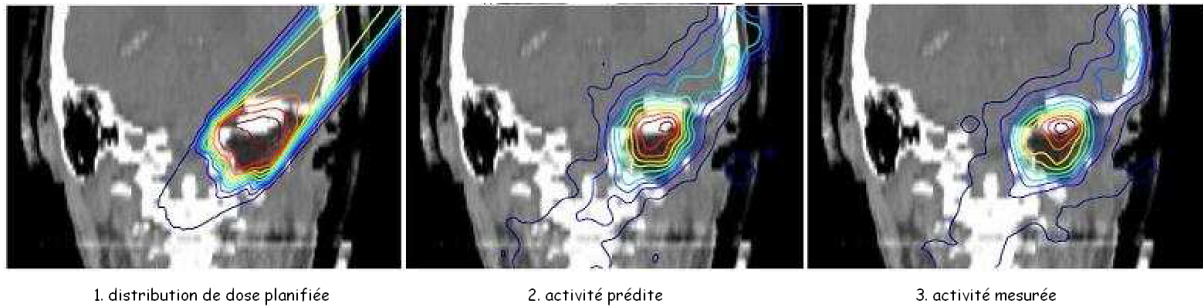


Figure 1.20 – À gauche est représentée la distribution de dose planifiée, au milieu la distribution d'activité β^+ simulée et à droite celle mesurée lors d'une irradiation par un faisceau d'ions ^{12}C . Les lignes d'isodoses représentent 5% (en bleu-foncé) à 95% (en rouge) de la dose maximale par intervalles de 10%. les distributions sont superposées à l'image scanner qui a servi à la planification du traitement. Extrait de Crespo (2005) [44].

L'acquisition TEP avait lieu pendant l'irradiation suivi d'une acquisition *off-line* (après le traitement). Pendant l'irradiation, l'acquisition ne peut se faire qu'en l'absence d'ions incidents. En effet, lors de l'arrivée des ions, les rayonnements prompts conduisent à des coïncidences fortuites pendant une durée de l'ordre de la centaine de nanosecondes. Le comptage des désintégrations se fait donc pendant les pauses de l'extraction des ions. Au GSI, la macrostructure du faisceau a une période de 5 s, répartie en 2 secondes d'extraction et 3 secondes de pause. Malheureusement, cette technique n'est pas suffisante pour l'obtention d'une statistique de comptage satisfaisante. C'est pourquoi, l'exploitation de la microstructure du faisceau a été étudiée afin d'augmenter la statistique de comptage en enregistrant les données d'annihilation pendant les périodes d'extraction [61]. La microstructure du faisceau est composée de paquets d'ions (*bunch*) dont l'extraction est étalée sur environ 30 ns toutes les 280 à 450 ns [19].

L'acquisition *off-line* permet d'obtenir de meilleures images en augmentant la statistique de détection. Cependant les émetteurs β^+ , dont la période de désintégration est longue, peuvent être transportés assez loin de leur point d'arrêt par le flux sanguin, brouillant ainsi l'image obtenue. Ce processus est connu sous le nom de *wash-out effect*.

Avec cette faible activité induite et le temps nécessaire à la reconstruction de l'image (plusieurs dizaines de minutes), la caméra TEP n'est pas capable de réaliser un contrôle de dose en temps réel. De plus, la décroissance radioactive des fragments excités représente une limite intrinsèque à l'utilisation des émetteurs β^+ . Les émetteurs β^+ ayant un temps de demi-vie court ($^{10}\text{C} \approx 20$ s et $^{15}\text{O} \approx 120$ s) sont perdus lors de l'acquisition *off-line*.

Le dernier développement de la TEP concerne l'utilisation du temps de vol entre les deux γ détectés [62]. La position du point d'annihilation peut être estimée en mesurant la différence des temps d'arrivée des deux photons dans deux détecteurs opposés. La précision Δx , avec laquelle la position peut être mesurée le long de la ligne de réponse, dépend de la résolution temporelle Δt avec laquelle la différence des temps d'arrivée peut être

déterminée :

$$\Delta x = \frac{c \times \Delta t}{2} \quad (1.3.1)$$

Une résolution temporelle inférieure de 500 ps (FWHM) sur le temps de vol équivaut à un $\Delta x = 7,5$ cm. Le gain sur le rapport signal sur bruit $G_{S/B}$ dépend du rapport $D/\Delta x$ [63] :

$$G_{S/B} = \sqrt{\frac{D}{\Delta x}} \quad (1.3.2)$$

où D représente la « taille » de l'objet dans la direction de la ligne de réponse. Un gain de sensibilité d'un factor 2,3 est attendu pour $D \approx 40$ cm. Ceci peut se traduire par un gain sur le temps d'acquisition.

Au centre HIMAC, une TEP commerciale a été utilisée pour faire de l'imagerie après l'irradiation, cependant elle n'a pas été utilisée de façon systématique.

Malgré les limitations induites par la faible statistique de la technique et l'effet de *wash-out*, la TEP permet de déterminer le parcours des ions avec une bonne précision de l'ordre du millimètre. Par exemple, en situation clinique, une précision de 1 à 2 mm a été obtenue sur le parcours de protons utilisés pour le traitement de tumeurs au cou et à la tête [64]. D'autre part, une étude récente a eu pour objectif d'étudier la précision de la méthode utilisant la TEP pour détecter un écart sur le parcours entre le traitement planifié et le traitement appliqué en condition clinique. Dans ce but, pour plusieurs patients traités, une différence de ± 6 mm dans l'eau a été appliquée aux données cliniques mesurées et comparées aux simulations pour lesquelles aucun changement n'a été appliqué. Les résultats obtenus pour 81 patients montrent que la technique est assez efficace ; les physiciens médicaux interrogés ont été capables de déterminer s'il y avait un écart dans 90 à 95 % des cas [65].

1.3.4 Imagerie par détection de γ -prompts

Une autre technique utilisant la détection des γ prompts pour contrôler le dépôt de dose se développe depuis quelques années. L'imagerie γ peut être considérée comme une technique susceptible de fournir une information en temps réel sur la dose locale, pour les faisceaux de protons ou d'ions légers. En effet, le temps d'émission de ces γ prompts est très inférieur à la picoseconde (voir section 1.2.4), on peut donc considérer que le point d'émission des γ prompts correspond au lieu de la collision nucléaire inélastique. Les points d'émission de ces γ prompts sont donc *a priori* corrélés au parcours des ions. C'est ce que montre la figure 1.21 qui présente les taux de production des γ prompts simulés obtenus dans le cas d'irradiations par faisceaux de protons de 200 MeV et d'ions ^{12}C de 400 MeV/u dans une cible d'eau dont les parcours sont de 26 cm. Le contraste entre l'amont et l'aval du pic de Bragg est bien meilleur dans le cas des protons ; en effet, seuls les noyaux de la cible fragmentent. De plus, il faut environ 40 fois plus de protons que d'ions ^{12}C pour déposer une dose équivalente dans une tumeur [10]. Or, d'après des simulations utilisant la version 9.1 de Geant4 et le modèle de cascade intra-nucléaire *Binary Cascade*, le taux de production de γ prompts dans le cas d'un faisceau de protons est inférieur d'un facteur 6 à 8 par rapport à un faisceau d'ions ^{12}C . On s'attend donc à détecter 5 à 7 fois plus de γ prompts lors d'une irradiation avec un faisceau de protons. Ces deux propriétés suggèrent que contrairement à la TEP, la technique est a priori mieux adaptée à un faisceau de protons.

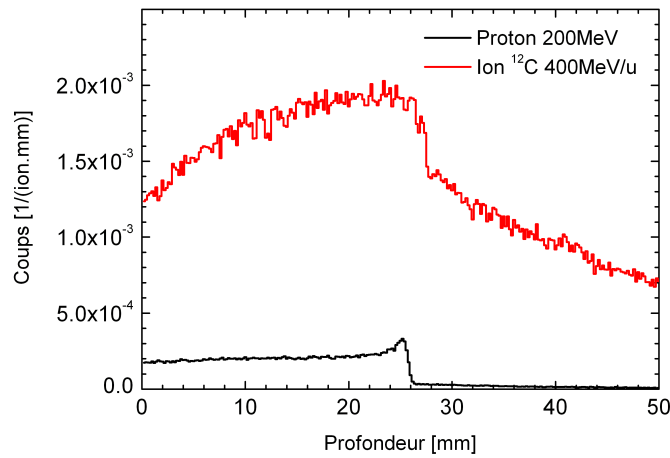


Figure 1.21 – Comparaison des taux de production de photons γ simulés par *Geant4*, utilisant la version 9.1 et le modèle de cascade intra-nucléaire *Binary Cascade* sans le *Fermi Break-Up*, dans le cas d'une irradiation avec un faisceau de 10^6 protons de 200 MeV et d'une irradiation avec une faisceau de 10^5 ions ^{12}C de 400 MeV/u dans une cible d'eau.

1.3.4.1 La Tomographie par Émission Monophotonique (TEMP)

Le premier instrument utilisant l'imagerie γ fut développé en 1958 par Hal Anger à l'Université de Californie (Berkeley) [66]. La figure 1.22 représente le schéma simplifié d'une caméra γ . Elle est constituée d'un collimateur mécanique utilisé pour sélectionner les photons γ qui arrivent dans le détecteur selon une direction spécifique. Le détecteur de photons est un bloc de scintillateur couplé à une matrice de photomultiplicateurs (PM). Les PM détectent le signal induit par le photon. La position de l'interaction est obtenu en déterminant le centre de gravité des positions de chaque PM, pondéré par l'intensité du signal détecté. Compte tenue de la résolution en énergie limitée des détecteurs (10% à 140 keV), la fenêtre spectrométrique utilisée est centrée sur l'énergie d'émission, et a une largeur égale à 20% de cette énergie d'émission. Les photons γ dont l'énergie est inférieure à cette fenêtre sont rejetés, en effet, la diminution de l'énergie indique que le photon a subi une diffusion dans le patient ou le collimateur et a donc été dévié de son point d'émission.

Le traceur le plus couramment utilisé est l'isomère nucléaire ^{99m}Tc de l'isotope ^{99}Tc . Il se désexcite par l'émission d'un photon γ de 140 keV et possède une demi-vie assez courte d'environ 6h : après 24 heures, il subsiste moins de 6,5 % du radioisotope initial. C'est pourquoi il est très intéressant pour l'imagerie nucléaire : sa demi-vie est assez longue pour suivre les processus physiologiques et assez courte pour limiter l'irradiation. On peut également citer l'isotope ^{123}I qui possède une demi-vie de 13h et se désexcite par l'émission d'un photon γ de 159 keV. Il est surtout utilisé pour étudier le métabolisme thyroïdien.

Le matériau utilisé pour la collimation est constitué d'éléments lourds et denses afin d'absorber les photons γ avec une grande efficacité. Le choix du matériau et de l'épaisseur du collimateur dépend de l'énergie des photons γ . En médecine nucléaire, l'énergie typique des photons γ est comprise entre 80 et 511 keV. À basse énergie ($E < 230$ keV), l'effet photoélectrique dont la section efficace $\sigma_{pe} \propto Z^5$, est dominant : le plomb ($Z=82$ et $\rho=11,34$ g.cm⁻³) est un excellent choix de matériau. De plus, grâce à ses propriétés physiques, il est facile à travailler. Lorsque l'énergie est plus importante ($E > 230$ keV), l'effet Compton domine. Puisque la section efficace $\sigma_{compt} \propto Z$, c'est la densité qui devient le cri-

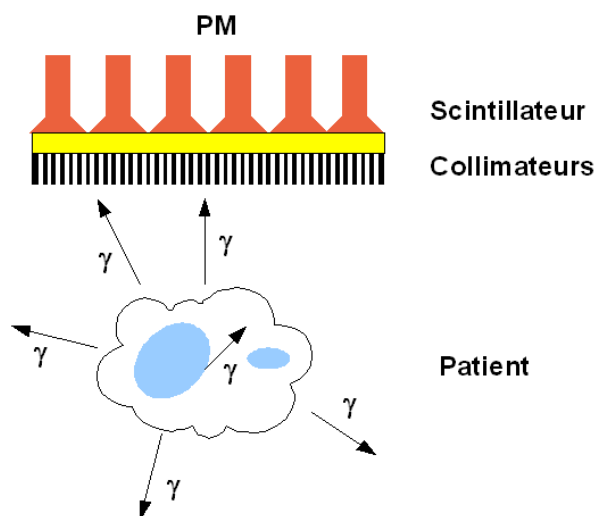


Figure 1.22 – Schéma simplifié d'une γ caméra.

ère important : les matériaux possédant une densité élevée tel que le tungstène ($Z=74$ et $\rho=19,3 \text{ g.cm}^{-3}$), sont utilisés. Cependant, un collimateur en tungstène est plus compliqué à usiner (température de fusion élevée, dureté) et son coût de fabrication est important, c'est pourquoi le plomb est très souvent choisi pour réaliser un collimateur. Quelque soit sa géométrie, l'épaisseur optimale d'un collimateur en plomb est d'environ 5 cm lorsque l'énergie du photon γ $E \approx 250 \text{ keV}$ et 13 à 14 cm lorsque l'énergie $E \approx 511 \text{ keV}$. Aussi, différentes géométries de collimation ont été développées concernant la forme de l'ouverture de collimation (circulaire, carrée, triangulaire ou hexagonale plus utilisée car plus efficace) et le type de collimation (convergente, parallèle ou divergente).

Une caméra collimatée donne une image projetée à 2 dimensions. À partir d'un ensemble d'images projetées sous différents angles et grâce à des algorithmes analytiques ou itératifs, l'imagerie TEMP permet de reconstruire une image en trois dimensions. Ces images projetées sont obtenues au moyen d'une ou plusieurs γ caméras qui tournent autour du patient.

1.3.4.2 Caméra Collimatée en hadronthérapie

En 2006, une équipe de chercheurs coréens [67] a pour la première fois étudié la faisabilité de la localisation du pic de Bragg grâce à la détection de photons γ prompts sur un faisceau de protons, en utilisant un détecteur de photons γ collimaté. Leur dispositif, appelé PGS (*Prompt Gamma Scanner*), est représenté à gauche sur la figure 1.23. Il se compose d'un scintillateur CsI de dimension $15 \times 30 \times 40 \text{ mm}^3$ collimaté et placé dans un château de plomb. Pour limiter le bruit de fond induit par les neutrons, une couche de carbure de bore est placée devant le collimateur pour capturer les neutrons ralentis par une trentaine de centimètres de paraffine. La collimation des photons γ prompts se fait au moyen d'un trou rectangulaire de $4 \times 30 \text{ mm}^2$ qui traverse les trois couches de blindage. La figure 1.23 représente, à droite, les mesures réalisées par le PGS dans le cas de faisceaux de protons de 100, 150 et 200 MeV dans une cible d'eau, comparées aux dépôts d'énergie mesurés par une chambre à ionisation. La détection des γ prompts est bien corrélée au parcours des ions, cependant le bruit induit par les neutrons est important.

Le système de détection utilise un trou de collimation dont la largeur, dans la direction

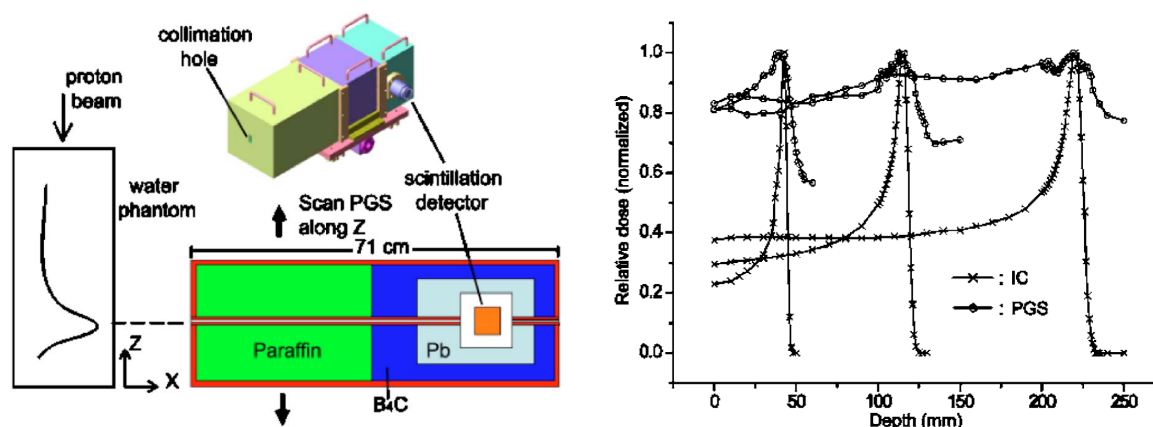


Figure 1.23 – A gauche, schéma du dispositif PGS (Prompt Gamma Scanner) utilisé pour détecter les photons γ prompts. A droite, distributions longitudinales du dépôt de dose mesurée par une chambre à ionisation (IC) et des taux de photons γ prompts détectés par le PGS avec des faisceaux de protons de 100, 150 et 200 MeV dans une cible d'eau. D'après Min et al. [67].

longitudinale (direction du faisceau), est de 4 mm. Ainsi, le champ de vue du dispositif permet d'expliquer pourquoi les profils d'émission de photons γ prompts mesurés ne permettent pas de localiser le pic de Bragg avec une précision de l'ordre du millimètre ; cependant, ces résultats sont encourageants. De plus, ils mettent en évidence la difficulté de s'affranchir du bruit induit par les neutrons.

Afin d'augmenter la discrimination du bruit de fond nous avons proposé une méthode de détection des γ prompts qui utilise la technique du temps de vol afin de discriminer le signal induit par les photons des signaux induits par les neutrons et les photons γ diffusés par l'environnement de l'expérience. Ceci permet de réduire considérablement le volume du système de détection. On peut donc, *a priori*, espérer concevoir un dispositif avec un plus grand angle solide et ainsi augmenter l'efficacité de détection. Cette technique a été testée lors de quatre expériences réalisées sur faisceaux d'ions carbone au GSI et au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions lourds de Caen). La technique et les résultats obtenus sont détaillés dans le chapitre 2, « Études expérimentales ».

1.3.4.3 Caméra Compton

La caméra Compton offre une autre possibilité pour la détection des γ prompts. Cette technique permet de s'affranchir de la collimation mécanique et donc potentiellement d'augmenter l'efficacité de détection de plusieurs ordres de grandeur et d'améliorer la résolution spatiale. Selon le domaine d'application, plusieurs configurations sont possibles pour la caméra Compton (i.e. différentes géométries et différents matériaux pour les détecteurs). Habituellement, la source des photons γ prompts est mono-énergétique ; la caméra Compton est alors composée de deux détecteurs [68] : un diffuseur et un absorbeur. Le photon γ subit une diffusion Compton dans le premier détecteur et est totalement absorbé dans le second. Les mesures du dépôt d'énergie et de la position des interactions dans les différents détecteurs permet de reconstruire des cônes contenant la trajectoire des photons γ incidents. L'intersection de tous les cônes permet de reconstruire les points d'émission des photons γ .

Le développement de caméras Compton concerne plusieurs domaines d'application :

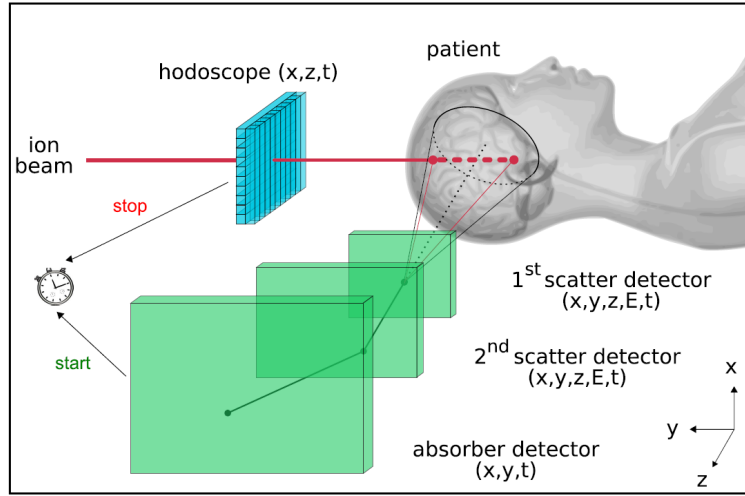


Figure 1.24 – Configuration du système de détection : l'hodoscope détecte les ions carbonés et la caméra Compton, composée de deux diffuseurs et d'un absorbeur, détectent les γ prompts.

en astronomie où elles sont utilisées sous la forme de télescopes Compton (sources ponctuelles) [69] et pour l'imagerie médicale (sources monochromatiques) [70]. Dans le cas des γ prompts, la source est étendue et le spectre d'énergie couvre un large domaine d'énergie (typiquement 0 à 20 MeV). À cause de ce spectre polychromatique à forte composante de haute énergie, l'absorption complète du photon γ semble peu probable, c'est pourquoi un second diffuseur est nécessaire pour rendre la reconstruction analytique directe possible; cette solution fait l'objet d'une étude par notre groupe [71]. La figure 1.24 représente le schéma du dispositif de la caméra Compton composé de deux diffuseurs et d'un absorbeur. L'absorption totale du photon γ diffusé n'est plus obligatoire grâce à l'utilisation du second diffuseur, de plus l'utilisation d'un hodoscope en combinaison avec la caméra Compton permet d'étiqueter temporellement et spatialement le photon γ , ce qui va simplifier la reconstruction des points d'intersection (droite-cône). Le tableau 1.4 résume les paramètres géométriques du détecteur.

	diffuseur 1	diffuseur 2	absorbeur
$x \times y \times z$ (cm)	10 \times 10 \times 1	20 \times 20 \times 1	30 \times 30 \times 2,5
distance à la source (cm)	10	40	70

Table 1.4 – Paramètres géométriques du détecteur.

Afin de connaître l'efficacité de détection du dispositif, la quantité D_E a été définie de la manière suivante :

$$D_E = \frac{N_r}{N_i} \quad (1.3.3)$$

où N_r est le nombre de photons reconstruits et N_i le nombre de photons émis isotropiquement dans 4π stéradian. Avec cette configuration et pour une source ponctuelle de photons ayant la distribution en énergie du spectre des γ prompts l'efficacité de détection est $D_E = 1,5 \times 10^{-5}$.

Afin d'améliorer cette efficacité de détection une solution est à l'étude. Dans la nouvelle configuration, les deux diffuseurs sont remplacés par un empilement de diffuseurs (*stack*)

de faible épaisseur. La figure 1.25 représente le système de détection avec le l'empilement de diffuseurs. Il est composé de 10 détecteurs semi-conducteurs silicium dont la dimension est $80 \times 80 \times 2 \text{ mm}^3$ et l'absorbeur est un détecteur scintillateur LYSO de dimension $300 \times 300 \times 25 \text{ mm}^3$. Avec cette configuration, deux interactions suffisent car on fait l'hypothèse de l'absorption totale du photon dans l'absorbeur. Une reconstruction analytique simple est alors possible (intersection droite-cone) et l'efficacité de détection $D_E = 2 \times 10^{-4}$ est améliorée d'un ordre de grandeur par rapport au dispositif basé sur la double diffusion.

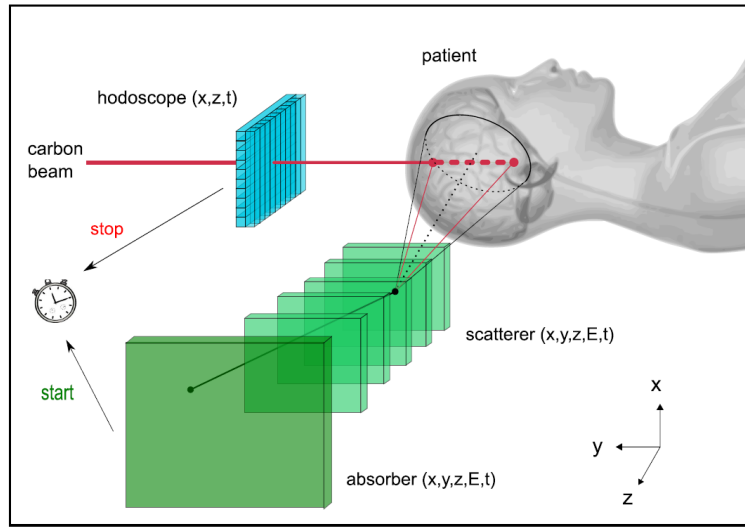


Figure 1.25 – Configuration du système de détection : l'hodoscope détecte les ions carbonés et la caméra Compton, composée d'un empilement de diffuseurs et d'un absorbeur, détecte les γ prompts.

1.3.5 Imagerie par reconstruction de vertex (IRV)

Une autre technique consiste cette fois à utiliser les particules chargées, principalement les protons, émises lors des collisions nucléaires inélastiques pour déterminer la distribution spatiale des points d'interaction nucléaire en trois dimensions au moyen d'une technique de reconstruction de vertex (IRV : Imagerie par Reconstruction de vertex). Dans notre équipe, cette étude fait l'objet de la thèse de Pierre Henriquet [72].

Les rendements d'émission de protons lors d'une irradiation par ions carbone sont importants; ils sont préférentiellement émis vers l'avant. La distribution angulaire des protons a déjà fait l'objet de nombreuses mesures à différentes énergies : le rendement de l'émission des protons à 10° a été mesuré à :

- environ $1,2 \times 10^{-5}$ protons.ion⁻¹.msr⁻¹.mm⁻¹ pour un faisceau de ^{12}C à 95 MeV/u sur cible de PMMA de 2 cm d'épaisseur. Le parcours des ions est de 2 cm [73].
- environ $5,8 \times 10^{-6}$ protons.ion⁻¹.msr⁻¹.mm⁻¹ pour un faisceau de ^{12}C à 200 MeV/u sur cible d'eau de 12,8 cm d'épaisseur. Le parcours des ions était de 8,6 cm [74].

Ce rendement est à comparer avec le nombre de γ prompts détectés à 90° avec une caméra collimatée qui est d'environ 1×10^{-7} γ .ion⁻¹.msr⁻¹.mm⁻¹ [75], cette statistique est plus faible de 2 ordres de grandeur par rapport à la détection de protons et montre le potentiel de cette dernière.

Dans sa forme la plus simple, la technique utilise uniquement la reconstruction de la trace d'une particule secondaire et la trajectoire de l'ion incident déterminée par un hodoscope de faisceau : les lieux des réactions nucléaires correspondent aux points d'intersections. La détection se fait événement par événement. La détection des protons se fait, au minimum, au moyen de deux couches de détecteur pour déterminer la trajectoire de la particule ; toutes les traces candidates dont le support ne passe pas à proximité de la ligne du faisceau sont rejetées. La résolution de cette technique est, cependant, limitée par la diffusion des particules secondaires et par la contribution des particules chargées tertiaires dont les points d'émission peuvent être éloignés de plusieurs centimètres par rapport à la trajectoire du faisceau.

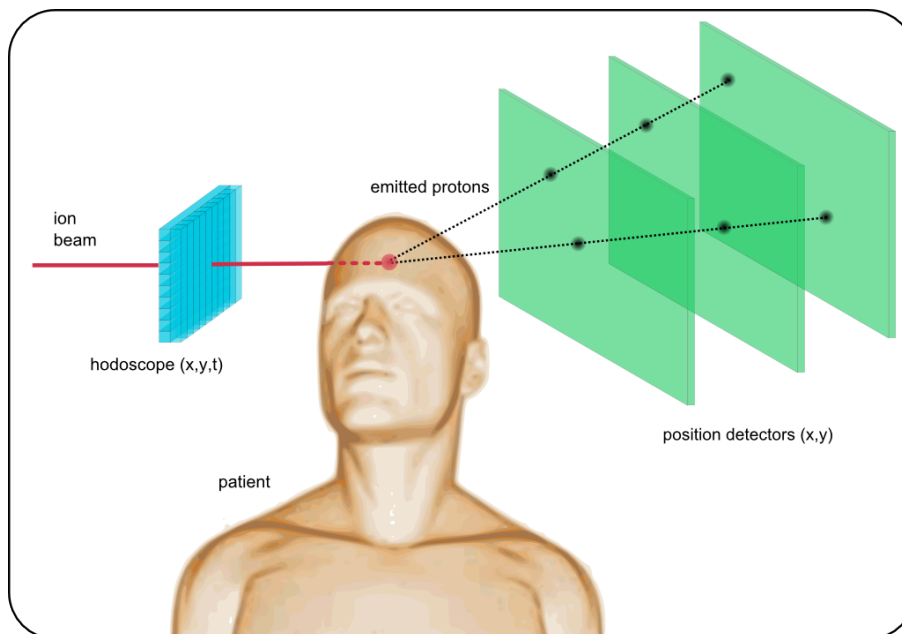


Figure 1.26 – Configuration du système de détection : l'hodoscope détecte les ions carbonés et plusieurs détecteurs enregistrent les trajectoires des protons

Afin d'améliorer la technique et de discriminer les particules chargées tertiaires il est nécessaire d'appliquer une nouvelle technique basée sur la reconstruction de vertex. En effet, lors d'une collision nucléaire inélastique, il est possible que plusieurs particules chargées soient émises (multiplicité > 1). Si le point reconstruit se situe à grande distance de la ligne fournie par l'hodoscope, on peut l'éliminer. La figure 1.26 montre le dispositif permettant cette technique : deux ou trois détecteurs sont utilisés pour détecter et reconstruire les traces d'au moins deux particules provenant de la même interaction. L'information sur la position du faisceau est fournie par un hodoscope de faisceau placé en amont de la cible. Les premiers résultats montrent, du point de vue géométrique, que pour des grands angles la reconstruction d'un point d'interaction dans la direction longitudinale est simplifiée. Cependant, les protons sont moins énergétiques et subissent plus la diffusion et la statistique est plus faible. Il y a donc un optimum à trouver et, actuellement, le choix s'oriente vers des angles de détection compris entre 20 et 30°.

L'application de cette technique aux faisceaux de protons est plus délicate. En effet, seuls les noyaux des atomes de la cible fragmentent et produisent des protons. Ces protons secondaires peuvent-être émis avec une énergie maximale donnée par l'énergie des protons du faisceau primaire. Il y a donc une très faible chance que ces protons sortent du patient

et soient ensuite détectés.

Chapitre 2

Etudes expérimentales

2.1 Mesures dédiées à la détection des photons γ prompts

Comme cela a déjà été évoqué dans le premier chapitre, lors d'une irradiation, une partie des ions subit des collisions noyau-noyau. Ces réactions conduisent à l'émission de γ prompts, de neutrons et de particules chargées. La figure 2.1 est une simulation Geant4 représentant, pour des ions ^{12}C arrêtés dans une cible d'eau, les rendements des réactions nucléaires ainsi que les rendements d'émissions des γ prompts, des neutrons, des protons et des α en fonction de la profondeur de cible irradiée. Les rendements des collisions nucléaires représentent la position des réactions nucléaires selon l'axe z et les rendements d'émissions correspondent aux points d'émission des γ prompts et des particules légères en fonction de l'axe z. Ces quantités sont exprimées en nombre d'occurrences par ion incident et par millimètre. On observe que le taux de production des γ prompts chute au niveau du pic de Bragg, lorsque le faisceau est complètement arrêté dans la cible. L'émission de γ prompts émis en aval du pic de Bragg provient des collisions nucléaires inélastiques secondaires principalement induites par les neutrons (voir le chapitre 3).

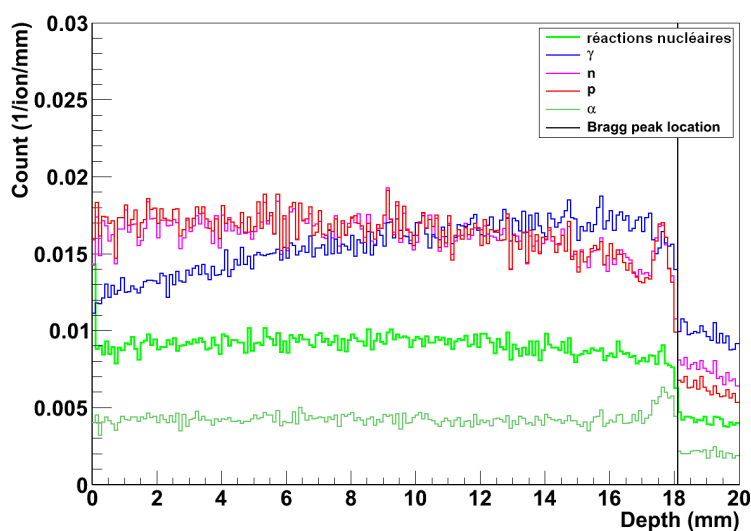


Figure 2.1 – Spectre représentant le rendement des réactions nucléaires ainsi que les rendements des γ prompts, des neutrons, des protons et des α en fonction de la profondeur de cible. Simulation Geant4 (Version 9.2 et modèle Binary Cascade) d'un faisceau de 10^4 ions ^{12}C de 310 MeV/u irradiant une cible d'eau. La position du pic de Bragg est indiquée par une droite.

Depuis 2007, quatre expériences ont été réalisées avec des faisceaux d'ions carbone au GANIL ($^{13}\text{C}^{6+}$ de 73 MeV/u, $^{12}\text{C}^{6+}$ de 95 MeV/u) et au GSI ($^{12}\text{C}^{6+}$ à 300 et 310 MeV/u). L'objectif de ces expériences a été de mettre en évidence la corrélation entre le parcours des ions primaires et le profil d'émission des photons γ prompts afin d'étendre l'étude réalisée sur faisceau de protons (Min et al. [67]).

2.1.1 Dispositif expérimental

2.1.1.1 Présentation du système de détection

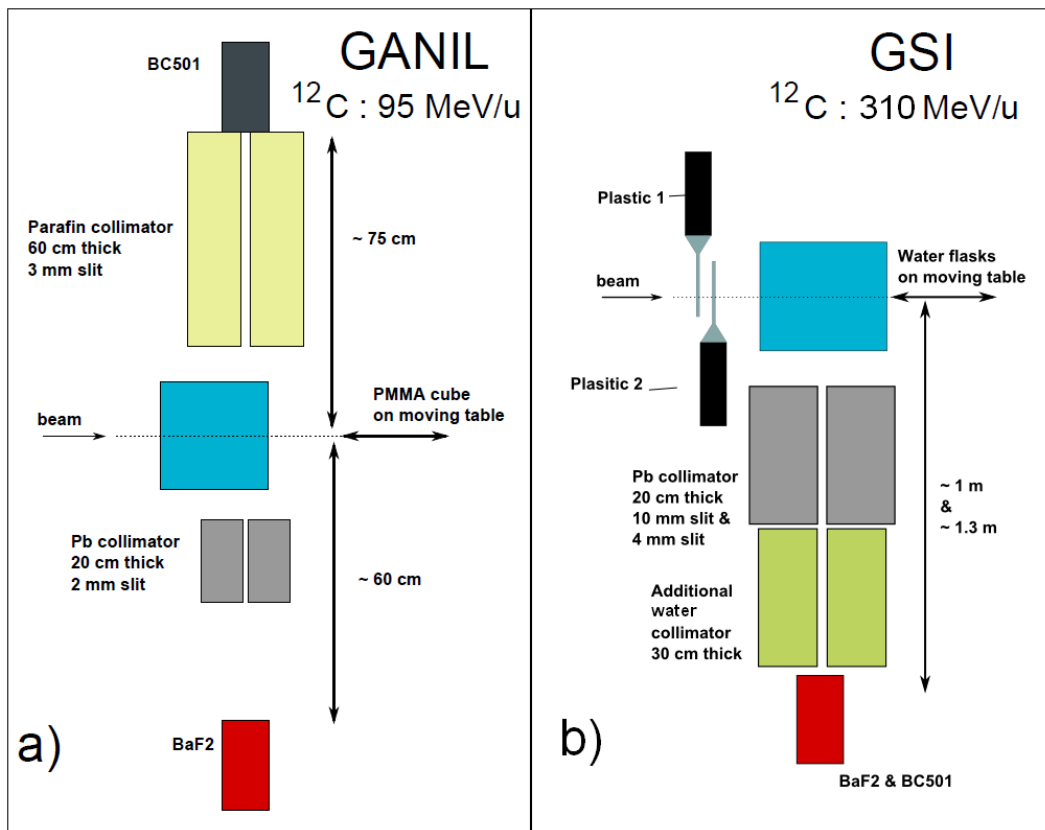


Figure 2.2 – Schéma du dispositif expérimental utilisé lors des expériences au GANIL (a) et au GSI (b).

La figure 2.2 représente les différentes configurations du dispositif lors des quatre expériences. La géométrie utilisée au GANIL est représentée à gauche (a) et celle du GSI à droite (b). Dans les deux cas, le dispositif est composé d'un système de détection collimaté placé à 90° de la ligne de faisceau afin de déterminer le point d'émission des photons γ prompts en fonction de la profondeur de pénétration du faisceau dans la cible. Lors des expériences au GSI, le faisceau d'ions irradiait une cible constituée de 6 bouteilles d'eau de 12 cm de large, 20 cm de haut et 3,5 cm de profondeur chacune (soit une profondeur totale de 21 cm). Le détecteur utilisé pour détecter les γ prompts était un scintillateur BaF₂ de 9 cm de diamètre et 16 cm de longueur placé à 135 cm de la ligne de faisceau derrière un collimateur en plomb de 20 cm d'épaisseur (placé à 22 cm et 10 cm de l'axe du faisceau pour la première et la deuxième expérience respectivement). Le scintillateur BaF₂ a été sélectionné pour sa grande efficacité pour détecter les photons γ (Z élevé du baryum)

et pour son excellente résolution temporelle. Dans le cas du GANIL, la cible irradiée était un cube de PMMA de 5 cm de côté et un scintillateur NaI(Tl) de 5 cm de diamètre et 5 cm d'épaisseur a été utilisé pour la première expérience puis remplacé par le scintillateur BaF₂. Les distance entre l'axe du faisceau et le scintillateur et entre l'axe du faisceau et le collimateur étaient respectivement de 60 cm et 15 cm. Un blindage en plomb a été ajouté afin de réduire le bruit venant des γ diffusés par l'environnement. Au GSI, où le bruit induit par les neutrons était plus important, un collimateur neutron constitué de bouteilles d'eau a été placé entre le collimateur en plomb et le scintillateur. Lors des deux expériences du GSI et la seconde expérience au GANIL, un scintillateur organique liquide BC501 de 5 cm de diamètre et de 15 cm de longueur a été utilisé pour sa bonne efficacité de détection des neutrons et sa capacité à discriminer le signal induit par les neutrons du signal induit par les γ par l'analyse en forme du signal. Cette technique a été testée en complément de la technique du temps de vol.

Le tableau 2.1 résume les paramètres principaux des différentes expériences.

	GANIL		GSI	
	2007	2008	2008	2009
Ion	¹³ C		¹² C	
Energie (MeV/u)	73	95	300	310
Cible	PMMA	PMMA	Eau	Eau
Dimension de la cible (cm ³)	10×10×10	5×5×5	12×20×21	12×20×21
Parcours (mm)	14	20	170	180
Intensité (pps)	≈10 ⁹		≈10 ⁵	
Détecteur	NaI	BaF ₂		
Distance faisceau-scintillateur (cm)	60		100	135
Fente de collimation (mm)	2		10	4
Epaisseur de collimation (cm)	20			
Distance faisceau-collimateur (cm)	15		22	10

Table 2.1 – Principaux paramètres des expériences réalisées au GSI et au GANIL.

La figure 2.3 montre une photo du dispositif expérimental installé lors de la première expérience au GANIL.

Mesure de la fluence des ions

Pour connaître le nombre de γ détectés dans le détecteur par ion incident, il est nécessaire de connaître le nombre d'ions incidents durant l'irradiation. Deux techniques différentes sont utilisées selon que l'on se trouve au GSI ou au GANIL. Au GSI, le nombre d'ions incidents a été obtenu à partir des plastiques scintillateurs interceptant le faisceau, visibles sur la figure 2.2, qui détectaient les ions un par un. Ces plastiques ont aussi fourni l'information temporelle du passage des ions nécessaire pour la technique du temps de vol (cf. paragraphe 2.1.1.2). Au GANIL, un scintillateur NaI(Tl) (de 7,5 cm de longueur et de diamètre) est placé à environ un mètre de la cible pour fournir un nombre de coups proportionnel au nombre d'ions incidents. L'étalonnage du détecteur NaI(Tl) est effectué à des intensités de plusieurs nanoampères avec une cage de Faraday (CF44) qui fait partie du système de contrôle. La figure 2.4 présente une courbe d'étalonnage avec l'intensité du faisceau d'ions ¹²C en fonction du taux de comptage détecté par le NaI(Tl). On voit que

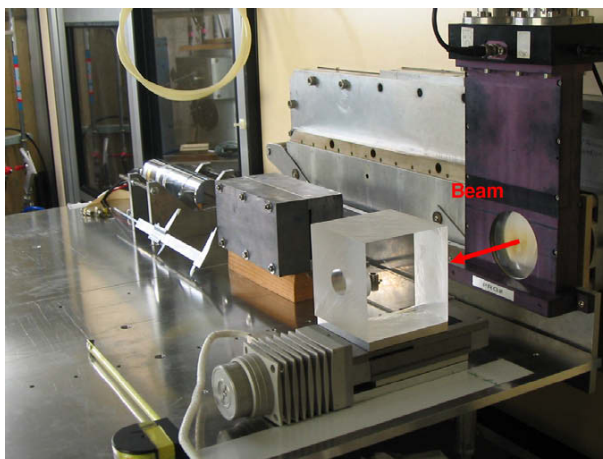


Figure 2.3 – Principaux éléments du dispositif expérimental. Le système de détection, composé d'un scintillateur et d'un collimateur en plomb, observe la cible dans une direction normale au faisceau. La cible est placée sur une table de translation permettant des mesures à différentes positions suivant l'axe du faisceau. Dans la pratique, davantage de blindage en plomb a été utilisé.

pour ce domaine d'intensité, la relation entre l'intensité du faisceau et le taux de comptage du détecteur NaI(Tl) est bien linéaire. À noter que l'incertitude systématique sur la mesure du courant obtenue par la cage de Faraday est de l'ordre de 20 %. En ce qui concerne l'influence du dispositif expérimental sur le taux de comptage du détecteur NaI, nous avons vérifié que cette influence est négligeable lorsque la cible de PMMA (qui arrête le faisceau) est déplacée par la table de translation. En revanche, nous avons des raisons de penser qu'une variation importante du volume de matériau sur la table d'expérience conduit à une variation sensible du taux de comptage du détecteur NaI pour une intensité de faisceau donné. Cet effet sera mentionné dans la section 2.1.3.2.

Structure du faisceau

Dans le cas du GSI, un accélérateur linéaire (UNILAC) est utilisé pour injecter les ions dans le synchrotron. Les ions accélérés jusqu'à environ $0,2 c$ sont injectés dans le synchrotron où ils peuvent être accélérés jusqu'à $0,9 c$. Lorsque le synchrotron est rempli, le faisceau d'ions peut être extrait. Un mode d'extraction continu a été utilisé (environ 8 s d'extraction toutes les 10 s) lors de nos expériences. Le faisceau a été maintenu à faible intensité (quelques 10^5 pps). Dans le cas du GANIL, c'est un cyclotron qui est utilisé. Les ions sont accélérés par paquets, suivant un cycle donné par le signal Haute-Fréquence (HF) du cyclotron. Au cours de nos expériences, la structure temporelle du faisceau était constituée de paquets d'ions de 1 ns arrivant toutes les 80 ns.

2.1.1.2 Technique du temps de vol

Pendant l'irradiation, une quantité importante de neutrons est produite comme le montre la figure 2.1. La capacité à discriminer le signal induit par les neutrons du signal induit par les photons γ est un point crucial pour la détection des photons γ prompts. Lors de la première expérience de détection des photons γ prompts sur faisceau de protons (Min et al. [67]) un blindage massif a été utilisé pour atténuer le signal induit par les neutrons. Afin de réduire l'encombrement du système de détection, la technique du temps de vol est utilisée lors de nos expériences. En effet, l'éloignement du détecteur permet de séparer le

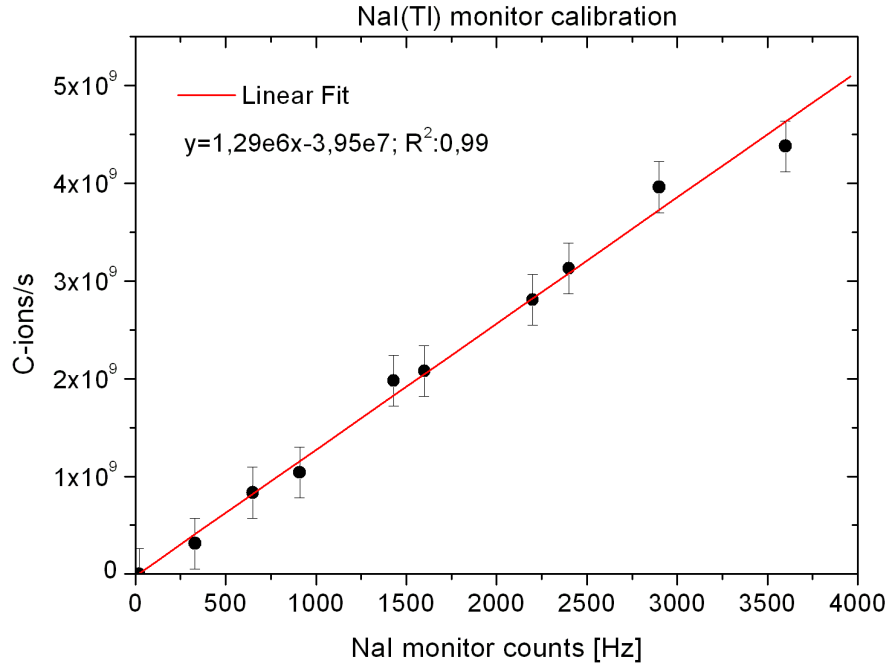


Figure 2.4 – Intensité du faisceau en fonction du taux de comptage détecté par le détecteur NaI(Tl). Les barres d'erreurs correspondent à l'incertitude sur la mesure du courant obtenue avec la cage de Faraday (0,5 nA).

signal induit par les neutrons dans le scintillateur quelques nanosecondes après le signal induit par les photons γ prompts. Dans toutes les expériences le signal de déclenchement (*start*) du temps de vol est donné par la détection d'une particule dans le détecteur. Le signal de *stop* est fourni au GANIL par le signal Haute-Fréquence (HF) du cyclotron. Au GSI deux plastiques scintillateurs, interceptant le faisceau de basse intensité, ont fourni le signal de *stop* pour le temps de vol.

2.1.2 Traitement des données expérimentales

Une fois les données enregistrées, deux traitements successifs sont réalisés afin de sélectionner le signal des photons γ prompts et discriminer les signaux induits par les neutrons et les γ diffusés : une sélection en énergie et une sélection en temps. Ces traitements ont été réalisés avec le logiciel d'analyse de données ROOT [76].

2.1.2.1 Coupure en énergie

Les figures 2.5 et 2.6 représentent, respectivement, les spectres de temps de vol mesurés au GANIL avec un faisceau d'ions ^{12}C de 95 MeV/u irradiant une cible de PMMA et au GSI avec un faisceau d'ions ^{12}C de 310 MeV/u irradiant une cible d'eau. Les spectres sont obtenus, respectivement, sans sélection sur le dépôt d'énergie dans le détecteur (en haut), en appliquant une sélection avec un seuil de 2 MeV (au milieu) puis une sélection avec un seuil de 4 MeV (en bas). Cette sélection correspond à un dépôt d'énergie équivalent γ puisque l'étalonnage en énergie a été effectuée avec une source de photons γ (^{60}Co : $E_\gamma = 1,17$ et $1,33$ MeV).

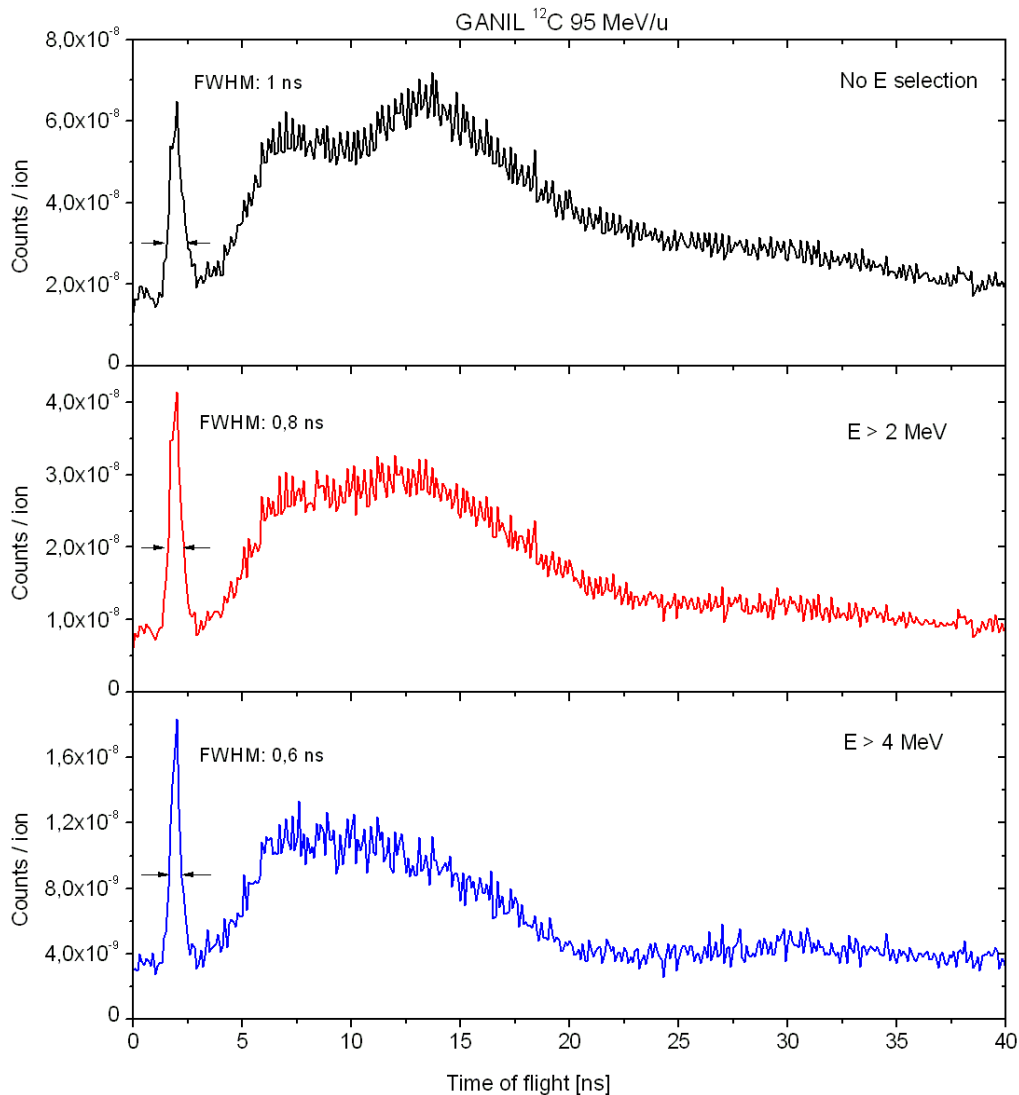


Figure 2.5 – Spectres de temps de vol mesurés au GANIL avec un faisceau d'ions ^{12}C de 95 MeV/u irradiant une cible de PMMA. Les spectres sont obtenus sans sélection sur le dépôt d'énergie dans le détecteur (haut), en appliquant une sélection avec une seuil de 2 MeV (milieu) puis de 4 MeV (bas). Le binning utilisé est de 0,1 ns/bin. Spectres tirés de la thèse de M. Testa [77].

Pour chaque spectre, l'origine des temps correspond au moment où le faisceau atteint la cible ; le moment où le faisceau rentre dans la cible est déterminé à partir de la position du pic de γ prompts détecté et du temps mis par les γ prompts pour parcourir la distance entre la cible et le détecteur. Au GANIL, le pic des photons γ prompts apparaît centré sur un temps de vol de 2 ns tandis qu'il apparaît autour de 4 ns au GSI. Dans les deux cas, ce pic ressort mieux du bruit de fond lorsque le seuil en énergie de la sélection augmente car les dépôts de faible énergie sont dominés par les neutrons et les γ diffusés. L'importance de la sélection en énergie est clairement visible sur les spectres obtenus au GSI où le faisceau d'ions, de plus haute énergie, produit des neutrons en plus grand nombre. Une coupure trop haute en énergie diminue, cependant, les taux de comptage. Comme le montrent les spectres, entre la sélection à 2 MeV et la sélection à 4 MeV, plus de la moitié du signal

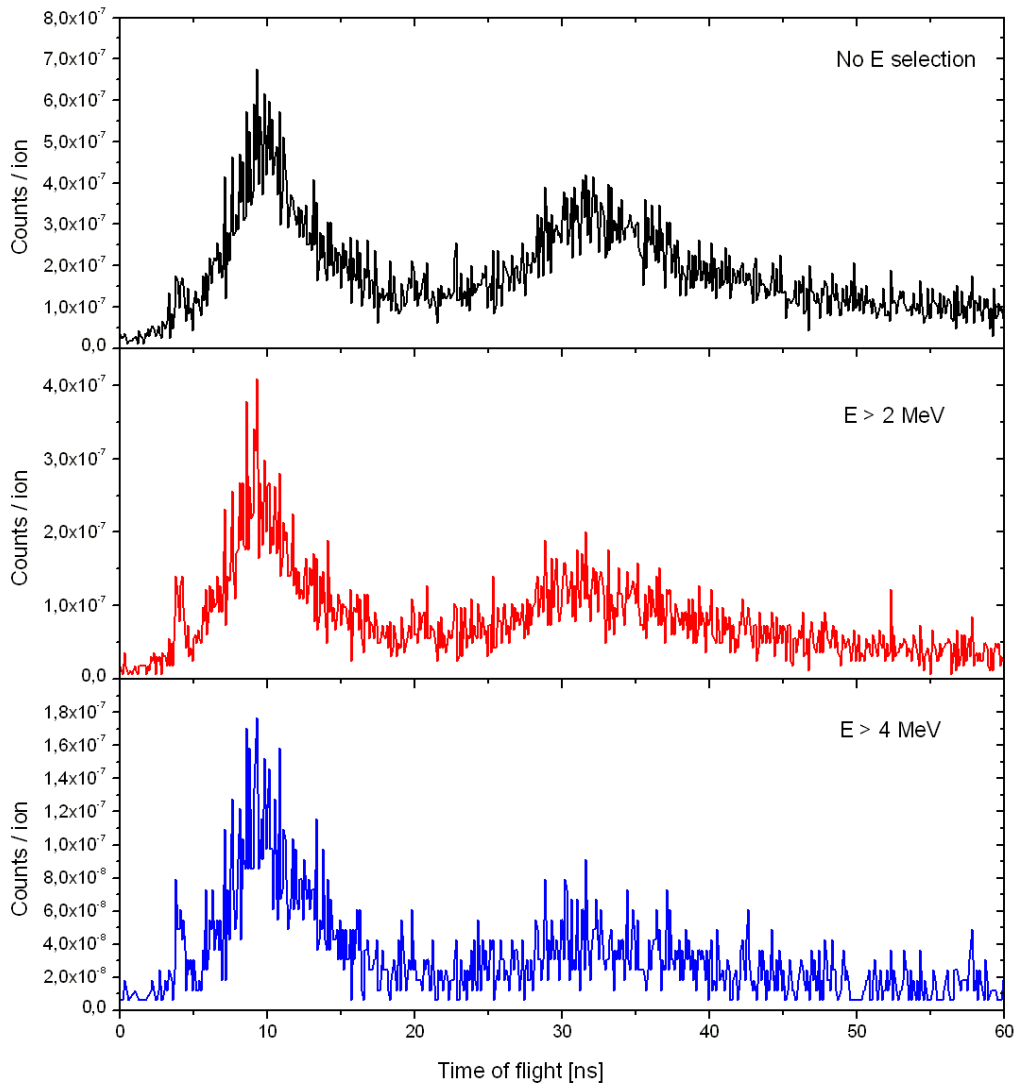


Figure 2.6 – Spectres de temps de vol mesurés au GSI avec un faisceau d'ions ^{12}C de 310 MeV/u irradiant une cible d'eau. Les spectres sont obtenus sans sélection sur le dépôt d'énergie dans le détecteur (haut), en appliquant une sélection de 2 MeV (milieu) puis de 4 MeV (bas). La sélection correspond à un dépôt d'énergie équivalent γ . Le binning utilisé est de 0,1 ns/bin. Spectres tirés de la thèse de M. Testa [77].

induit par les γ prompts est perdue. C'est pourquoi, lorsque le BaF_2 est utilisé, une sélection de 2 MeV est choisie car elle permet d'obtenir un bon compromis entre la statistique de comptage des γ prompts et une discrimination efficace des signaux induits par les neutrons, les γ diffusés et les γ produits par les électrons. Lors de la première expérience réalisée au GANIL, un détecteur $\text{NaI}(\text{Tl})$ de 2" a été utilisé. Dans ce cas la sélection était de 1 MeV, seuil pour lequel nous avons obtenu le meilleur rapport signal sur bruit tout en conservant une statistique satisfaisante.

2.1.2.2 Sélection en temps : spectres de temps de vol

Les spectres de temps de vol (figure 2.5 et figure 2.6) montrent que la composante induite par les neutrons arrivant quelques nanosecondes après le pic de γ prompts est plus importante sur les spectres du GSI. La cause de ce phénomène a déjà été évoqué dans la section précédente et tire son origine de l'énergie du faisceau incident : la proportion d'ions incidents qui fragmentent sur les 17 cm de parcours de l'expérience du GSI est 5 fois plus importante que lors de l'expérience réalisée avec le faisceau de plus basse énergie du GANIL. Cela conduit donc à une émission beaucoup plus importante de neutrons. Pour sélectionner le pic γ prompts, une fenêtre en temps de 1,5 ns centrée sur le pic prompt a été utilisée dans le cas du scintillateur BaF₂ *i.e.* entre 1,25 et 2,75 ns au GANIL et entre 3,25 et 4,75 ns au GSI. Dans le cas du NaI(Tl), la fenêtre sélectionnée est plus large (10 ns) car sa résolution temporelle est moins bonne que celle du BaF₂.

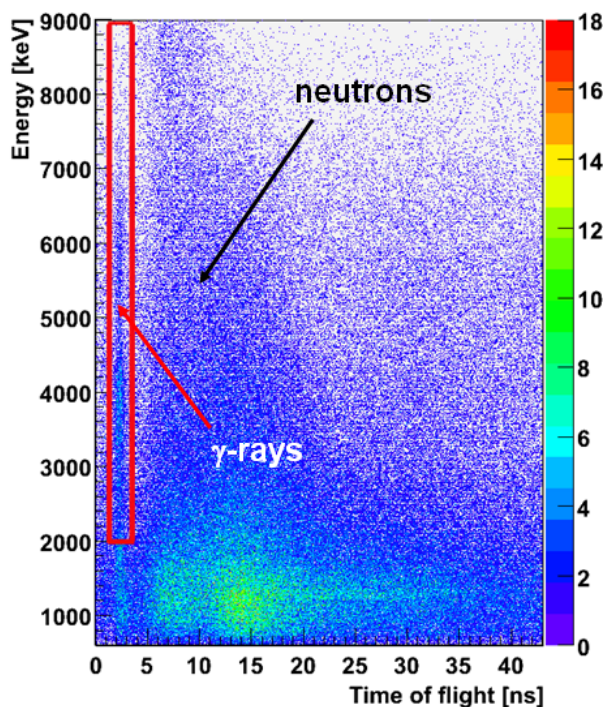


Figure 2.7 – Spectre d'énergie déposée dans le scintillateur (unité = énergie équivalente γ) en fonction du temps de vol mesuré avec le détecteur BaF₂ lors de la seconde expérience réalisée au GANIL (tableau 2.1). Le rectangle rouge représente les sélections en énergie et en temps nécessaires pour sélectionner la composante des γ prompts. La sélection correspond à un dépôt d'énergie équivalent γ .

La figure 2.7 montre un spectre typique d'énergie déposée dans le scintillateur en fonction du temps de vol. Les sélections en temps et en énergie utilisées sont représentées par le rectangle rouge et mettent en évidence le signal induit par les photons γ prompts. Après sélection, le signal utile ne représente plus que 1 à 2 % du signal total détecté par le scintillateur.

La figure 2.8 représente des spectres de temps de vol obtenus au GANIL lors de l'irradiation d'une cible de PMMA par un faisceau d'ions ¹³C de 73 MeV/u. Les spectres ont été mesurés pour deux profondeurs de cible : au milieu du parcours des ions (bleu) et derrière le pic de Bragg (rouge). Pour chaque position, deux sélections en énergie ont été effectuées : $E > 1$ MeV (lignes continues) et $E < 1$ MeV (lignes en pointillés). En appliquant

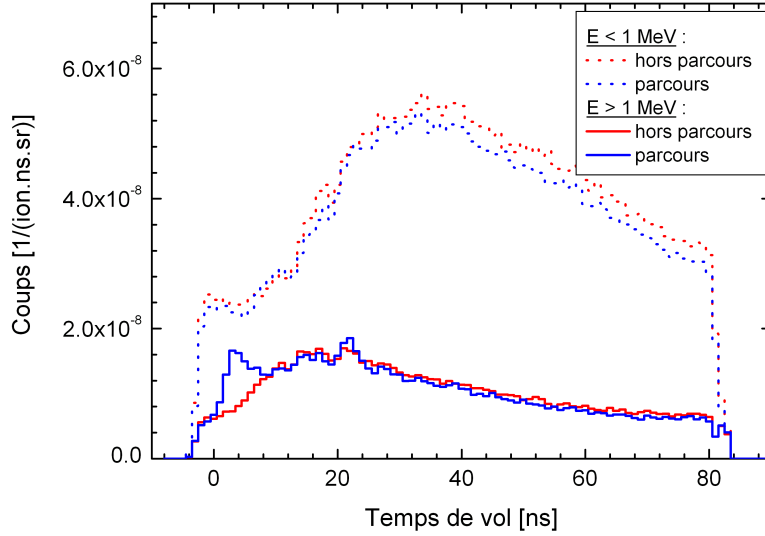


Figure 2.8 – Spectres de temps de vol obtenus pour l’irradiation d’une cible de PMMA par un faisceau d’ions ^{13}C de 73 MeV/u. Les mesures ont été réalisées dans la parcours (rouge) et hors du parcours (bleu). Les spectres de temps de vol ont été obtenus pour deux sélections sur le dépôt d’énergie : $E < 1$ MeV (lignes continues) et $E > 1$ MeV (lignes en pointillés). La sélection correspond à un dépôt d’énergie équivalent γ . L’origine du temps de vol est arbitraire

une sélection en énergie supérieure à 1 MeV, le pic de γ prompts est clairement visible sur la mesure réalisée dans le parcours et n’apparaît pas hors du parcours. Avec la sélection en énergie inférieure à 1 MeV, l’information sur le pic de γ prompts disparaît et les deux mesures réalisées dans le parcours et derrière le pic de Bragg sont très proches.

Mesure à différents angles et soustraction du bruit de fond

Lors de la première expérience réalisée au GANIL, des mesures à différents angles ont été effectuées. La figure 2.9 représente le dispositif de détection dans les trois positions de mesure, pour des angles de 60° , 90° et 120° par rapport à l’axe du faisceau. Ces mesures ont été effectuées à une profondeur fixée de 8 mm dans la cible ce qui correspond à une mesure proche du milieu du parcours.

La figure 2.10 représente les spectres de temps de vol mesurés pour les trois angles ($\theta = 60^\circ$, 90° et 120°) après une sélection $E > 1$ MeV sur le dépôt d’énergie. Les spectres de temps de vol, correspondant au pic de γ prompts obtenu après soustraction du bruit de fond, sont représentés dans l’encart.

La figure 2.8 pourrait laisser penser que ce pic de γ prompts pourrait être obtenu en faisant la soustraction du spectre de temps de vol (ligne continue bleue) avec le pic prompt par le spectre de bruit de fond est obtenu hors parcours (ligne continue rouge). En pratique, cette méthode n’est pas applicable systématiquement car le spectre de temps de vol du bruit de fond (qui est dominé par les neutrons) varie en fonction de la position de la cible (dans le cas de la mesure des rendements de gamma prompts en fonction de la profondeur de cible traversée) ou de la position du détecteur (dans le cas de mesures à différents angles). Nous avons donc choisi de modéliser le bruit de fond dans la fenêtre de temps de vol correspondant au γ prompts par une interpolation linéaire entre les 2

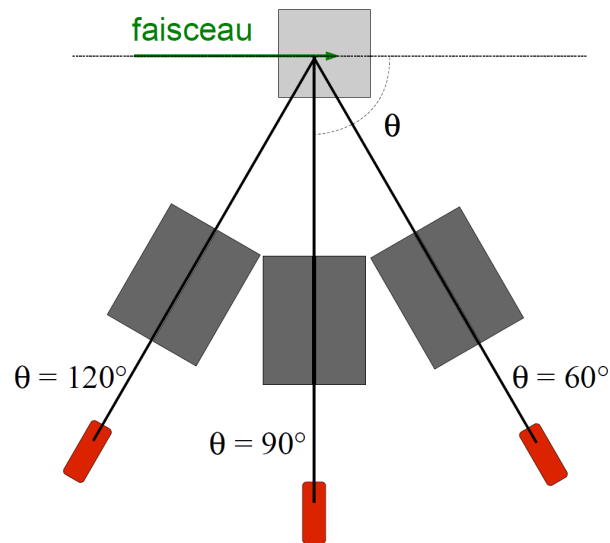


Figure 2.9 – Schéma du dispositif de mesure à 3 angles de détection ($\theta = 120^\circ, 90^\circ$ et 60°) pour une position longitudinale $z = 8$ mm.

bornes de cette fenêtre de temps de vol. Le taux net de γ prompts dans un spectre de temps de vol est donc obtenu par la différence entre le nombre d'événements du spectre avec le pic de γ prompts et celui du spectre interpolé dans la fenêtre de temps de vol. On observe que la composante induite par les neutrons diminue avec l'angle de détection θ : à $\theta = 60^\circ$, le taux est deux fois plus important que celui mesuré à $\theta = 90^\circ$ et 3 fois plus important qu'à $\theta = 120^\circ$. En effet, la grande majorité des neutrons que l'on détecte sont relativement rapides et proviennent du projectile. Ils sont donc émis préférentiellement dans des directions proches de la direction du faisceau. De plus, on observe que le maximum de la distribution temporelle des neutrons augmente avec l'angle de détection : plus l'angle à l'émission est important et plus faible est l'énergie cinétique moyenne des neutrons. Si on observe les photons, les taux mesurés à $\theta = 60^\circ$ et 120° sont proches si l'on considère les incertitudes expérimentales. Pour $\theta = 90^\circ$, le taux mesuré est légèrement plus faible. Ceci peut être en partie attribué à une augmentation du champ de vue lorsque le détecteur est écarté de l'angle de détection à $\theta = 90^\circ$. Le rapport signal sur bruit est nettement meilleur pour $\theta = 120^\circ$ (vers l'arrière). Cette étude a mis en évidence qu'une détection à un angle « arrière » permet une meilleure discrimination du signal neutron. Cela fait partie des différentes études réalisées afin d'optimiser le détecteur collimaté.

2.1.2.3 Discrimination en forme du signal

Afin de discriminer le signal induit par les photons γ du signal induit par les neutrons, une autre technique, la discrimination en forme du signal (*Pulse Shape Discrimination*), a été étudiée. La forme du signal produit dans le scintillateur organique liquide (BC501) dépend de la nature de la particule ou du rayonnement détecté. Les rayonnements fortement ionisants (comme les neutrons) excitent des états dont le temps de désexcitation est plus long que dans le cas des rayonnements faiblement ionisants (comme les photons γ). Ainsi, le signal induit par les neutrons dure plus longtemps que celui induit par les photons γ . Il est alors possible de les séparer en appliquant, par exemple, la méthode de comparaison de charges [78] qui consiste à intégrer, au moyen d'un module convertisseur analogique-numérique de la charge QDC (*charge integrating analog to digital converter*), le signal de

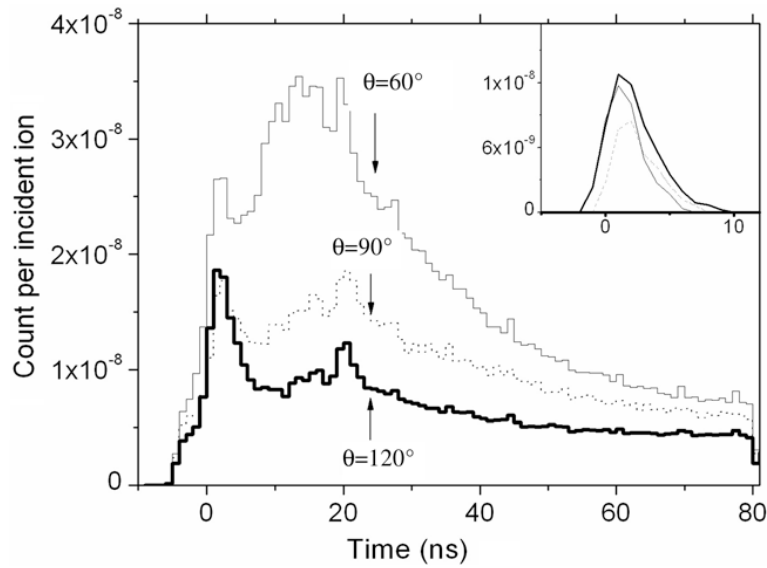


Figure 2.10 – Spectres de temps de vol mesurés à 3 angles de détection ($\theta = 60^\circ$, 90° et 120°) pour une position longitudinale $z = 8$ mm et une sélection $E > 1$ MeV sur le dépôt d'énergie. L'insert correspond au spectre de temps de vol des photons obtenu après soustraction du bruit de fond. La sélection correspond à un dépôt d'énergie équivalent γ .

l'anode du scintillateur BC501 sur deux portes d'intégration de 300 ns chacune décalées de 35 ns l'une par rapport à l'autre. La figure 2.11 représente, à gauche, la forme des deux signaux obtenus, ainsi que les deux portes d'intégration utilisées (totale et retardée). La figure 2.11 représente, à droite, un exemple de discrimination en forme du signal obtenu pendant l'irradiation d'une cible de PMMA par un faisceau d'ions ^{12}C de 95 MeV/u. Les signaux en dessous du canal 100 saturent, c'est pourquoi nous ne les avons pas fait apparaître sur la figure. Les signaux induits par les neutrons et les photons γ sont distribués autour de deux droites facilement identifiables. La distribution de points correspondant aux signaux neutrons est visible au-dessus de la distribution correspondant aux signaux γ . Une explication plus détaillée de la technique est disponible dans la thèse de M. Testa [77].

En sélectionnant les coups détectés par le BC501 correspondant aux signaux induits pas les γ , on obtient les spectres de temps de vol correspondant aux γ . De la même manière, on obtient le spectre de temps de vol conditionné par le signal induit par les neutrons. La figure 2.12 représente le spectre de temps de vol total obtenu par le BaF₂ (à gauche) et les spectres de temps de vol des γ prompts et des neutrons obtenus par le BC501 (à droite). Le spectre de temps de vol du BaF₂ correspond à une sélection sur l'énergie déposée « équivalent γ » $E > 2$ MeV tandis que les spectres BC501 sont réalisés avec une sélection comprise entre 500 keV et 2 MeV. $E = 500$ keV correspond à l'énergie à partir de laquelle on commence à séparer les γ prompts des neutrons et $E = 2$ MeV correspond à un phénomène de saturation du module QDC.

À cause de la faible statistique de comptage, le pic de γ prompts n'apparaît pas sur le spectre de temps de vol des photons γ du BC501. Les deux structures présentes sur le spectre de temps de vol du BaF₂ correspondent à deux signaux γ sur le spectre de temps de vol du BC501. Le spectre de temps de vol des neutrons peut être considéré comme plat entre 0 et 50 ns. L'origine de la première bosse provient vraisemblablement de photons γ produits lors de réactions inélastiques se produisant dans le collimateur et induites par des neutrons de la cible. La seconde bosse arrivant 20 ns plus tard correspond probablement à

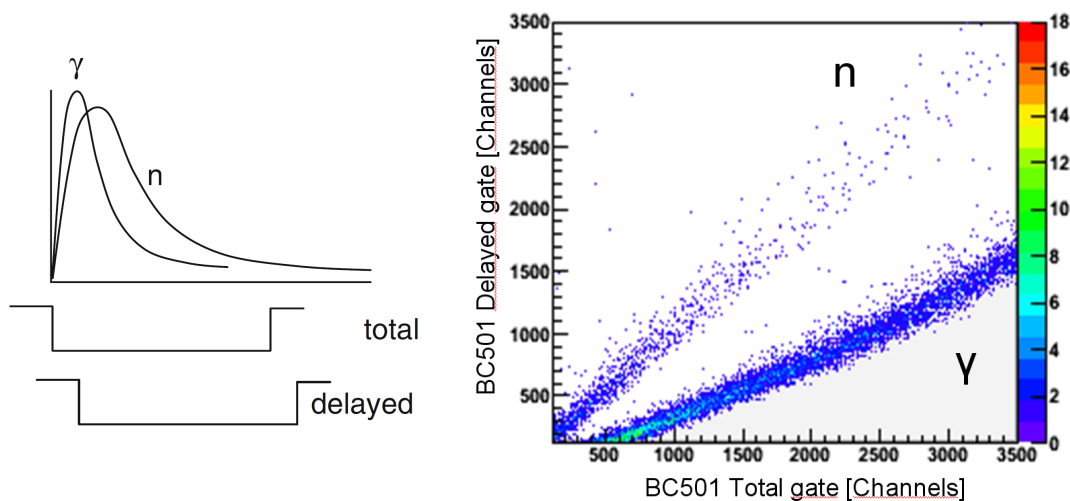


Figure 2.11 – Principe de l’analyse en forme des signaux induits par des γ et des neutrons détectés par le BC501 (à gauche). Les portes totale et retardée permettent la discrimination en forme du signal (à droite) obtenu pendant l’irradiation d’une cible de PMMA par un faisceau d’ions ^{12}C de 95 MeV/u.

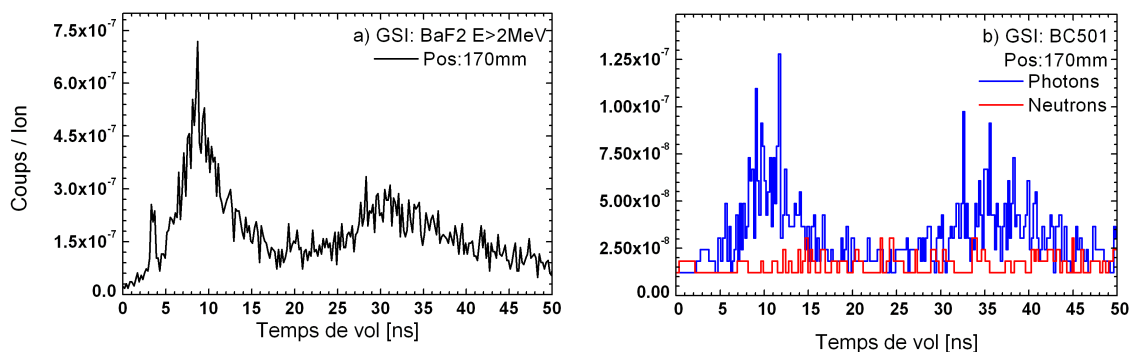


Figure 2.12 – Spectres de temps de vol mesurés au GSI pour un faisceau d’ions ^{12}C 310 MeV/u. Le spectre mesuré par le BaF₂ est représenté à gauche et les spectres γ prompts et neutrons mesurés par le BC501 sont représentés à droite. Le binning utilisé est de 0,2 ns/bin pour le spectre obtenu avec le détecteur BaF₂ et de 0,5 ns/bin pour le détecteur BC501.

des γ diffusés par l’environnement de la salle d’expérience (murs de béton). L’origine des signaux détectés fait également l’objet d’une étude par simulations Geant4, présentée dans la section 3.2.3.4.

2.1.3 Corrélation entre l’émission des photons γ prompts et le parcours des ions

Dans chaque expérience, les mesures de détection de γ prompts sont effectuées pour différentes profondeurs dans la cible, le long du parcours des ions, mais également en amont de la cible et en aval du pic de Bragg.

2.1.3.1 Rendement de γ prompts en profondeur

Afin de mettre clairement en évidence la corrélation entre le parcours des ions dans la cible et la détection des photons γ prompts, il est utile de représenter la distribution de γ détectés, *i.e.* le nombre de photons γ présent dans le pic « prompt » des spectres de temps de vol, en fonction de la profondeur de cible. Ce nombre est obtenu en intégrant pour chaque position le signal détecté, correspondant au pic total, après avoir appliqué les sélections en temps ($1,25 \text{ ns} < t < 2,75 \text{ ns}$ pour le GANIL et $3,25 \text{ ns} < t < 4,75 \text{ ns}$ pour GSI) et en énergie ($E > 2 \text{ MeV}$) définies dans les sections 2.1.2.1 et 2.1.2.2. Les caractéristiques du système de détection sont données dans la table 2.1.

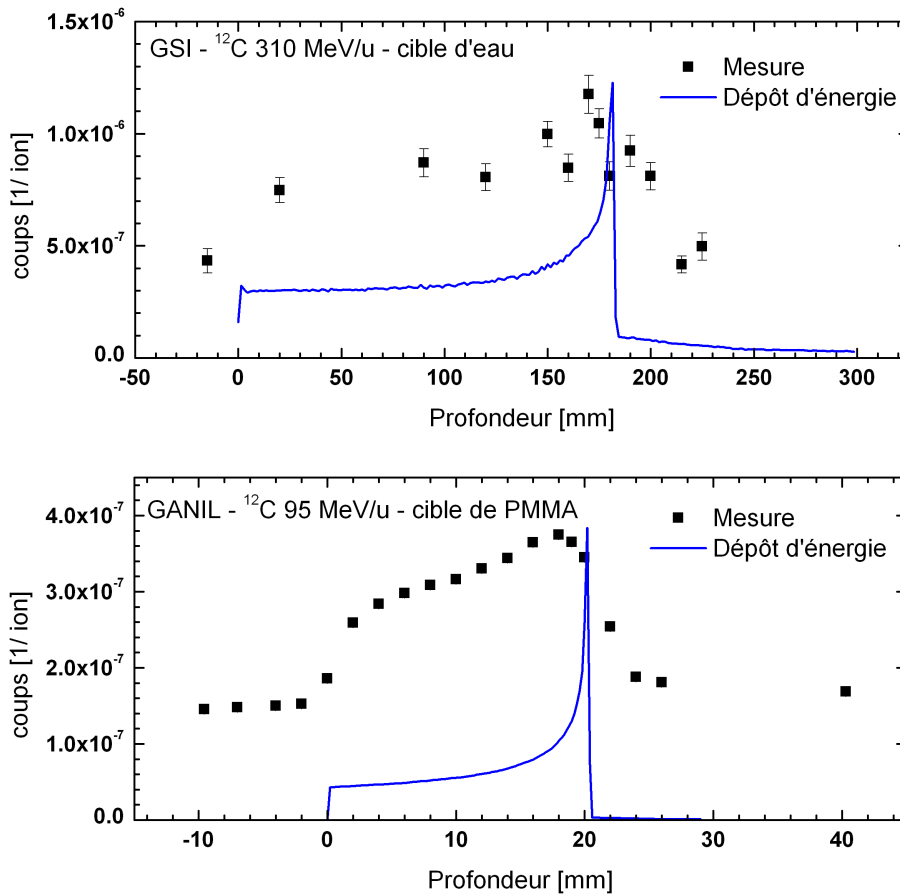


Figure 2.13 – Distributions de γ prompts en fonction de la profondeur de cible, mesurées au GSI (en haut) lors de l’irradiation d’une cible de PMMA par un faisceau d’ions ^{12}C de 310 MeV/u et au GANIL (en bas) avec un faisceau ^{12}C de 95 MeV/u irradiant une cible d’eau. Pour chaque expérience, la simulation Geant4 du dépôt d’énergie des ions dans la cible est indiquée par la courbe bleue.

La figure 2.13 montre ces distributions de γ prompts en fonction de la profondeur de cible, mesurés au GSI (en haut) sur un faisceau d’ions ^{12}C de 210 MeV/u et au GANIL (en bas) sur un faisceau d’ions ^{12}C de 95 MeV/u. Les courbes des dépôts d’énergie correspondant à chaque expérience, simulées par Geant4, sont représentées en bleu. L’origine de l’axe des abscisses correspond à l’instant d’arrivée des ions sur la cible. Afin de montrer le rapport signal sur bruit, le bruit de fond n’a pas été soustrait et est d’environ 4×10^{-7} au GSI et $1,5 \times 10^{-7}$ au GANIL. Au GSI, chaque point est obtenu pour typiquement 10^8 ions, les

barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques. Elles ne permettent cependant pas d'expliquer les fluctuations entre les différentes mesures. Il est très probable qu'elles soient dues aux fluctuations importantes qui ont été observées dans le spectre de temps de vol du bruit de fond. Au GANIL, la statistique était plus importante (typiquement quelques 10^{10} ions pour chaque point), les barres d'erreurs statistiques sont trop petites pour apparaître sur la figure. Par ailleurs, le spectre de temps de vol du bruit de fond présentait beaucoup moins de fluctuations ce qui conduit à des profils de γ très lisses.

Pour chaque expérience, une corrélation est clairement visible entre le parcours des ions et la détection des γ prompts. Sur les deux profils, on observe une chute d'environ un facteur 2 du nombre des γ prompts détectés entre la position du pic de Bragg et les mesures réalisées quelques millimètres derrière. La fin du parcours des ions correspond à une augmentation des γ prompts détectés, dont l'origine provient à la fois de l'augmentation des sections efficaces de réaction et de la multiplicité des γ lors des réactions nucléaires à basse énergie. En effet, d'après la simulation présentée à la figure 2.1, le nombre total de réactions nucléaires (primaires et secondaires) est constant tout au long du parcours.

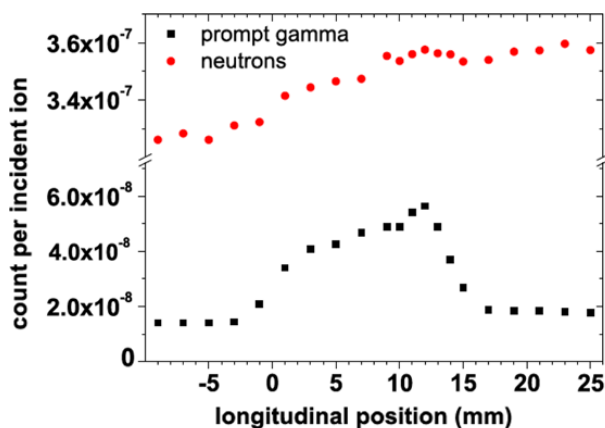


Figure 2.14 – Distributions de neutrons et de γ prompts détectés en fonction de la position longitudinale dans la cible. Mesures obtenues au GANIL pour un faisceau d'ions ^{13}C de 73 MeV/u irradiant une cible de PMMA.

La figure 2.14 représente les profils γ et neutrons obtenus avec un faisceau d'ions ^{13}C de 73 MeV/u irradiant une cible de PMMA. Le rendement des neutrons émis à 90° est obtenu en intégrant le spectre de temps de vol sur une fenêtre comprise entre 30 et 75 ns. Il ne présente pas de corrélation avec le faisceau et augmente lentement en fonction de la position longitudinale dans la cible. En effet, les neutrons n'étaient pas filtrés (pas de paraffine durant les mesures du profil en profondeur) et sont principalement émis vers l'avant. Ce profil neutron met en évidence la nécessité d'utiliser la technique du temps de vol pour sélectionner le signal induit par les γ prompts.

2.1.3.2 Influence de la taille de la cible

L'effet de la taille de la cible sur la détection de γ prompts a été étudié lors de la seconde expérience du GANIL. La figure 2.15 représente ces rendements obtenus pour trois cibles de tailles différentes : un cylindre de 5 cm de longueur dans l'axe du faisceau et 2 cm de diamètre, et deux cubes de 5 et 30 cm de côté. Les rendements sans sélection sur le dépôt d'énergie sont représentés à gauche et ceux avec une sélection $E > 2\text{MeV}$ sont représentés à droite. On constate que la diffusion et l'atténuation des γ prompts sont liées à la taille

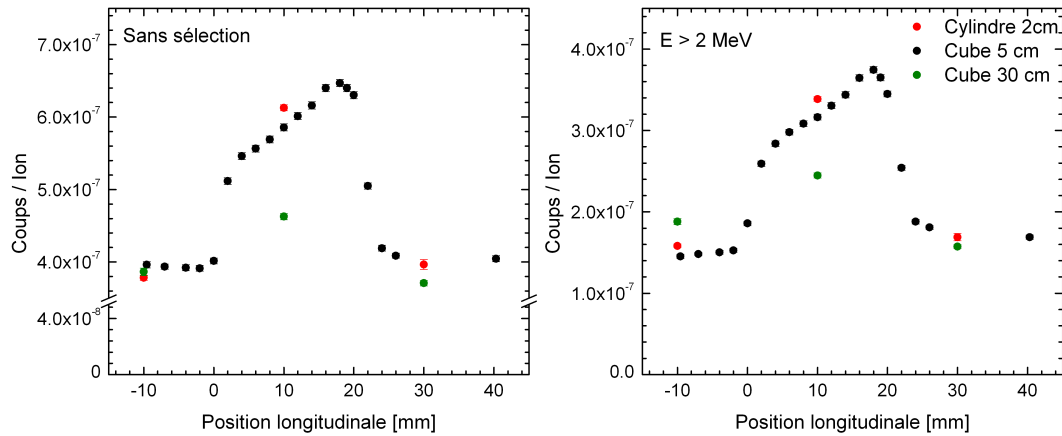


Figure 2.15 – Rendements de γ prompts détectés sans sélection (à gauche) et avec une sélection sur l'énergie déposée dans le détecteur $E > 2$ MeV (à droite) dans la cas de l'irradiation d'une cible d'eau par un faisceau d'ions ^{12}C de 95 MeV/u. Mesures effectuées avec 3 tailles de cible différentes. Les rendements ont été mesurés pour trois positions longitudinales : à 10 mm avant la cible, à 10 mm dans le parcours des ions et à 30 mm derrière le pic de Bragg.

de la cible : elles augmentent avec la taille de celle-ci. Le rendement de γ détectés à une profondeur de cible de 10 mm (dans le parcours) diminue fortement avec la grande cible ce qui a pour conséquence de réduire significativement le rapport signal sur bruit à la valeur 1,20, *i.e.* le rapport entre la mesure réalisée à 10 mm (dans le parcours) et celle réalisée à 30 mm (en dehors du parcours). Avec la sélection sur le dépôt d'énergie $E > 2$ MeV, on doit pouvoir améliorer ce rapport largement. Cependant, l'amélioration du rapport signal sur bruit n'est pas évidente sur la figure 2.15. Ceci est dû probablement au taux de comptage du détecteur NaI(Tl) (le « moniteur faisceau ») qui doit être sensible au volume de matériau placé sur la table d'expérience comme mentionné au paragraphe 2.1.1.1. Cet effet est mis en évidence avec la grande cible et une sélection $E > 2$ MeV.

2.2 Mesures de sections efficaces de fragmentation

Parallèlement aux mesures de rayons γ prompts évoquées dans la section précédente, nous avons participé à la réalisation de mesures de sections efficaces de fragmentation. Le but étant d'améliorer les modèles nucléaires des codes Monte Carlo. En effet, les codes de simulation déterministes, tels que TRiP [21, 23] et HIBRAC [79] sont utilisés pour calculer le transport des ions dans la matière lors des plans de traitement réalisés en hadronthérapie. Ces codes prennent en compte des données radiobiologiques et la modélisation des fragmentations nucléaires (et donc la modélisation des rayonnements secondaires). Ces codes analytiques parviennent assez bien à reproduire les données expérimentales telles que la distribution du dépôt d'énergie des ions dans la cible et ils sont assez rapides pour être utilisables en routine clinique. Cependant, ils atteignent leur limite de validité dans des conditions fortement hétérogènes. Dans ces conditions, les codes Monte Carlo sont plus adaptés. L'objectif est donc de valider les modèles des codes Monte Carlo pour tous les matériaux, pour qu'ils deviennent l'outil de référence. Dans ce contexte, les particules chargées sont, au même titre que les rayons γ prompts, des observables pertinentes pour valider les modèles de ces codes de simulation.

2.2.1 État de l'art

Dans le cas des codes Monte Carlo les plus grandes sources d'incertitudes sur la distribution du dépôt d'énergie des ions dans la cible, après l'incertitude sur le nombre d'ions carbone « consommés », proviennent des réactions noyau-noyau : des divergences importantes se produisent concernant les taux de production et la distribution des particules chargées et des fragments. Or, durant une irradiation, à 300 MeV/u, près de 50 % des ions du faisceau subissent une réaction de fragmentation. La production de fragments légers a pour conséquence la délocalisation de la dose entraînant l'irradiation des tissus sains. Des mesures de fragmentation avec des faisceaux d'ions ^{12}C ont été réalisées au Japon et en Allemagne. Dans les centres de traitement de Chiba et Hyogo plusieurs mesures de fragmentation ont été réalisées pour des faisceaux de 200 à 400 MeV/u irradiant une cible d'eau [80, 81]. Au GSI, des mesures similaires ont été effectuées [82, 74] : mesures de spectres en énergie, de distributions angulaires et de productions de particules chargées et de neutrons, pour un faisceau d'ions irradiant une cible d'eau.

Cependant, peu de données de sections efficaces de fragmentation d'ions légers sur cibles légères existent à basse énergie (entre 50 et 200 MeV/u). Dans ce domaine d'énergie, les valeurs utilisées dans les codes Monte Carlo sont extrapolées à partir des valeurs expérimentales obtenues à plus haute énergie. Afin de contraindre les modèles physiques utilisés dans la gamme d'énergie de l'hadronthérapie, il est nécessaire d'obtenir des données de fragmentation à basse énergie. C'est pourquoi, afin d'obtenir des données supplémentaires de sections efficaces de fragmentation, un programme de mesures a été proposé par une collaboration comprenant des équipes du Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC) de Caen, de l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) de Strasbourg et notre groupe de l'IPN Lyon. Une première expérience a été réalisée au GANIL en juin 2008 sur faisceau d'ions ^{12}C de 95 MeV/u irradiant une cible de PMMA. Notre groupe a eu pour tâche la mesure du nombre d'ions incidents pour chaque irradiation ainsi que la mesure de la production de γ prompts. Malheureusement, la qualité des mesures des γ prompts obtenues ne permet pas d'obtenir des résultats exploitables. C'est pourquoi cette partie n'est pas abordée.

2.2.2 Objectifs de l'expérience et dispositif expérimental

2.2.2.1 Dispositif de détection des particules chargées et des neutrons

L'objectif de l'expérience était la mesure du taux de production et de la distribution en énergie des fragments chargés à différents angles ainsi que la détection des neutrons, au cours de l'irradiation d'une cible de PMMA par un faisceau d'ions ^{12}C à 95 MeV/u. À cette énergie, le parcours des ions dans la cible est de 2 cm. En parallèle, nous avons mesuré les taux de production de γ prompts, pour différentes épaisseurs de cible. Le schéma du dispositif expérimental est représenté à la figure 2.16. Des cibles de différentes épaisseurs (5, 10, 15, 20, 25 et 40 mm) étaient disposées sur un support rotatif placé au centre d'une chambre à vide (voir 2.16.b). Un emplacement du support était vide afin de réaliser des mesures sans cible. Cinq télescopes E- Δ E ont été utilisés pour la détection des particules chargées, ils étaient placés dans la chambre à vide et couvrant des angles compris entre 0° et 70° . Quatre détecteurs DEMON, utilisés pour la détection des neutrons, étaient placés à 260 cm de la cible en dehors de la chambre à vide, à 18° , 28° , 46° et 70° de la direction du faisceau.

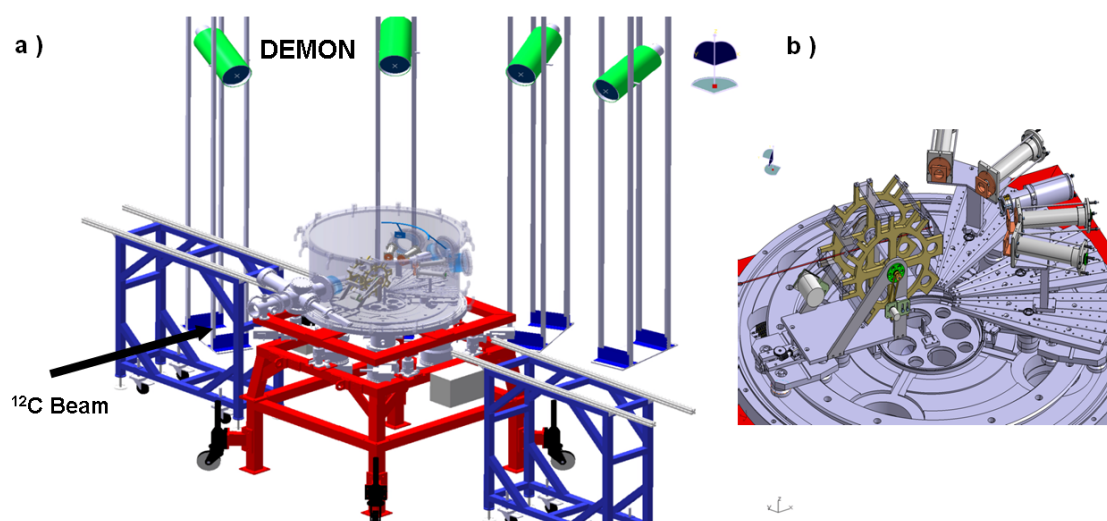


Figure 2.16 – a) Dispositif de détection des particules chargées et des neutrons. b) Vue de l'intérieur de la chambre d'expérience. Tiré de Braunn et al. [73].

2.2.2.2 Acquisition

Lors de cette expérience, deux systèmes d'acquisition ont été utilisés. L'acquisition utilisée par notre groupe est une acquisition développée au GANIL. Le signal des détecteurs est mis en forme à l'aide d'un pré-amplificateur. La seconde acquisition, fournie par l'équipe de Strasbourg, n'utilisait pas de mise en forme du signal. Dans la suite de la section, lorsque notre acquisition sera utilisée nous parlerons de l'acquisition « GANIL », sinon nous ferons référence à l'acquisition de Strasbourg. Ce point est important pour l'étape d'étalonnage détaillée dans l'annexe A. L'acquisition « GANIL » a été utilisée en début d'expérience pour l'étalonnage du faisceau à basse intensité. Ensuite, cette acquisition a été dédiée à la détection des photons γ prompts. L'acquisition fournie par l'équipe de Strasbourg a été utilisée pendant toute l'expérience pour la détection des particules chargées et des neutrons. Elle a également été utilisée pour la mesure de l'intensité du faisceau (détecteurs SiLi et Ge) pour toute la durée de l'expérience.

2.2.3 Dispositif de contrôle du faisceau

Le but est de mesurer le nombre d'ions primaires ayant irradié la cible pour chaque session d'irradiation. Pour cela on utilise une feuille mince d'argent ($2,5 \text{ mg.cm}^{-2}$) placée dans le faisceau avec un angle de 45° par rapport à celui-ci. Un calcul par simulation Monte Carlo (SRIM) montre que la diffusion angulaire induite par des feuilles de 1 et 10 mg.cm^{-2} est, respectivement de $\sigma = 0,46 \text{ mrad}$ et $1,14 \text{ mrad}$. Le passage des ions à travers cette feuille conduit fréquemment à la création de lacunes dans la couche K des atomes d'argent. Les photons K sont issus de l'ionisation K des atomes Ag par les ions ^{12}C dont la section efficace est de 4 kbarn, (calcul PWBA : *plane wave Born approximation*). Le rendement de fluorescence de la couche K de l'argent est $\omega_K = 0,85$.

Les atomes se dés excitent par l'émission de photons de fluorescence X dont les plus énergétiques proviennent des transitions K_α (transition de la couche L vers la couche K) et K_β (transition de la couche M vers la couche K). La figure 2.17 représente les transitions les plus énergétiques entre la couche L ou M et la couche K de l'argent.

Le taux de production théorique de transitions K_α et K_β est égale à 0,02 / ions incidents dans 4π sr.

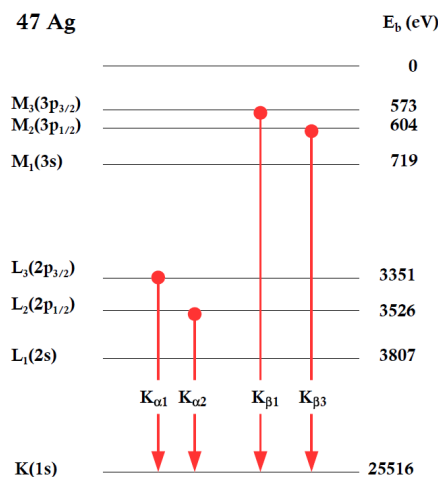


Figure 2.17 – Schéma des niveaux atomiques impliqués dans les émissions K_α et K_β de l'argent. E_b représente l'énergie de liaison des électrons en eV. Les données proviennent de NIST X-Ray Transition Energies Database : <http://www.nist.gov/physlab/data/xraytrans/>.

Ces photons de fluorescence ont une énergie de 22 keV (transition K_α) et 25 keV (transition K_β). Les caractéristiques de ces émissions sont indiquées dans le tableau 2.2.

Émission	Énergie (keV)	Intensité
$K_{\alpha 1}$	22,163	100
$K_{\alpha 2}$	21,990	53
$K_{\beta 1}$	24,942	16
$K_{\beta 2}$	25,456	4
$K_{\beta 3}$	24,911	9

Table 2.2 – Énergies et intensités relatives des principales transitions électroniques de l'argent. L'intensité de référence ($I = 100$) correspond à la raie d'intensité maximale.

Le schéma du dispositif est représenté sur la figure 2.18 : les photons de fluorescence X étaient mesurés par deux détecteurs semi-conducteurs SiLi (80 mm^2 et 1 cm d'épaisseur) et Germanium (1000 mm^2 et 1 cm d'épaisseur) placés à 90° degré par rapport au faisceau et à 45° par rapport à la feuille d'argent. Les deux détecteurs semi-conducteurs ont été étalonnés à basse intensité au moyen d'un scintillateur plastique interceptant le faisceau. L'intensité devait être inférieure à 10^5 ions.s^{-1} pour éviter l'empilement de plusieurs événements sur ce détecteur. L'utilisation de deux détecteurs a permis de réaliser des mesures redondantes.

L'intensité du faisceau pendant les *runs* étaient de l'ordre 10^5 à 10^6 ions.s^{-1} . Les détecteurs SiLi et Ge ont été placés à une quarantaine de centimètres du faisceau pour assurer une statistique de comptage suffisante tout en évitant le phénomène d'empilement pour la majorité des intensités de faisceau utilisées. Nous avons pu néanmoins travailler à plus haute intensité (entre 10^6 et 10^7 ions.s^{-1}). C'est l'autre raison pour laquelle nous avons décidé d'utiliser deux détecteurs. Le détecteur SiLi a été reculé d'une vingtaine de cm, le but étant de faire une nouvelle calibration avec le détecteur Ge laissé à la même place tout au long de l'expérience.

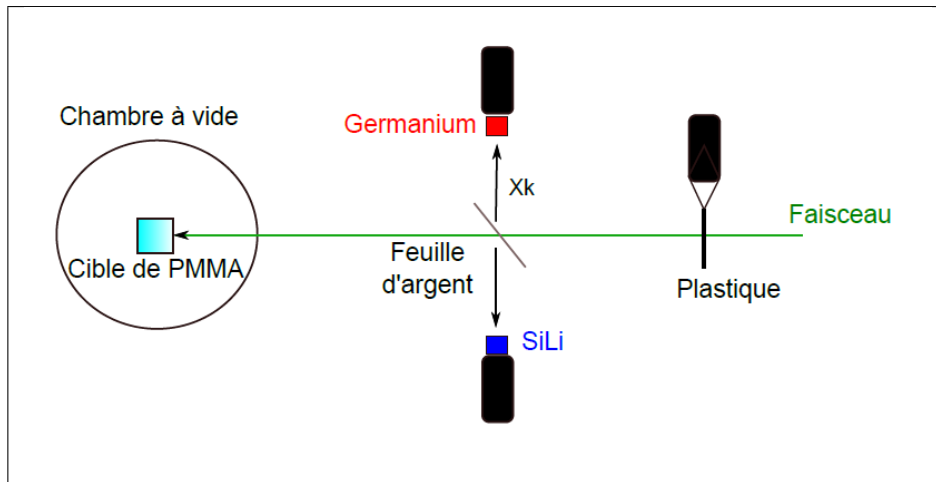


Figure 2.18 – Schéma du dispositif expérimental d'étalonnage. Une feuille d'argent est placée dans le faisceau et les détecteurs Ge et SiLi sont placés à 90° par rapport à l'axe du faisceau. L'étalonnage est permis grâce au scintillateur plastique placé dans le faisceau le faisceau, en amont de la feuille d'argent.

La calibration des détecteurs SiLi et Ge est détaillée dans l'annexe A.

Pour tous les *runs* de l'expérience, cette technique de contrôle du faisceau a permis d'obtenir une précision sur le nombre d'ions N_{ions} à environ 5 % près.

2.2.4 Particules chargées

Les mesures du taux de production et de la distribution en énergie des fragments chargés à différents angles, effectuées lors de cette expérience, sont détaillées dans la thèse de Benjamin Braunn [83].

Pour illustrer ces résultats, la figure 2.19 représente des mesures de distribution de charge ($Z = 1$ à 6) au cours de l'irradiation d'une cible de PMMA de 5 mm d'épaisseur par un faisceau d'ion ^{12}C . Les mesures présentées dans cette figure ont été réalisées pour quatre angles (7° , 10° , 17° et 40°).

L'émission de particules chargées baisse en fonction de l'angle car les fragments issus du projectile sont émis dans une direction proche du faisceau. À 7° , on détecte plus de fragments de charge $Z=6$ que de fragments de charge $Z=5$ ou 4 car on est assez proche du faisceau pour prendre en compte les ions ^{12}C qui ont subi des diffusions multiples. De plus, la cible est de faible épaisseur (5 mm), il y a très peu de réactions de fragmentation ($\approx 3\%$), et donc encore beaucoup de carbone n'ayant pas subi de collision noyau-noyau. On constate que la quantité de fragments de charge $Z=2$ produits est plus importante à 7° et 10° que celle de $Z=1$. Cet effet est probablement dû à l'importance du canal dans lequel l'ion ^{12}C incident se casse en trois particules α . Ces trois α , provenant du projectile, sont donc émis près de l'axe du faisceau.

2.3 Conclusion du chapitre

Les expériences réalisées sur faisceaux ont permis de mettre en évidence, pour la première fois dans le cas d'ions carbone, la corrélation entre le parcours des ions et l'émission des γ prompts dans la cible. Ces résultats ont été obtenus pour des faisceaux de basse et de haute énergie. Le dispositif constitué d'un scintillateur collimaté a été couplé à la

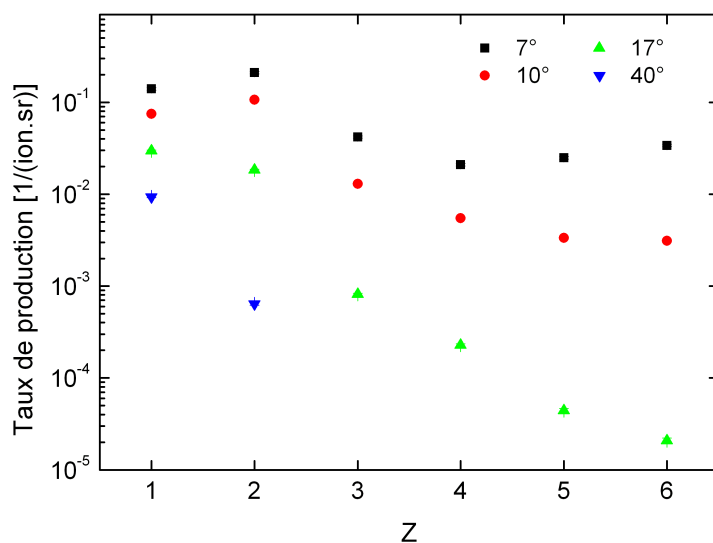


Figure 2.19 – distribution de charge ($Z = 1$ à 6) au cours de l'irradiation d'une cible de PMMA de 5 mm d'épaisseur par un faisceau d'ion ^{12}C . Les mesures présentées dans cette figure ont été réalisées pour quatre angles (7° , 10° , 17° et 40°)

technique du temps de vol qui a permis de discriminer, efficacement, les signaux induits par les neutrons émis au cours des réactions nucléaires. D'autre part, l'étude de la taille de la cible réalisée au GANIL a montré l'influence du volume cible sur le taux de γ détectés : les processus d'absorption et de diffusion sont plus importants dans le cas d'une cible volumineuse de quelques dizaines de cm^3 ce qui correspond à un volume classique lors d'un traitement en hadronthérapie. Parallèlement à ces expériences, des mesures de sections efficaces de fragmentation ont été réalisées à basse énergie (^{12}C de 95 MeV/u). Elles doivent permettre d'augmenter le nombre de données de sections efficaces de fragmentation d'ions légers sur cibles légères à basse énergie, entre 50 et 200 MeV/u, qui seront ensuite utilisés par les codes Monte Carlo. Les mesures obtenues dans ce chapitre ont été comparées avec des simulations Monte Carlo, réalisées avec le code Geant4; ces résultats sont présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Simulations Monte Carlo

Les objectifs du travail de simulation sont l'analyse et l'interprétation des données expérimentales, l'optimisation de la conception de la caméra et à plus long terme le développement d'un système de contrôle en ligne basé sur la détection des γ prompts.

3.1 Introduction

Jusqu'à présent ce sont des codes déterministes qui ont été utilisés pour calculer la distribution de dose dans les plans de traitement en protonthérapie [84] et en hadronthérapie avec par exemple le code TRiP. Le code TRiP a été développé au GSI [21] et utilisé avec succès pour la planification du traitement. Ces codes déterministes sont avantageux car ils demandent peu de temps de calcul et sont simples d'utilisation. Ils consistent en l'utilisation de données expérimentales comme les mesures de dose dans des fantômes, couplées avec différents processus physiques (prise en compte de la modélisation de la fragmentation dans TRiP) pour calculer la distribution de dose. Cependant, avec ce type de codes, il est parfois difficile d'utiliser les données pour calculer la dose lorsque les conditions d'irradiation sont différentes des conditions dans lesquelles elles ont été obtenues (cas de fortes hétérogénéités). Il faut donc développer des codes basés sur des méthodes différentes permettant une description plus complète des processus mis en jeu. Les codes basés sur les méthodes Monte Carlo offrent une alternative intéressante comme par exemple dans le cas de cibles hétérogènes.

Avec le développement des expériences de physique des particules et de physique nucléaire, l'utilisation d'outils de simulation complexes et capables de rendre compte de l'interaction des particules avec la matière et de modéliser des détecteurs sur de larges domaines d'énergie est devenue indispensable. Beaucoup de ces codes de simulation sont basés sur des méthodes Monte Carlo et sont développés depuis des dizaines d'années. La médecine profite de ces avancées pour la modélisation des traitements des tumeurs cancéreuses utilisant des rayonnements ionisants et certains codes Monte Carlo tri-dimensionnels sont maintenant applicables à l'hadronthérapie, cependant ils ne sont pas assez rapides pour être applicable en routine. Ces codes sont capables de calculer le transport et les interactions électromagnétiques et hadroniques des particules primaires et secondaires dans des milieux inhomogènes que l'on rencontre en hadronthérapie. Il est notamment alors possible d'étudier l'effet des réactions de nucléaires du faisceau primaire et des particules secondaires sur la distribution du dépôt de dose [85].

Les codes Monte-Carlo sont déjà utilisés depuis une vingtaine d'année dans le domaine de l'imagerie nucléaire. Par exemple, au GSI, un code Monte-Carlo [86] a été développé afin de simuler l'activité β^+ générée lors d'un plan de traitement et la comparer aux activités β^+ mesurées avec la TEP développée pour le contrôle de l'irradiation en hadronthérapie (décrite au chapitre 1). La plate-forme de simulation GATE (Geant4 Application for Emission Tomography) [87] basée sur le code Monte Carlo Geant4 est un autre exemple. Elle est dédiée aux simulations numériques en imagerie médicale (Positron Emission Tomography - PET, Single Photon Emission Computed Tomography - SPECT et Computed Tomography - CT).

3.1.1 Codes Monte Carlo

Actuellement, les principaux codes Monte Carlo sont les suivants :

- Geant4 [30]
- FLUKA [88]
- MCNPX [89]
- PHITS [90]
- SHIELD-HIT [91]

Geant4 (GEometry ANd Tracking) est un outil de simulation développé depuis 1998 par une collaboration internationale dont les membres sont en grande partie basé au CERN [30, 92]. Il est le successeur de la série GEANT, dont un des principaux représentant est GEANT3 (programmé en FORTRAN) qui est encore utilisé par certaines expériences. Contrairement à ceux-ci, il utilise le langage de programmation orientée objet C++. Geant4 est capable de reproduire la distribution du dépôt de dose et la production de particules secondaires pour des faisceaux d'ions aux énergies de l'hadronthérapie, ces résultats sont disponibles dans plusieurs articles d'Igor Pshenichnov [49, 93, 94]. Geant4 est le code de base de la plate-forme GATE présenté dans le paragraphe précédent. Le code source de Geant4 est ouvert et est utilisé par une large communauté de chercheurs.

FLUKA (FLUktuierende KAskade) est développé conjointement par l'INFN et le CERN et est avec Geant4, l'un des plus utilisés aujourd'hui dans le domaine de l'hadronthérapie. Une revue des modèles de FLUKA est disponible dans un article de Ballarini et al. (2007) [95]. De bons résultats ont été obtenus avec FLUKA pour prédire la dose et la fragmentation lors d'irradiations utilisant des protons et des ions pour différentes énergies [96]. FLUKA est capable de lire les fichiers en sortie d'un scan CT et a montré avec succès qu'il était capable de calculer la dose et la distribution des émetteurs β^+ en condition clinique dans le cas d'un faisceau protons [97].

Des résultats récents de comparaisons avec le code Geant4 [98] montrent que, globalement, de meilleurs résultats sont obtenus avec FLUKA. Cependant, de récentes améliorations ont été apportées concernant principalement les modèles de désexcitation et sont disponibles dans la dernière version de Geant4 (9.4 version beta, disponible depuis la fin juin 2010).

MCNPX est issu de la fusion en 1994 du code MCNP (Monte Carlo N-Particules) et du code LAHET [99]. MCNP fut d'abord développé pour simuler les neutrons, les électrons et les photons en utilisant des données expérimentales couplées à des modèles physiques. Il a été largement utilisé pour les simulations de réacteurs nucléaires et pour la dosimétrie des neutrons grâce à la précision de sa modélisation de l'interaction des neutrons avec la matière. Jusqu'à la version 2.5.0 (2005), MCNPX simulait uniquement le transport des protons et des ions légers (i.e. p, n, d, t, ^3He et α) sur des cibles de $A>12$ [100]. Sous l'impulsion de la physique des réacteurs et de la physique des rayonnements dans le domaine spatial, il a été étendu, dans la dernière version 2.6.0 (2008) [89], au transport d'une grande variété d'ions lourds ($Z>2$) avec l'ajout de nouveaux modèles d'interaction noyau-noyau [101]. MCNPX a été choisi pour modéliser la ligne de faisceau du Centre de protonthérapie d'Orsay (CPO) dans le but de prédire la distribution tri-dimensionnelle de la dose dans une cible d'eau. Les simulations montrent un bon accord avec les données mesurées de l'ordre de 2% [102]. Il est actuellement développé par une communauté de scientifiques du laboratoire national de Los Alamos, qui est propriétaire du code source.

PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System) est un autre code Monte Carlo basé sur le code NMTC/JAM. Le calcul des sections efficaces totales de réaction utilise la formule de Shen, la perte d'énergie moyenne des ions est basée sur le code SPAR et enfin le traitement des collisions nucléaires est réalisé par le code JQMD. Le code a été amélioré pour reproduire la distribution du dépôt de dose par des faisceaux d'ions carbone aux énergies de l'hadronthérapie. Ces distributions sont en bon accord avec les données expérimentales obtenues à HIMAC comme reporté par Nose et al. [90]. Selon le site officiel du code, PHITS n'est plus distribué depuis avril 2009. La seconde version, PHITS2, est disponible depuis mai 2010, mais uniquement au Japon.

SHIELD-HIT (Heavy Ion Transport) est un outil dédié à la simulation du transport des ions dans des matériaux équivalents tissus. Il dérive du code SHIELD qui était capable de simuler l'interaction de noyaux avec des cibles complexes dans un domaine d'énergie compris entre 1 MeV/u et 1 TeV/u [103]. Le code SHIELD-HIT a été développé pour répondre à la demande croissante d'outils de simulation pour l'hadronthérapie. Il est capable de prédire avec une bonne précision l'énergie déposée avant le pic de Bragg mais aussi loin derrière celui-ci par les particules secondaires produites lors des réactions noyau-noyau. Il permet également de reproduire le nombre de fragments d'un type donné en fonction de la profondeur d'eau, produit par des faisceaux d'ions ^{12}C et ^{14}N de 670 MeV/u, avec un accord satisfaisant d'après Gudowska et al. [91]. Cependant, il est en constant développement et au meilleur de nos connaissances, il n'est pas disponible auprès du public [49].

La communauté scientifique qui travaille à Lyon, dans le cadre du projet ETOILE, utilise depuis plusieurs années le code de simulation Geant4. Afin de bénéficier de l'expérience de cette communauté et grâce aux nombreux avantages offerts par Geant4 (code ouvert, communauté active, etc...), il a été choisi pour réaliser nos simulations.

Les outils de simulation Monte Carlo présentés ci-dessus sont des outils puissants de simulation des faisceaux d'ions utilisés en protonthérapie et hadronthérapie mais, parce qu'ils ont été développés en premier lieu pour la physique des hautes énergies, des lacunes et quelques problèmes persistent dans les modèles hadroniques à basse énergie (par exemple pour la modélisation des fragments secondaires).

3.1.2 Présentation générale de Geant4

Pour permettre un maximum de flexibilité, Geant4 laisse à l'utilisateur la possibilité de choisir les modèles qui sont les plus pertinents pour les simulations. Cette liste modulaire de modèles ainsi définie est appelée la « Physics List ». Pour chaque particule, on attribue différents processus et pour chaque processus différents modèles sont disponibles, par exemple, pour modéliser la collisions d'un proton d'une énergie de 100 MeV avec un noyau, il est possible de choisir entre 5 modèles différents : Precompound model, Bertini Cascade, Binary Cascade, INCL et un modèles QMD (*Quantum Molecular Dynamics*).

Architecture de Geant4 :

De manière très schématique, Geant4 [104] est constitué d'une classe principale (*G4RunManager*) qui gère les différentes étapes de la simulation, elles-mêmes traitées par 4 objets principaux :

- L'objet *Run* gère l'ensemble des évènements produits dans des conditions identiques (par exemple, faisceau et géométrie identiques).
- L'objet *Event* correspond à tous les évènements consécutifs à l'envoi d'une particule ou de plusieurs particules primaires. Il traite le suivi et le transport des particules, les interactions des particules avec les atomes de la cible et la production de particules secondaires. La fin d'un *Event* a lieu lorsque le suivi de toutes les particules (primaire et secondaires) est terminé.
- L'objet *Step* représente une unité élémentaire de simulation. Elle est délimitée par deux points (*pre-step* et *post-step*). Un *Step* commence ou se termine lorsque la particule subit une interaction ou change de volume.
- L'objet *Track* est une « photographie » d'une particule à un instant t . Il contient des informations sur cette particule (énergie, impulsion, etc.) à cet instant t .

L'outil Geant4 offre à l'utilisateur la possibilité de créer une géométrie avec un grand nombre de composants de différentes formes et matériaux et également de définir des éléments « sensibles » qui enregistrent les informations nécessaires pour simuler la réponse du détecteur (*sensitive detector*). Le principe de fonctionnement d'un *sensitive detector* dans Geant4 est basé sur la notion de *hit*. Celui-ci est défini comme un instantané de l'interaction physique d'une trace dans la région sensible du détecteur. Dans un *hit* il est possible d'enregistrer toutes les informations recueillies sur une trace au moment du *Step* (position et temps du *Step*, impulsion et énergie de la trace, dépôt d'énergie lors du *Step* et des informations géométriques). À la fin de l'*Event* tous les *hits* sont stockés dans un objet *G4HCofThisEvent*.

Dans nos simulations, le détecteur est un volume « sensible » : lorsqu'une particule entre dans le détecteur toutes les informations concernant la particule incidente et les particules secondaires (constituant un *Event*) sont stockées. Grâce à un algorithme implanté dans notre programme, on peut remonter à l'identité de la particule incidente et à l'énergie totale déposée par cette particule en sommant des dépôts d'énergie et ceux des particules secondaires qu'elle a produit.

3.2 Geant4 dans le domaine de l'hadronthérapie

3.2.1 Modèles physiques de Geant4

L'outil de simulation Geant4 propose plusieurs modèles pour les processus physiques électromagnétiques et hadroniques. Le choix et l'étude des modèles pour la physique hadronique s'avèrent cruciaux pour l'analyse et l'interprétation de nos données expérimentales d'une part et d'autre part pour développer un outil de simulation capable de reproduire efficacement les rayonnements secondaires lors d'une irradiation.

3.2.1.1 Physique électromagnétique

Pour traiter la perte d'énergie des particules chargées (primaires et secondaires) par les processus électromagnétiques, les processus physiques « standard » ont été choisis (*package G4EMStandardPhysics*). Les modèles de perte d'énergie par ionisation sont activés pour toutes les particules et listés dans le tableau 3.1. Pour chaque pas, la perte d'énergie par ionisation est calculée selon la formule de Bethe-Bloch avec prise en compte des effets de densité électronique et des corrections de couches électroniques (présentés dans la section 1.2.1.1). Tout au long du parcours l'émission d'électrons δ est testée, si elle est autorisée (*i.e.* l'énergie est supérieure au seuil d'émission), l'émission est simulée sinon l'énergie est déposée localement et soustraite à l'énergie cinétique de la particule incidente. Le pouvoir d'arrêt nucléaire n'est pas pris en compte dans ce *package*. Pour les électrons et les positons, le bremsstrahlung est considéré ainsi que l'annihilation dans le cas du positon. Dans le cas des photons, la simulation prend en compte la diffusion Compton, la création de paire e^+/e^- et l'effet photoélectrique. Deux packages sont aussi disponibles pour décrire les processus à basse énergie : le « package » Livermore pour les photons γ et les électrons (valable jusqu'à 250 eV) et le « package » Penelope pour les photons γ , les électrons et les positons (valable jusqu'à 100 eV). Les modèles de basse énergie prennent en compte d'autres effets comme la diffusion Rayleigh ou l'émission de photons de fluorescence. Ces modèles de basse énergie sont utiles par exemple pour simuler le dépôt de dose avec une plus grande précision. Ces « packages » n'ont pas été utilisés dans nos simulations car nous ne cherchons pas une grande précision sur les processus électromagnétiques et la précision de la physique « standard » est suffisante.

Geant4 permet également de modifier le seuil de l'énergie de production des particules secondaires. Ce seuil correspond à un parcours donné en fonction du matériau et nos simulations utilisent les valeurs par défaut qui sont de 1 mm pour les photons γ , les électrons et les positons ce qui correspond à une coupure en énergie suffisamment élevée (respectivement 3 keV, 350 keV et 340 keV dans de l'eau et 3 keV, 390 keV et 375 keV dans du PMMA) pour permettre une réduction du temps de calcul. De plus, il est possible de fixer le pas maximum lors de la simulation et puisque le dépôt local d'énergie est calculé à chacun des pas de la simulation, choisir un pas très court permet de simuler la distribution du dépôt de dose de façon très précise. Nous avons utilisé un pas de 0,1 mm uniquement pour simuler le dépôt de dose lorsque le parcours des ions était de l'ordre de 1 à 2 cm.

3.2.1.2 Physique hadronique

Dans Geant4, lorsqu'on utilise des modèles de cascade, la modélisation des processus de collision nucléaire se divise en quatre étapes :

Etape 1 : La probabilité de réaction, régie par une section efficace de réaction.

Processus	Classes	Particules
Diffusion multiple	G4MultipleScattering	e^+ , e^- , γ , p, d, t, 3He, α , GenericIon
Ionisation	G4eIonisation G4hIonisation G4ionIonisation	e^- , e^+ p, d, t, 3He, α GenericIon
Création de paires	G4GammaConversion	γ
Diffusion Compton	G4ComptonScattering	γ
Effet photo-électrique	G4PhotoElectricEffect	γ
Bremsstrahlung	G4eBremsstrahlung	e^- , e^+
Annihilation	G4eplusAnnihilation	e^+

Table 3.1 – Particules et classes Geant4 correspondant à chaque processus électromagnétique utilisé dans nos simulations

Etape 2 : La collision.

Etape 3 : La phase de pré-équilibre ou de thermalisation.

Etape 4 : La désexcitation.

QMD qui n'est pas un modèle de cascade ne fait pas de distinction entre la phase de collision et celle de pré-équilibre. Dans ce cas il y a 3 étapes.

Etape 1 : Probabilité de réaction

Pour sélectionner la réaction nucléaire, 4 modèles de sections efficaces sont disponibles dans Geant4 (Sihver, Kox, Shen et Tripathi). Le modèle de Sihver est valable pour une énergie du projectile $E_p > 100$ MeV/u et les autres modèles sont valables de 10 MeV/u à 10 GeV/u, pour Shen et Kox et de 10 MeV/u à 1 GeV/u pour Tripathi. Le modèle de Shen [105] a été choisi pour nos simulations car il a déjà été validé dans de précédents travaux [106]. La vérification de sa validité pour le système $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}$ est traitée dans la section 3.2.2.1.

Etape 2 : Collision noyau-noyau

Les liens entre les différentes étapes du traitement des réactions nucléaires ne sont pas triviaux en particulier si l'on considère les conditions appliquées pour passer d'un modèle à un autre (énergie cinétique, énergie d'excitation, etc...). Souvent, le manuel de physique de Geant4 ne suffit pas et il est nécessaire de chercher directement les informations dans le code source. Nous avons étudié le code de Geant4 en détail pour comprendre le traitement des réactions nucléaires dans son intégralité. La figure 3.1 présente les liens entre les principales classes impliquées. Pour une meilleure compréhension un code de couleur est utilisé où chaque couleur correspond à une classe.

Geant4 propose plusieurs modèles de collision qui peuvent être classés en deux catégories selon la taille du projectile ($A=1$ ou $A>1$) :

1. Lorsque le projectile est un proton ou un neutron, deux modèles sont disponibles : le modèle *Bertini Cascade* et le modèle *Binary Cascade* :

Binary Cascade model est un modèle de cascade intra-nucléaire propageant les nucléons et toutes les particules secondaires dans le noyau. C'est un modèle hybride entre un code de cascade classique et un modèle de type QMD (Quantum Molecular Dynamics) [107]. Le noyau est décrit par un modèle tri-dimensionnel construit à partir de A nucléons et Z protons possédant chacun une position \vec{r}_i et une impulsion \vec{p}_i , avec $i = 1, 2, \dots, A$. Le positionnement des nucléons et l'attribution de leur impulsion tient compte de la distribution de la densité nucléaire, du principe d'exclusion de Pauli et de la masse nucléaire totale [107]. La coordonnée radiale $r_i = \|\vec{r}_i\|$ du nucléon est sélectionnée aléatoirement dans le noyau selon la densité nucléaire $\rho(r_i)$:

- Pour des noyaux avec $A > 16$ la densité de nucléons suit une distribution de type Woods-Saxon [108] et est donnée par :

$$\rho(r_i) = \left(\frac{\rho_0}{1 + \exp[(r_i - R)/a]} \right) \quad (3.2.1)$$

où

$$\rho_0 = \frac{3}{4\pi R^3} \left(1 + \frac{a^2 \pi^2}{R^2} \right)^{-1} \quad (3.2.2)$$

et $a = 0,545$ fm, $R = r_0 A^{1/3}$ fm avec $r_0 = 1,16(1 - 1,16A^{-2/3})$ fm.

- Pour des noyaux légers ($A \leq 16$) la densité nucléaire est donnée par [109] :

$$\rho(r_i) = (\pi R^2)^{-3/2} \exp(-r_i^2/R^2) \quad (3.2.3)$$

où $R^2 = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle = 0,8133A^{2/3}$ fm².

On suppose que le noyau est sphérique et isotrope *i.e.* les nucléons sont placés à une distance r_i selon une direction aléatoire. L'impulsion $p_i = \|\vec{p}_i\|$ des nucléons est choisie aléatoirement entre 0 et l'impulsion de Fermi $p_F^{max}(r_i)$. L'impulsion de Fermi est une fonction de la densité nucléaire ρ et est donnée par :

$$p_F^{max}(r) = \hbar \left(3\pi^2 \rho(r) \right)^{1/3} \quad (3.2.4)$$

Les conditions initiales nécessaires pour l'algorithme de transport sont (i) le type de la particule primaire et (ii) le modèle tri-dimensionnel du noyau défini plus haut [107]. L'algorithme fonctionne selon le principe suivant :

Pour la particule incidente, un paramètre d'impact est choisi aléatoirement dans un disque perpendiculaire à un vecteur passant par le centre du noyau. La direction initiale de la particule primaire est perpendiculaire à ce disque. Le transport de la particule primaire s'effectue selon une ligne droite, la distance minimale d'approche d_i^{min} par rapport à chaque nucléon i du noyau cible et le temps de collision t_i correspondant sont calculés. La section efficace d'interaction σ_i du nucléon dans le noyau est calculée à partir de l'impulsion du nucléon cible du noyau et de l'impulsion du projectile.

Ensuite les nucléons de la cible pour lesquels la distance minimale d'approche d_i^{min} est telle que $d_i^{min} < \sqrt{\frac{\sigma_i}{\pi}}$ sont sélectionnés comme des « candidats » possibles pour

la collision avec la particule incidente. Toutes les collisions possibles sont rangées du temps de collision t_i le plus court au temps de collision le plus long.

Les particules qui entrent dans le noyau ont leur énergie corrigée pour prendre en compte les effets liés à la répulsion coulombienne. La particule primaire est transportée dans le champ du noyau et l'effet des interactions nucléaires collectives sur les participants est approximé par un potentiel scalaire indépendant du temps basé sur les propriétés du noyau cible [107]. Le potentiel utilisé est défini par :

$$V(r) = \frac{p_F^2(r)}{2m} \quad (3.2.5)$$

où m représente la masse du neutron ou du proton et $p_F(r)$ l'impulsion de Fermi locale.

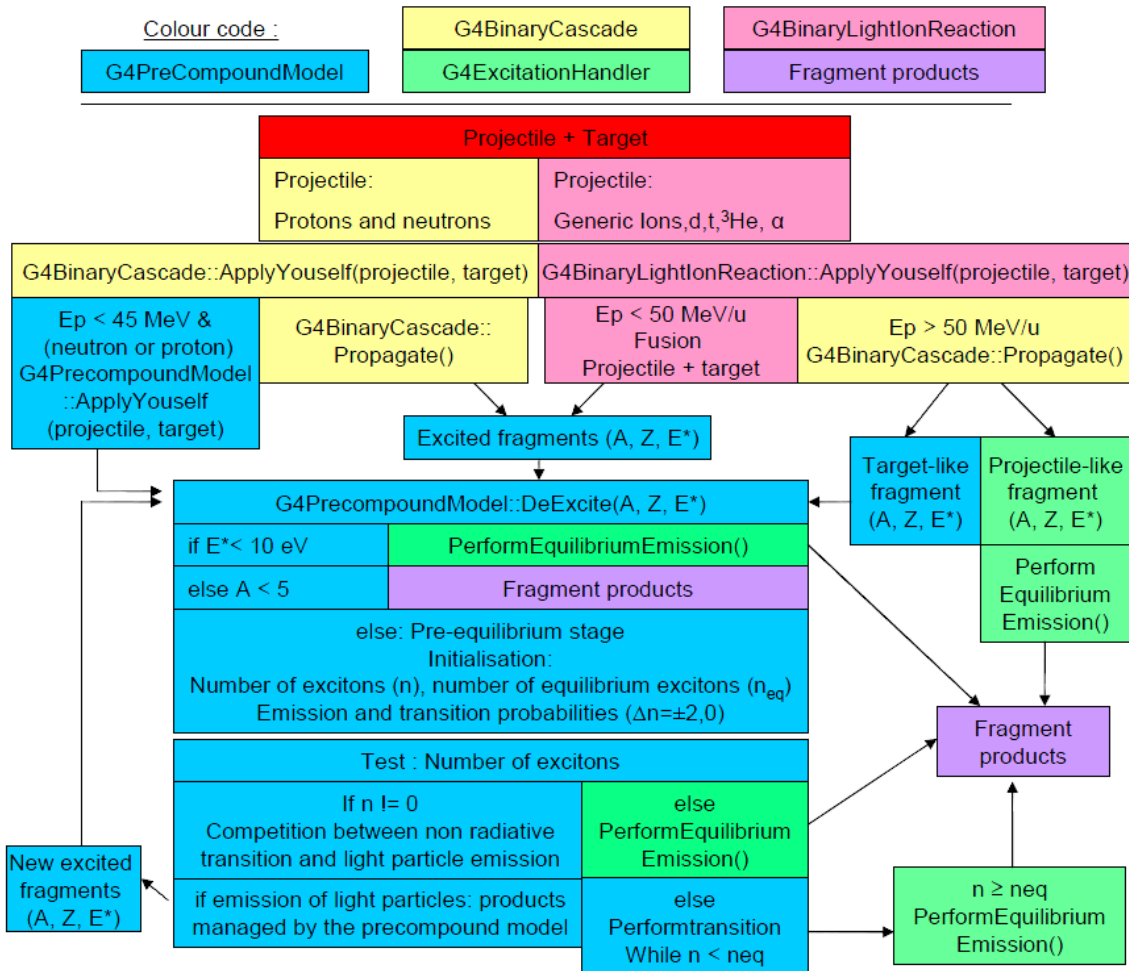


Figure 3.1 – Schéma représentant les liens entre les principales classes de Geant4 mises en jeu lors des réactions nucléaires.

Les particules en dehors du noyau sont transportées le long de trajectoires rectilignes. Le transport de la particule primaire dans le champ du noyau est découpé en une succession de pas de temps, le premier pas commence lorsque la particule pénètre dans le noyau et sa durée est donnée par le temps de vol correspondant à la distance

minimale d'approche de la première collision possible. A la fin de chaque pas, l'interaction entre les partenaires de la collision est simulée créant une liste de particules secondaires.

Le principe d'exclusion de Pauli est appliqué aux particules secondaires *i.e.* pour tous les nucléons créés pendant le processus de cascade, on vérifie que tous les états finaux des nucléons occupent un état autorisé par la statistique de Fermi. On suppose avant la première collision que le noyau est dans son état fondamental et que tous les états en dessous de l'énergie de Fermi sont occupés. Donc si l'impulsion de chaque particule est en-dessous de l'impulsion de Fermi, l'interaction ne peut avoir lieu et la particule primaire est transportée jusqu'à la prochaine collision possible. Dans le cas d'une interaction autorisée par le principe d'exclusion de Pauli, le suivi de la particule primaire s'arrête et les particules secondaires sont alors traitées comme la particule primaire. Tous les secondaires sont suivis jusqu'à ce qu'ils interagissent ou quittent le noyau ou jusqu'à ce que la cascade s'arrête lorsque l'énergie cinétique des participants passe en-dessous d'un certain seuil (75 MeV) ou lorsque l'énergie cinétique moyenne des participants devient inférieure à un second seuil (15 MeV/u). [104].

La quasi-cible est traitée par le modèle de pré-équilibre tandis que les modèles de désexcitations sont appliqués directement au quasi-projectile. La quasi-cible issue de la cascade est caractérisée par le nombre de nucléons qui la constituent, sa charge, le nombre de trous, le nombre d'excitons et son impulsion. Le nombre de trous est donné par la différence entre le nombre de nucléons du noyau originel et le nombre de nucléons restants dans le quasi-cible. Le nombre d'excitons est obtenu comme étant la somme du nombre de nucléons capturés et du nombre de trous [110] et enfin l'impulsion du fragment est donnée par la différence entre l'impulsion de la particule primaire et l'impulsion des particules secondaires.

Bertini Cascade model est un modèle plus ancien que le modèle de *Binary Cascade* et apparaît comme une simplification comparé à ce dernier. Il offre une description moins précise de la cible, ne simule pas la barrière coulombienne, la cascade est traitée par une approche classique et l'impulsion des nucléons cibles n'est pas prise en compte lors du calcul des sections efficaces de réaction [111]. La cascade s'arrête lorsque toutes les particules qui peuvent cinématiquement sortir du noyau le font.

2. Lorsque le projectile est un ion léger autre qu'un proton, un seul modèle de cascade intra-nucléaire est disponible, le modèle *Binary Light Ion Reaction* qui est une extension du modèle de *Binary Cascade*.

L'état initial de la cascade est donné par deux noyaux, décrits par le modèle nucléaire de *Binary Cascade*. Le noyau le plus léger est sélectionné comme étant le projectile de la collision [104]. Le modèle est valide de 80 MeV à 10 GeV/u.

Les autres modèles disponibles pour traiter les ions légers autres que les protons sont les modèles *Abrasion/Ablation*, *Electromagnetic Dissociation* et *Quantum Molecular Dynamics (QMD)*.

- Le modèle de *Quantum Molecular Dynamics (QMD)* est disponible depuis la version 9.1 de Geant4 [112]. Cette version du code est basée sur le code Fortran JQMD (également utilisé par le code Monte Carlo PHITS [90]) qui avait déjà été interfacé avec Geant4 dès 2003 [113]. QMD est un code de transport qui suit l'évolution de la

fonction densité à 1 corps donnée par l'équation de Landau-Vlasov ou Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU). Cette fonction densité à 1 corps est approximée par une somme de gaussiennes. Dans le cas de QMD, une gaussienne est utilisée par nucléon. QMD offre donc une description microscopique de la collision où chaque nucléon participant à la réaction est vu comme un paquet d'onde subissant des collisions avec les nucléons dans le milieu nucléaire [107]. Contrairement au modèle de cascade binaire, le potentiel nucléaire dépend du temps et évolue au cours de la réaction [114]. Les produits (particules et fragments excités) issus du modèle QMD sont ensuite traités *via* les modèles de désexcitation standards de Geant4 (Fermi break-up, évaporation de particules et de photons, fission et multi-fragmentation), utilisés par le modèle de cascade binaire et détaillés dans la section 3.2.1.2. Le modèle QMD est *a priori* plus précis que le modèle de cascade binaire mais aux dépens du temps de calcul : la simulation d'un faisceau d'ions légers (typiquement du carbone) sur une cible composée d'un matériau équivalent tissu est environ 2 fois plus longue si on utilise le modèle QMD.

- Le modèle *Abrasion/Ablation* est valable pour des ions entre 70 MeV/u et 10 GeV/u. C'est un modèle macroscopique simplifié et largement basé sur des arguments géométriques plutôt que sur la description détaillée des collisions entre nucléons [104]. Ce modèle est beaucoup plus rapide que le modèle de *Binary Cascade* au détriment de la précision. La version du modèle intégrée dans Geant4 suit la description de Wilson et al [115].
- Le modèle *Electromagnetic Dissociation* décrit la dissociation électromagnétique induite par l'échange de photons virtuels entre un ion relativiste et des noyaux cibles. L'énergie d'excitation associée à cet échange d'énergie peut conduire à l'émission de nucléons ou de fragments plus lourds (deutérons, alpha...). Le modèle intégré dans Geant4 ne prend pas encore en compte les émissions de fragments nucléaires légers, mais uniquement celle de nucléons [104]. D'abord développé pour des applications spatiales, il est plus approprié pour traiter la physique des hautes énergies même si le domaine d'énergie où il peut être appliqué couvre des énergies de 0 à 100 TeV/u.
- Le modèle de *cascade intra-nucléaire de Liège (INCL) version 4.2* a été implanté dans la version 9.1 de Geant4, avec le code d'évaporation/fusion ABLA (version 3) [116]. INCL traite la cascade pour des projectiles allant des protons et des neutrons aux noyaux d'hélium pour des énergies comprises entre ≈ 200 MeV et 3 GeV et pour des cibles allant du carbone jusqu'à l'uranium. Comme pour le modèle de *Binary cascade*, le mécanisme de la collision consiste en une succession de collisions binaires bien espacées dans le temps et l'espace. La description du noyau et du projectile est proche de celle de la cascade binaire [117, 118]. Le code ABLA désexcite le noyau à la fin de la cascade uniquement par l'intermédiaire de l'évaporation de particules ou par la fission. L'émission de photons γ est absente de ce code d'évaporation. Avec l'intérêt croissant pour le traitement des tumeurs par irradiation utilisant des faisceaux d'ions légers, une nouvelle version du code (INCL5) est actuellement en développement [119] pour que ce code soit également applicable à des ions dont la masse est comprise entre celles de l'hélium et de l'oxygène. Elle devrait être intégrée dans une prochaine version de Geant4.

Pour les simulations, le choix des modèles de collision s'est porté sur le modèle *Binary Cascade* pour les protons et les neutrons car il propose une description précise de la collision. Concernant les ions légers, les premières simulations ont été effectuées avec le modèle *Binary Light Ion Reaction* car il est *a priori* plus précis que le modèle géométrique d'Abrasion-Ablation. Cependant, depuis la version 9.1 de Geant4, le modèle QMD est disponible. Nous avons pu réaliser des comparaisons avec *Binary Light Ion Reaction* qui sont détaillées dans la section 3.2.4.1.

Étape 3 : Phase de pré-équilibre

La phase de pré-équilibre est une transition entre les modèles de cascade intranucléaire et les modèles de désexcitation. Chaque modèle de cascade intranucléaire est couplé avec un modèle de pré-équilibre. Cette phase est décrite par le modèle de l'exciton dont il existe deux implantations dans Geant4 : le *Pre-equilibrium model* et le *Pre-compound model*.

Le *Pre-equilibrium model* est lié au modèle de *Bertini cascade* et ne peut pas être utilisé séparément.

Le *Pre-compound model* est appelé par le modèle *Binary cascade* pour traiter le noyau résiduel de la quasi-cible mais il peut être utilisé seul à la place des modèles de cascade. Dans ce cas il nécessite la fusion du projectile et de la cible pour former un noyau pré-composé. Le *Pre-compound model* est basé sur une description semi-classique de la désexcitation du noyau composé proposée par Griffin [111, 120]. En entrée, un noyau composé ou une quasi-cible sont caractérisés par leurs masses atomiques, leurs charges, leurs impulsions, leurs énergies d'excitation et un nombre d'excitons n égal à la somme du nombre de particules p capturées par le fragment et du nombre de trous h .

Le fonctionnement détaillé du *Pre-compound model* est représenté sur la figure 3.1. Lorsque le fragment issu de la cascade intranucléaire est très peu excité ($E^* < 10$ eV) le fragment passe directement par les modèles de désexcitation sinon, si c'est un fragment léger ($A \leq 4$), il est directement enregistré parmi les produits de la réaction. Dans le cas contraire, le fragment est traité *via* le modèle de l'exciton. Pour chaque fragment un nombre d'excitons d'équilibre n_{eq} est déterminé. Si $n \geq n_{eq}$, le fragment sort du *Pre-compound model* pour être traité par les modèles de désexcitation. Si $n < n_{eq}$ il y a compétition entre l'émission de particules légères et les transitions nucléaires non radiatives. L'approche utilisée dans Geant4 [104, 121] prend en compte toutes les transitions nucléaires qui respectent les règles de sélection sur le nombre d'excitons n : $\Delta n = +2, -2, 0$ et également six canaux d'émission sont possibles conduisant à l'émission de neutrons, protons, ^2H , ^3H , ^3He et ^4He . Lors de l'émission d'une particule légère, on détermine de nouveau n et n_{eq} pour le nouveau fragment formé et celui-ci est traité à nouveau *via* le modèle de l'exciton alors que la particule émise ($A \leq 4$) est enregistrée comme produit de la réaction. Le processus s'arrête lorsque le système atteint l'équilibre statistique caractérisé par le nombre d'excitons d'équilibre n_{eq} , *i.e.* quand les trois transitions deviennent équiprobables.

En pratique si l'énergie du projectile est supérieure à 50 MeV/u dans le cas des ions légers et supérieure à 45 MeV dans le cas des protons, la cascade binaire est utilisée et suivie du *Pre-compound model*. Sinon en-dessous de ce seuil en énergie, le *Pre-compound model* est utilisé après fusion du projectile et du noyau cible pour former un noyau composé (voir la figure 3.1).

Les modèles de pré-équilibre sont des modèles statistiques (distribution continue d'énergie des fragments déterminée par des densités d'état et des sections efficaces inverses de réaction) qui ne sont pas capables de produire des fragments dont l'énergie d'excitation est

discrète.

Étape 4 : Phase de désexcitation

A la fin de la phase de pré-équilibre, la quasi-cible est supposée avoir atteint un état d'équilibre où l'énergie d'excitation E^* est partagée par un grand nombre de nucléons. Un noyau issu de la phase de pré-équilibre (quasi-cible) ou de la cascade intranucléaire (quasi-projectile) est caractérisé par sa masse, sa charge et son énergie d'excitation (qui est continue) sans mémoire de la voie qui a conduit à sa formation [104]. Quatre modèles de désexcitation sont disponibles dans Geant4 : le Fermi break-up, la multifragmentation statistique, l'évaporation (comprenant l'évaporation de particules, l'évaporation de photons et la fission) et à la fin de phase de désexcitation, l'émission d'un ou plusieurs photons. Seuls le modèle d'évaporation et l'émission de photons sont proposés par défaut, jusqu'à la version 9.2 incluse : les modèles du Fermi break-up et de multifragmentation doivent être activés directement dans le code source car il n'existe pas d'interface pour les appeler. Le modèle de multifragmentation joue cependant un rôle mineur dans les collisions aux énergies typiques de l'hadronthérapie tandis que le modèle du Fermi break-up est adapté aux systèmes légers tel que l'on rencontre en hadronthérapie. Ces deux modèles ont fait l'objet d'une étude récente dans l'optique d'étendre le code Geant4 aux faisceaux d'ions plus lourds que le carbone [110].

La figure 3.2 est un diagramme du processus itératif appliqué par la classe *G4Excitation-Handler* de Geant4, qui gère la désexcitation des fragments excités, dans le cas où le Fermi break-up et la multifragmentation sont activés. On peut considérer deux cas de figures : le fragment est considéré comme « lourd » si $A > 17$, sinon on considère que c'est un fragment léger.

Lorsque le fragment est lourd ($A > 17$), si l'énergie d'excitation est élevée (typiquement $E^* > 3\text{MeV/u}$), le modèle de multifragmentation s'applique. Le fragment se casse en plusieurs nouveaux fragments de masses intermédiaires. Si l'énergie d'excitation est plus basse ($E^* < 3\text{MeV/u}$) la désexcitation du fragment est traitée par le modèle d'évaporation : ce modèle est basé sur le modèle d'évaporation de Weisskopf-Ewin et désexcite la quasi-cible ou le quasi-projectile par l'émission de particules légères (protons, neutrons, deutérons, tritons et noyaux d'hélium). L'émission de photons en compétition avec l'évaporation de particules est également prise en compte à ce stade (Photons I, voir section 3.2.1.3). Cependant les probabilités d'émission sont beaucoup plus faibles (plusieurs ordres de grandeur de différence par rapport aux probabilités d'émission de particules, conformément à ce qui a été dit au chapitre 1, section 1.2.2.2). L'évaporation produit des fragments dont l'énergie d'excitation est continue. Lorsque le noyau est suffisamment lourd ($A > 64$) la fission devient un canal de désexcitation en compétition avec l'évaporation de particules et les photons mais ceci n'est jamais le cas en hadronthérapie. Le modèle d'évaporation propose ainsi 8 canaux de désexcitation ; c'est celui que nous avons utilisé pour nos simulations mais l'utilisation du GEM (Generalized Evaporation Model) permet d'ajouter 56 canaux de désexcitation (émission de particules jusqu'au ^{28}Mg).

Dans le cas de noyaux légers ($A \leq 17$), le canal de désexcitation par fragmentations est traité par le Fermi break-up. Pour ces noyaux, l'énergie d'excitation par nucléon peut aisément atteindre une valeur comparable à l'énergie de liaison des nucléons et le traitement de la désexcitation par des modèles d'évaporation utilisés n'est plus approprié. Le modèle du Fermi break-up est utilisé par de nombreux codes (comme MCNPX ou FLUKA). Il traite le noyau léger en le cassant en plusieurs fragments légers de la même façon que les fragments lourds et très excités sont traités par le modèle de la multifragmentation.

Toutefois, les fragments issus du Fermi break-up sont froids contrairement à ceux issus du modèle de multifragmentation statistique. Les fragments produits par le *Fermi break-up* sont soit dans leur état fondamental soit excités avec une énergie d'excitation discrète. Lorsque le Fermi break-up n'est pas activé, les fragments légers excités sont traités par l'évaporation.

À la fin de la chaîne de désexcitation, si le fragment est encore excité et que l'émission de particules n'est plus permise, un photon (Photons II ou III, voir section 3.2.1.3) est finalement émis.

Ensuite les tests sont répétés mais à ce stade la multifragmentation n'est plus prise en compte, les fragments ayant été une première fois assez "refroidis" pour que leur énergie d'excitation soit en-dessous du seuil défini à 3 MeV/u.

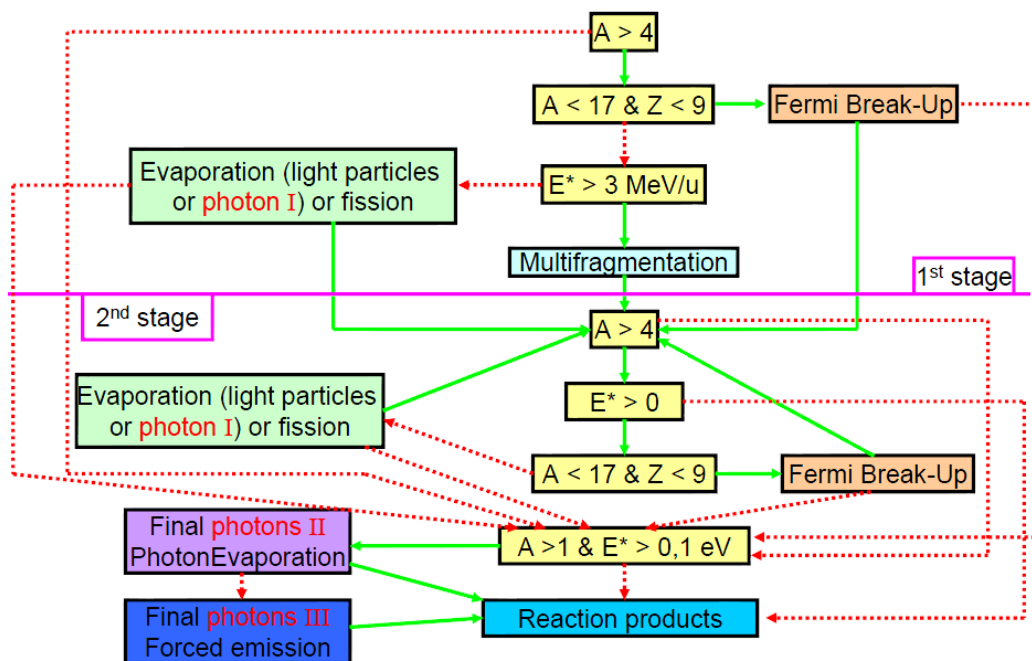


Figure 3.2 – Diagramme du processus itératif gérant la désexcitation du noyau excité, lorsque les conditions sont vérifiées elles sont représentées par des flèches vertes dans le cas contraire des flèches rouges en pointillé sont utilisés . Adapté de J.M. Quesada, *Workshop on Nuclear Models for use in Hadron Therapy, Jülich 2009*.

3.2.1.3 Emission des photons γ prompts dans Geant4

Les photons γ prompts simulés dans Geant4 sont émis lors de la désexcitation des fragments excités. Dans la section précédente, ces photons γ prompts ont été classés en 3 catégories selon le moment de leur émission :

Photons I : (lorsque le fragment est très excité) émis en compétition avec l'émission de particules légères (n, p, d, t, ^3He et α) et la fission si le fragment est assez lourd.

Photons II : (lorsque le fragment est légèrement excité) émis à la fin de la cascade de désexcitation.

Photons III : dont l'émission est forcée pour désexciter totalement le fragment.

Les photons de type I et II sont gérés par la seule classe *G4PhotonEvaporation* de Geant4 alors que les photons de type III sont produits dans la classe *G4ExcitationHandler*. Les photons I et II vont contribuer aux composantes discrètes et continues du spectre d'énergie des photons γ prompts. La figure 3.3 représente schématiquement les différents niveaux des états d'excitation d'un fragment. Ces états d'excitation sont répartis en 3 régions délimitées par 2 énergies d'excitation caractéristiques : les niveaux discrets minimum et maximum (respectivement *MinDiscreteLevel* et *MaxDiscreteLevel*) donnés par des tables de niveaux d'énergie nucléaires (*PhotonEvaporation2.0*) pour chaque fragment de masse $A > 4$:

- 1 : si $E^* > \text{MaxDiscreteLevel}$: émission dans la partie continue du spectre ;
- 2 : si $\text{MaxDiscreteLevel} > E^* > \text{MinDiscreteLevel}$: émission dans la partie discrète du spectre ;
- 3 : si $\text{MinDiscreteLevel} > E^*$: émission forcée d'un photon.

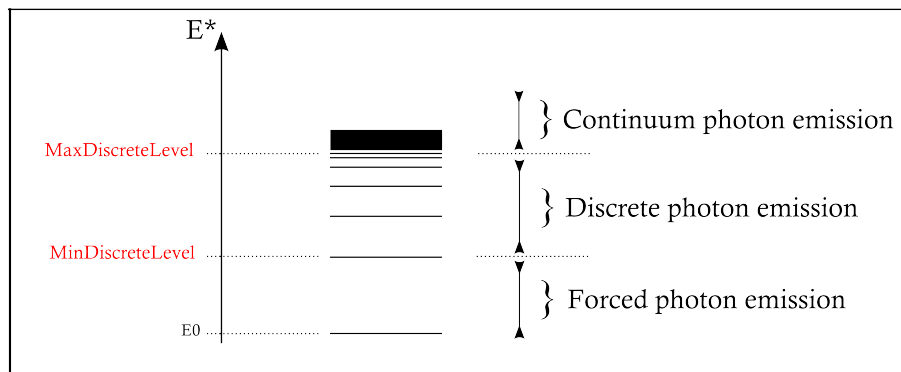


Figure 3.3 – Diagramme des niveaux d'énergie en fonction de l'énergie d'excitation d'un noyau

Si à la sortie du modèle *Binary Cascade* un fragment a une masse $A < 4$, il ne peut se désexciter que par l'émission d'un γ et puisqu'il n'existe pas de tables pour les fragments de masse $A < 4$, dans le cas de fragments très excités (plusieurs dizaines de MeV/u) cela conduit à l'émission de γ très énergétiques (jusqu'à 100 MeV) qui n'est physiquement pas justifié.

Dans la suite de la section, on considère les trois types de photons : continus, discrets et forcés.

Photon d'énergie continue

Dans Geant4, en première approximation, la transition dipolaire E1 de la résonance dipolaire géante est la principale source de photons γ pour un noyau hautement excité (cf section 1.2.4.2) L'énergie E_{GDR} et la largeur de la résonance Γ_R ne dépendent pas de l'énergie d'excitation du noyau excité mais de sa masse atomique. Dans le code de Geant4, la gamme d'énergie d'émission des photons γ est bornée entre 1 keV et une énergie $E_{max} = E_{GDR} + 5\Gamma_R = 2,5 \times E_{GDR}$ dans le cas où $E^* > E_{max}$. Puisque l'énergie de la résonance varie en $A^{-1/3}$, elle est plus haute pour les noyaux les plus légers. L'énergie des photons γ émis dans le continuum suit la distribution des résonances dipolaires géantes. La physique du bremsstrahlung nucléon-nucléon conduisant à la production de γ prompts dont l'énergie $E_\gamma > 30$ MeV n'est pas implantée dans Geant4. Dans les simulations, tous les γ dont l'énergie $E_\gamma > 30$ MeV sont des photons d'énergie continue provenant de la queue de la résonance dipolaire géante.

Photon d'énergie discrète

À l'issu du Fermi break-up, les fragments produits peuvent être encore excités (voir paragraphes précédents). Dans ce cas, l'énergie d'excitation est discrète (situé dans le domaine « discret » *i.e.* entre E_{min} et E_{max}) et le fragment se désexcite en émettant un photon d'énergie discrète.

Les transitions discrètes sont enregistrées pour chaque fragment dans des tables. Ces tables contiennent une liste d'isotopes ($3 \leq Z \leq 98$ et $5 \leq A \leq 250$) pour lesquels sont tabulées les données expérimentales des niveaux d'énergie d'excitation et les probabilités de transition [122].

La conversion interne qui est un canal important en compétition avec l'évaporation de photons γ est également prise en compte. La conversion interne est un processus où un noyau excité transfère directement son énergie à un électron des couches K, L ou M de l'atome qui est ensuite éjecté. Le taux de conversion interne ainsi que les coefficients de conversion interne sont également tabulés dans les bases de données des différents isotopes.

Cependant, il se peut que le fragment soit excité avec une énergie d'excitation située dans le domaine « discret » mais comprise entre 2 niveaux discrets. Cela peut se produire lorsqu'un fragment est produit par la voie d'entrée ou par le modèle du pré-équilibre mais aussi pendant les processus de désexcitation (après l'émission d'un photon).

Emission forcée

On peut classer les émissions forcées de photons en deux catégories :

En sortie de la voie d'entrée, le quasi-projectile est traité directement par les modèles de désexcitation sans passer par l'étape du pré-équilibre. Dans le cas de fragments légers ($A \leq 4$), les fragments ne peuvent être désexcités ni par le Fermi break-up (*a priori* valide uniquement pour $4 < A < 17$) ni par évaporation (pas de niveaux d'énergie nucléaire). Le code force alors l'émission d'un γ d'énergie $E_\gamma = E^*$ ce qui implique, dans certains cas, l'émission de photons très énergétiques (énergie de quelques dizaines de MeV). La nouvelle version 9.4 permettra d'appliquer le Fermi break-up aux fragments dont la masse $A < 4$.

Le deuxième type d'émission forcée a lieu lorsque l'énergie d'excitation du fragment $E^* < E_{min}$. Dans ce cas le photon est émis avec l'énergie correspondant à l'énergie d'excitation du fragment ($E_\gamma = E^*$). Les raisons évoquées pour expliquer l'existence de fragments excités dont l'énergie est entre deux niveaux discrets (paragraphe précédent) expliquent également l'origine des fragments dont $E^* < E_{min}$.

3.2.2 Tests concernant la validité de Geant4

Pour une application à l'hadronthérapie, un code Monte Carlo doit être capable de reproduire le parcours des ions légers dans un matériau équivalent tissu avec une erreur inférieure au millimètre. Le dépôt d'énergie dans la cible est largement dominé par les processus électromagnétiques. Cependant les processus de fragmentation nucléaire jouent un rôle important sur le dépôt d'énergie. Plus l'énergie et le numéro atomique Z du projectile sont grands et plus la contribution des fragments secondaires au dépôt d'énergie est importante, que ce soit le long du parcours où derrière le pic de Bragg.

La physique électromagnétique a fait l'objet de plusieurs études détaillées. Dans ces études différents modèles de collisions noyau-noyau, tels que les modèles de *Binary Cascade* et QMD, ont également été utilisés. Ces modèles gèrent les collisions nucléaires et peuvent avoir un impact sur le dépôt d'énergie. Un paramètre important pour la détermination du parcours des ions est le choix du potentiel d'ionisation I qui dépend du matériau de la cible. Les premières comparaisons effectués par Pshenichnov et al. [49] ont montré que Geant4

était capable de décrire avec une bonne précision de l'ordre de 1 à 2 mm sur le dépôt d'énergie dans la cible. Ces simulations ont été réalisées sur cible d'eau avec les paramètres fixés par défaut dans Geant4, soit $I = 70,89$ eV pour l'eau. Lors de ces simulations le modèle de collision *Binary Cascade* a été utilisé. Des travaux récents ont montré que le dépôt d'énergie était mieux reproduit avec le modèle QMD et un potentiel d'ionisation $I = 78$ eV pour l'eau [123]. Dans nos simulations, nous avons utilisé deux cibles : une cible d'eau et une cible de PMMA ($C_5O_2H_8$). Nous avons gardé les valeurs du potentiel d'ionisation par défaut ($I = 68,61$ eV pour le PMMA).

Le point le plus critique dans notre travail concerne les modèles hadroniques. Ceux-ci gèrent l'émission des γ prompts que nous détectons. Du point de vue du dépôt d'énergie, la contribution des fragments secondaires semble globalement assez bien reproduire les mesures [49]. Cependant, la reproduction de la « queue » de fragmentation dépend fortement des modèles de collision et de désexcitation utilisés. Une étude récente sur l'influence de ces modèles sur la production de particules secondaires et leur dépôt d'énergie montre, qu'actuellement, aucun modèle n'est capable de reproduire parfaitement les données expérimentales pour tous les fragments et toutes les énergies [110].

3.2.2.1 Sections efficaces de fragmentation

Pour valider le choix de notre *Physics List*, nous avons comparé les sections efficaces de fragmentation avec des données expérimentales [124, 125], et également le taux de collisions noyau-noyau du faisceau incident dans la cible. Les sections efficaces sélectionnées pour nos simulations sont décrites par la formule de Shen [105].

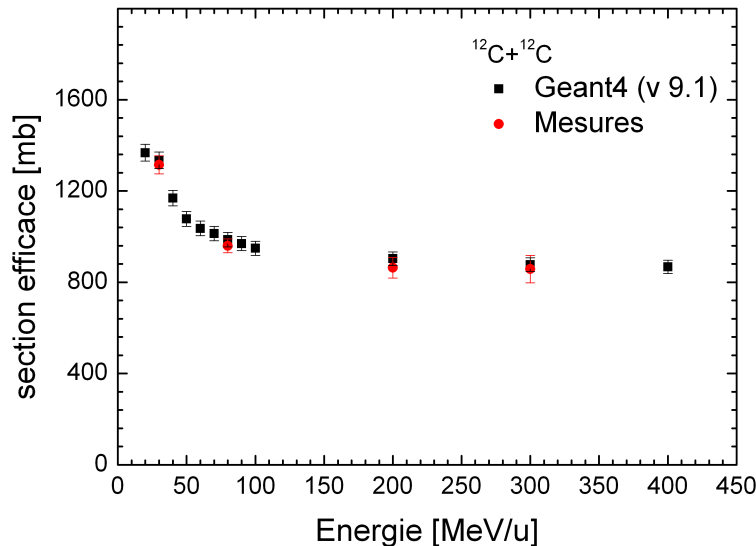


Figure 3.4 – Sections efficaces mesurées (points rouges) et simulées (points noirs) pour la réaction $^{12}C+^{12}C$ en fonction de l'énergie du projectile. Les mesures ont été réalisées par Kox et al. [124, 125] et les simulations ont été effectuées avec des faisceaux de 10^7 ions. Les barres d'erreurs des données simulées représentent les erreurs statistiques.

La figure 3.4 représente une comparaison des sections efficaces simulées et mesurées pour la réaction $^{12}C+^{12}C$. Les sections efficaces utilisées dans Geant4 sont ajustées sur des données expérimentales [124, 125] et doivent donc reproduire ces données. Ce test permet

donc de vérifier que le code Monte Carlo fonctionne correctement ; pour accéder directement aux sections de fragmentation, on utilise la méthode *GetMicroscopicCrossSection()* de la classe *G4VCrossSectionDataSet*. Pour accéder aux sections efficaces de fragmentation par simulation, une cible mince de carbone de 100 μm d'épaisseur a été irradiée par un faisceau de 10^7 ions ^{12}C , en faisant varier l'énergie des ions de 50 MeV/u jusqu'à 400 MeV/u. L'épaisseur de la cible est assez mince pour négliger les réactions de fragmentation secondaire. Le nombre de fragmentations obtenu permet de remonter à la section efficace via la formule (3.2.6).

$$\sigma \cong \frac{1}{N \cdot x} \cdot \ln \frac{I_o}{I(x)} \quad (3.2.6)$$

avec I_o le nombre d'ions du faisceau, $I(x)$ le nombre d'ions n'ayant pas subi de réaction pour une épaisseur x de cible, N le nombre d'atomes cibles donnée par unité de volume donné par :

$$N = \frac{N_A \cdot \rho}{A} \quad (3.2.7)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, ρ la masse volumique et A la masse molaire atomique.

Un bon accord (à environ 5% près ce qui correspond aux incertitudes statistiques des simulations) est observé sur toute la gamme d'énergie testée.

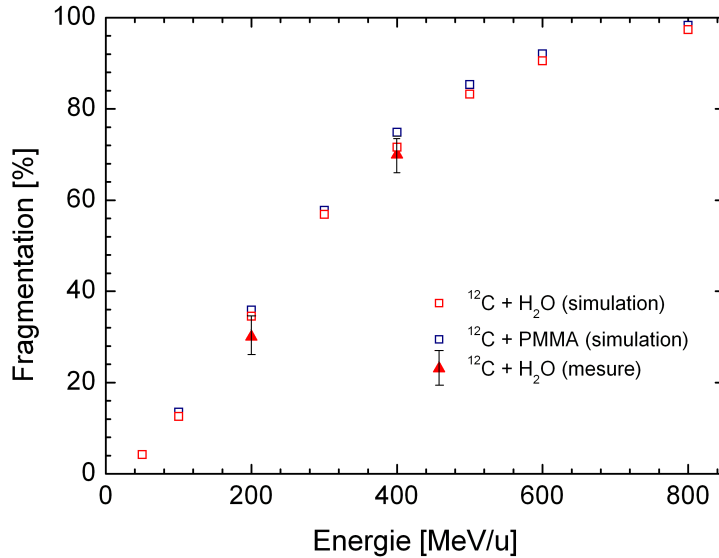


Figure 3.5 – Taux d'ions primaires ayant subi une réaction de nucléaire avant d'atteindre le pic de Bragg en fonction de l'énergie. Simulations réalisées pour une cible d'eau (carrés rouges) et une cible de PMMA (carrés bleus), puis comparées à des données expérimentales (triangles pleins) [126]. Simulations Geant4 réalisées avec un faisceau de 10^6 ions ^{12}C . Les barres d'erreurs ont été ajoutées pour traduire l'erreur sur la lecture des valeurs sur les figures dont les données sont extraites [126].

La figure 3.5 représente le taux d'ions primaires ayant subi une réaction nucléaire avant d'atteindre le pic de Bragg en fonction de leur énergie initiale. Les simulations ont été réalisées pour une cible d'eau et une cible de PMMA. Trois données expérimentales sont

également représentées : deux mesures à 200 et 400 MeV/u obtenus sur cible d'eau [126]. Les mesures et les simulations présentées ici ont été réalisées avec des cibles épaisses. La comparaison des données montre un accord entre les simulations et les mesures à environ 10 % près (ce qui est inférieur aux erreurs sur la lecture des données expérimentales). Cette incertitude est dû à la statistique. Les simulations montrent que le taux d'ions incidents qui subissent une réaction de fragmentation dans de l'eau ou dans du PMMA est sensiblement le même (écart maximum de 5% à 400 MeV/u). Cette comparaison donne une certaine confiance en ce qui concerne les sections efficaces de réaction des ions ^{12}C en prenant en compte la composition de la cible.

3.2.2.2 Validation des rendements de particules chargées lors des collisions

De nombreux tests ont été réalisés pour valider la production de particules chargées et sont disponibles dans la littérature. Notamment, la production de fragments émetteurs β^+ , cruciale pour l'imagerie TEP, a été testée avec le cas du modèle *Binary Cascade* [93]. Un accord à environ 20 % près a été obtenu dans le cas de faisceaux de protons, cependant des désaccords plus importants ont été obtenus avec des faisceaux d'ions ^{12}C . Concernant les modèles de désexcitation, les modèles d'évaporation et du Fermi break-up ont été comparés et montrent que ce dernier reproduit, globalement mieux, la production de particules chargées. Cependant, il sous-estime la production des fragments dont la charge $Z = 2$ [110]. Plus récemment, les modèles *Binary Cascade* et QMD ont été comparés à des données expérimentales [98]. Les résultats montrent que le modèle QMD est globalement meilleur que le modèle *Binary Cascade* pour les ions légers. On constate, cependant, qu'il n'y a pas de modèles capable de décrire parfaitement la production des particules chargées.

Les données obtenues lors de l'expérience de fragmentation à laquelle nous avons participé (voir 2.2) ont fait l'objet de comparaisons avec des simulations réalisées par Geant4. Elles sont disponibles dans la thèse de B. Braunn [83].

La figure 3.6 montre les spectres en énergie des fragments de charge $Z = 2$, émis à 7° , pendant l'irradiation d'une cible de PMMA de 5 mm d'épaisseur, par un faisceau d'ions ^{12}C . Avec le modèle QMD les émissions à basse énergie sont mieux reproduites et globalement il présente un moins grand désaccord avec les mesures que le modèle *Binary Cascade*.

En conclusion, concernant les fragments chargés, le modèle QMD se montre globalement plus en accord avec les données expérimentales que le modèle *Binary Cascade*.

3.2.3 Validation des rendements de γ prompts : comparaison entre simulation et mesure

Le principal travail de cette thèse consiste en la comparaison de mesures expérimentales avec des simulations réalisées avec Geant4. Les résultats, présentés dans cette section, ont été obtenus avec la version 9.1 du code. Nous avons montré dans le paragraphe précédent que le modèle QMD reproduit mieux la production des particules chargées que le modèle *Binary Cascade*. En ce qui concerne la validation de l'émission des γ prompts nous avons, en premier, sélectionné le modèle de cascade intra-nucléaire *Binary Cascade*¹ pour simuler l'étape de la collision nucléaire des ions dans la cible. Dans cette version, les modèles de désexcitation Fermi break-up et Multi-fragmentation ne sont pas activés par défaut. On verra par la suite l'effet de ces modèles sur les comparaisons entre les simulations et les mesures (voir section 3.2.4).

1. Dans la suite du manuscrit, les modèles *Binary Cascade* et *Fermi break up* seront remplacés respectivement par les notations BC et FBU.

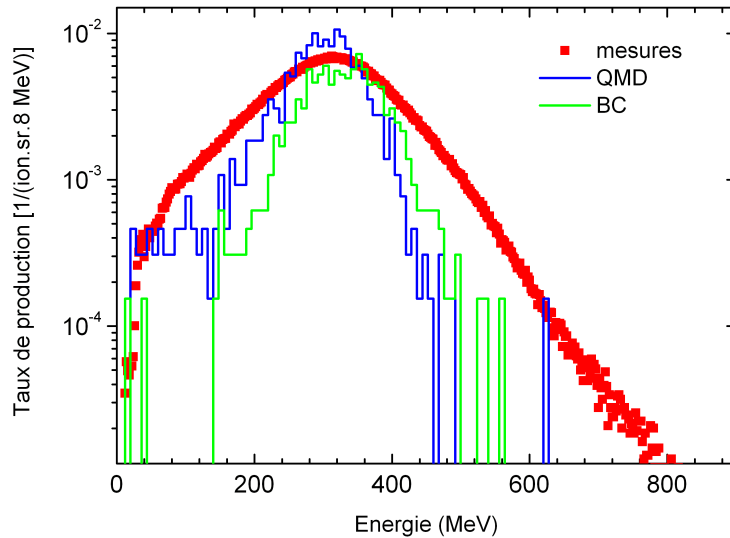


Figure 3.6 – Spectres en énergie des fragments de charge $Z = 2$, émis à 7° lors de l'irradiation d'une cible de PMMA de 5 mm d'épaisseur, par un faisceau d'ions ^{12}C de 95 MeV/u. Les mesures sont représentées par des carrés rouges, et les simulations avec les modèles Binary Cascade et QMD sont représentées par des lignes vertes et bleues, respectivement. Les simulations ont été réalisées par B. Braunn [83].

La figure 3.7 représente le dispositif simulé avec Geant4. Il reproduit fidèlement les dispositifs expérimentaux, utilisés au GSI et au GANIL, décrits dans le chapitre 2. Les simulations ne prennent pas en compte l'environnement de la salle d'expérience afin de réduire le temps de calcul.

3.2.3.1 Spectres de temps de vol

Afin d'obtenir la comparaison entre les simulations et les mesures la plus rigoureuse possible, les sélections en temps et en énergie appliquées aux simulations sont les mêmes que lors du traitement des données expérimentales. La figure 3.8 présente une comparaison des spectres de temps de vol mesuré (en noir) et simulé sans prise en compte de l'environnement (en rouge) obtenus pour un faisceau d'ions ^{12}C de 310 MeV/u dans une cible d'eau. Lorsque l'environnement de la salle d'expérience n'est pas pris en compte, l'étude des spectres simulés ne permet pas d'expliquer les différentes structures visibles sur les spectres mesurés. Cependant, la simulation du dispositif sans l'environnement est donc justifiée puisque le but est dans un premier temps de comparer les taux « nets » de γ prompts (c'est-à-dire les taux correspondant aux sélections en temps de vol et en énergie auxquels sont soustraits le bruit de fond).

Dans la suite, l'étude du spectre de temps de vol simulé avec l'environnement de l'expérience est présentée à la section 3.2.3.4 afin de comprendre l'origine des différentes structures visibles sur les spectres mesurés.

Les sélections appliquées lors des simulations sont les suivantes :

- $E > 2$ MeV pour le dépôt d'énergie lorsque le scintillateur BaF_2 est utilisé et $E > 1$ MeV dans le cas du scintillateur $\text{NaI}(\text{Tl})$.
- $\Delta t = 1,5$ ns pour la fenêtre de sélection sur le temps de vol obtenue avec le scintillateur

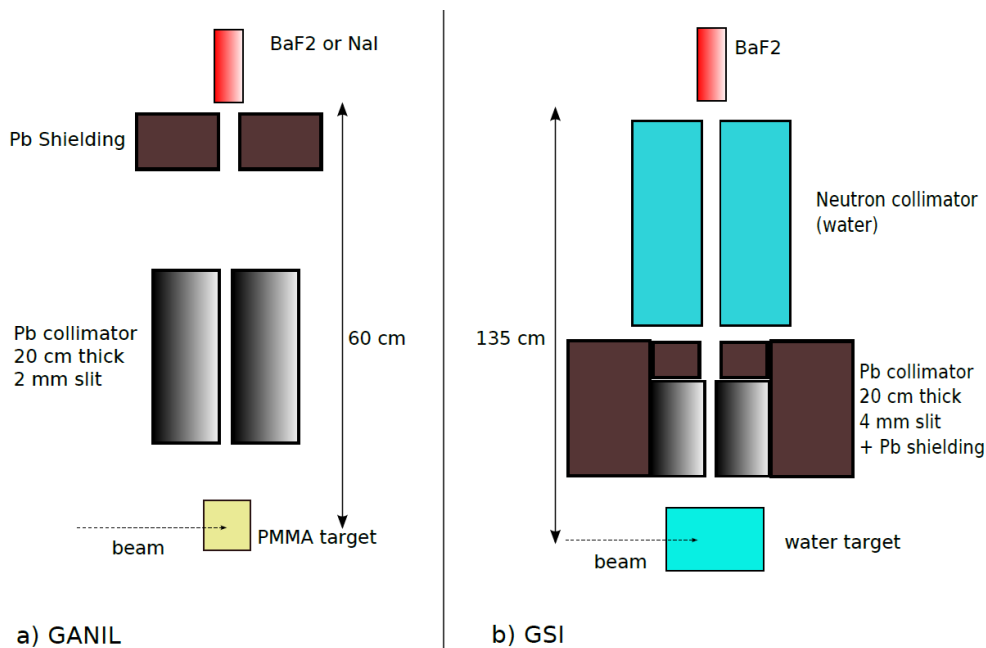


Figure 3.7 – Schéma des dispositifs expérimentaux simulés, utilisés lors des expériences au GANIL (a) et au GSI (b) voir section 2.2. Les cotes et les principaux paramètres des deux dispositifs sont donnés dans le tableau 2.1 de la section 2.1.1.1.

BaF₂ et le scintillateur NaI(Tl).

3.2.3.2 Profil longitudinal d'émission des photons γ prompts

De la même façon que lors des expériences, en réalisant des mesures à différentes profondeurs dans la cible, on obtient le taux de comptage des γ prompts en fonction de la position longitudinale de détection.

Les figures 3.9 et 3.10 montrent les distributions longitudinales des photons γ mesurées et simulées pour deux expériences représentant deux gammes d'énergie différentes : l'une à basse énergie, réalisée au GANIL (¹²C de 95 MeV/u sur cible de PMMA) et l'autre à haute énergie, réalisée au GSI (¹²C de 310 MeV/u sur cible d'eau). Au GANIL la cible était un cube de PMMA de 5 cm de côté tandis qu'au GSI la cible d'eau mesurait 12 cm de large, 20 cm de hauteur et 21 cm de longueur. Du fait de la statistique importante obtenues pour les simulations et les mesures de l'expérience du GANIL, les barres d'erreurs sont confondues avec les points correspondant aux mesures.

Les simulations des rendements de γ prompts et de neutrons à l'émission et la position des réactions de noyau-noyau, en fonction de la profondeur dans la cible, sont indiqués en bas des deux figures. La courbe du dépôt d'énergie est représentée pour indiquer le parcours des ions. On observe que les simulations ne parviennent pas à reproduire l'allure générale des taux de production des photons γ . À basse énergie, le taux de comptage simulé décroît avec la profondeur tandis qu'il augmente lors de l'expérience. À haute énergie, les distributions γ mesurées semblent plus aplaties le long du parcours mais augmentent assez faiblement (grandes fluctuations) au niveau du pic de Bragg. Si l'on prend en compte les fluctuations statistiques, le profil simulé peut être considéré comme plat le long du parcours. Les simulations ne parviennent donc pas à reproduire l'augmentation du taux de comptage à l'approche du pic de Bragg.

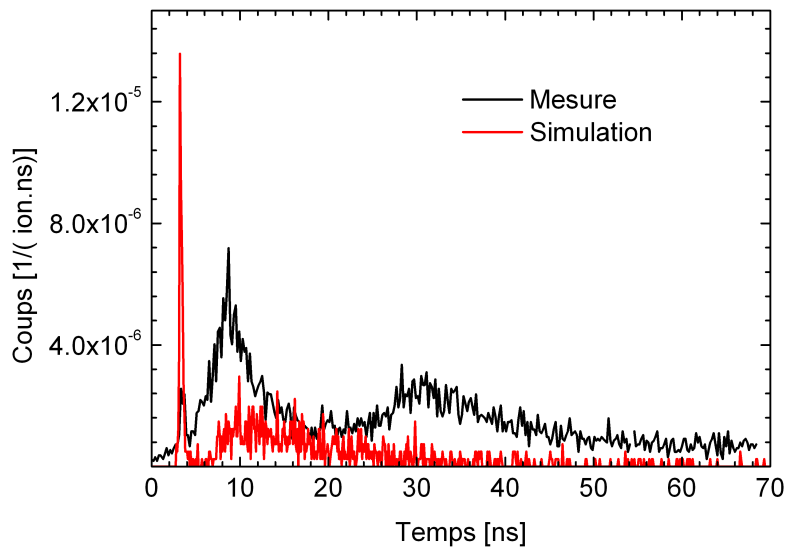


Figure 3.8 – Comparaison des spectres de temps de vol mesuré (en noir) et simulé sans prendre en compte l’environnement (en rouge). Ces spectres ont été obtenus pour un faisceau d’ions ^{12}C de 310 MeV/u irradiant une cible d’eau, une sélection $E > 2$ MeV est appliquée sur le dépôt d’énergie. La simulation est réalisée avec $8,5 \times 10^7$ ions.

Si la forme précise de la distribution n’est pas bien reproduite par les simulations, la fin du parcours des ions correspond bien à une chute du nombre de γ prompts détectés. Dans le cas des mesures et des simulations, cet effet est plus accentué lors des expériences réalisées au GANIL. En effet, des réactions secondaires de fragmentation ont lieu au-delà du pic de Bragg et comme l’illustrent les figures 3.9 et 3.10, la quantité de ces réactions secondaires augmente avec l’énergie du faisceau. Ceci conduit à une émission plus importante de γ prompts, après la position du pic de Bragg, durant les expériences réalisées au GSI comme représenté par le point mesuré à 200 mm. La cible utilisée au GSI ne mesurait que 210 mm de longueur, les points obtenus pour une profondeur de cible supérieure correspondent à des mesures effectuées hors cible (derrière la cible). C’est pourquoi, sur les mesures et les simulations, les taux au-delà de 210 mm chutent au même niveau que les mesures effectuées avant l’entrée du faisceau dans la cible. Ces points ne permettent pas d’évaluer quantitativement le contraste entre les taux de γ détectés en amont et en aval du pic de Bragg, mais permettent d’évaluer le bruit de fond.

Les simulations Geant4 montrent un changement brusque des rendements à l’émission de γ et de neutrons environ 5 mm avant le pic de Bragg (ce parcours correspond à des ions ^{12}C d’environ 50 MeV/u). Ce changement est plus marqué sur la figure 3.9 correspondant aux mesures réalisées à basse énergie. Cette discontinuité n’a pas d’origine physique, mais s’explique par un changement de modèle nucléaire selon que l’énergie du projectile incident est supérieure ou non à 50 MeV/u. Ce changement de modèle provient de l’utilisation du modèle *Binary Cascade* (BC) pour les ions légers (voir 3.2.1.2) ; dans ce modèle, lorsque l’énergie du projectile $E_p < 50$ MeV/u les noyaux de la cible et du projectile fusionnent. Ceci explique la chute brutale du rendement de γ prompts tandis que les rendements de neutrons augmentent brutalement. Car les noyaux qui se dés excitent sont plus lourds et plus excités.

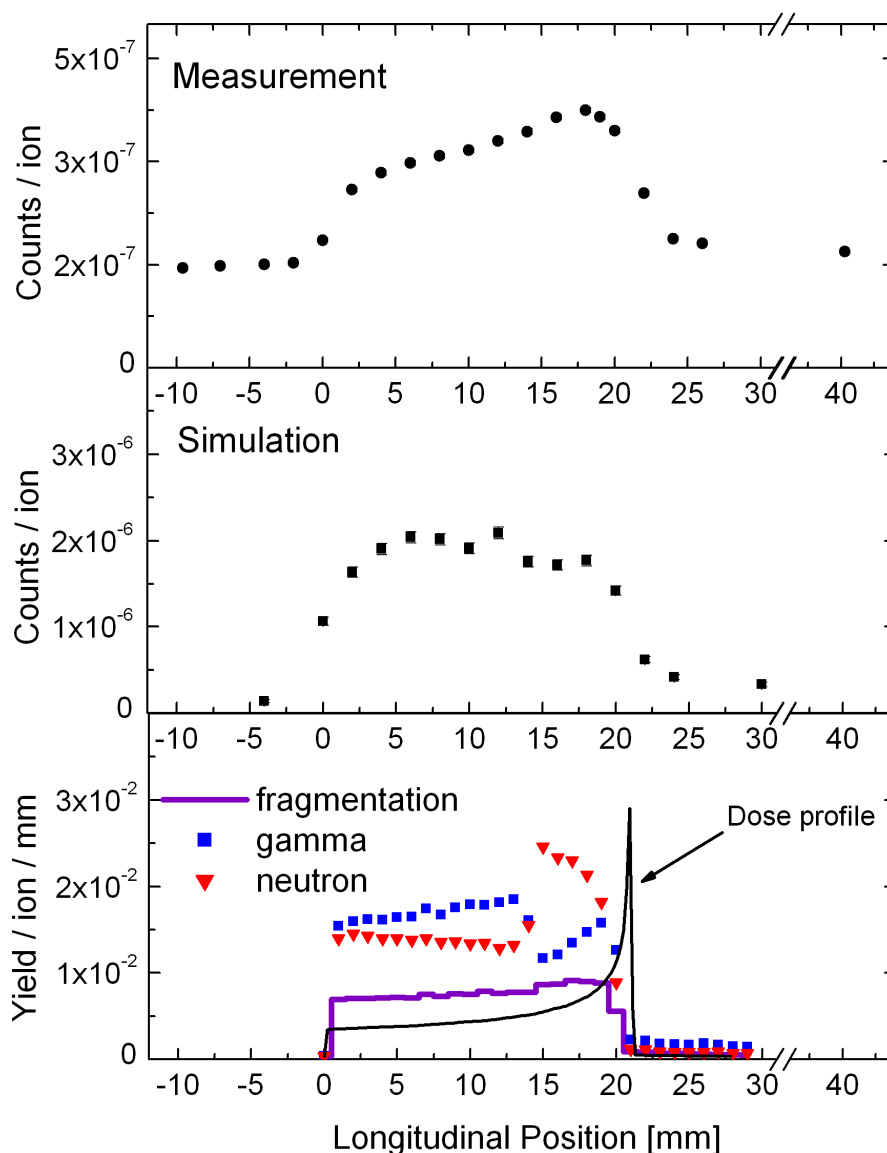


Figure 3.9 – Distributions longitudinales des photons γ prompts mesurée (en haut) et simulée (au milieu) obtenues lors de l'irradiation d'une cible de PMMA par un faisceau d'ions ^{12}C de 95 MeV/u. Les rendements de γ et neutrons simulés à l'émission, ainsi que le rendement de fragmentation, en fonction de la profondeur de cible de PMMA, sont représentés en bas de la figure. Le parcours des ions est indiqué par la courbe du dépôt d'énergie. Simulations réalisées avec des faisceaux de 10^8 ions et la version 9.1 de Geant4 (avec le modèle BC et sans FBU).

3.2.3.3 Taux de comptage

Le taux de comptage simulé est obtenu directement par intégration des coups enregistrés sur le détecteur, conditionnée par les sélections en temps et en énergie, puis normalisé par le nombre d'ions incidents. Afin de comparer les taux de comptage simulés et mesurés, il faut soustraire le bruit de fond provenant de l'environnement de la salle d'expérience qui n'est pas pris en compte dans la simulation (cf. paragraphe 2.1.2.2).

La comparaison des taux de comptage simulés et mesurés est effectuée pour une mesure

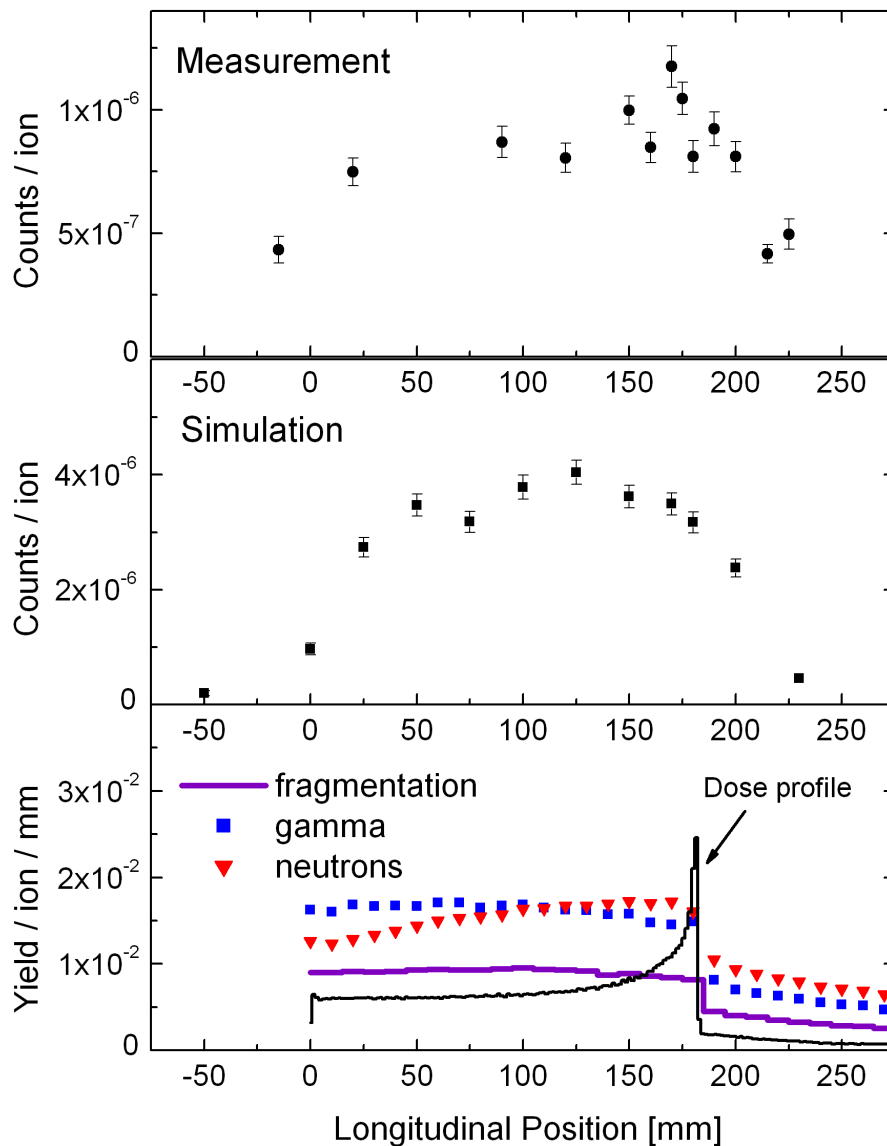


Figure 3.10 – Distributions longitudinales des photons γ prompts mesurée (en haut) et simulée (au milieu) obtenues lors de l'irradiation d'une cible d'eau par un faisceau d'ions ^{12}C de 310 MeV/u. Les rendements de γ et neutrons simulés à l'émission, ainsi que rendements de fragmentation, en fonction de la profondeur de cible d'eau, sont représentés en bas de la figure. Le parcours des ions est indiqué par la courbe du dépôt d'énergie. Simulations réalisées avec des faisceaux de $8,5 \times 10^7$ ions et la version 9.1 de Geant4 (avec le modèle BC et sans FBU).

réalisée au milieu du parcours. Pour les quatre expériences que nous avons réalisées, les simulations surestiment d'un facteur 12 les mesures. Ce désaccord est présent quelles que soient les conditions expérimentales (énergies, cibles différentes...).

La figure 3.11 illustre le désaccord entre simulations et mesures. Elle représente les spectres de dépôt d'énergie simulé et mesuré des γ prompts dans un scintillateur NaI(Tl) de 2", lors de la première expérience au GANIL. Si l'allure générale du spectre mesuré est globalement reproduite, le taux de comptage diffère effectivement d'un ordre de grandeur.

À noter que la résolution en énergie du détecteur n'est pas simulée, c'est pourquoi il est possible de voir quelques raies discrètes sur le spectre de dépôt d'énergie simulé. La raie située à 4,44 MeV provient du ^{12}C . La raie à 2,6 MeV n'est pas présente sur le spectre d'énergie des γ à l'émission (présenté plus loin sur la figure 3.18) et ne provient donc pas d'un photon γ de la cible. En réalité, cette raie provient de la diffusion inélastique d'un neutron, produit dans la cible, sur un noyau de ^{208}Pb du collimateur (réaction $(n,n\gamma)$). Sur le spectre mesuré, seul le pic γ de 511 keV est visible. Enfin, la bosse qui apparaît entre 0 et 500 keV lors de l'expérience provient probablement des neutrons diffusés par l'environnement de la salle d'expérience.

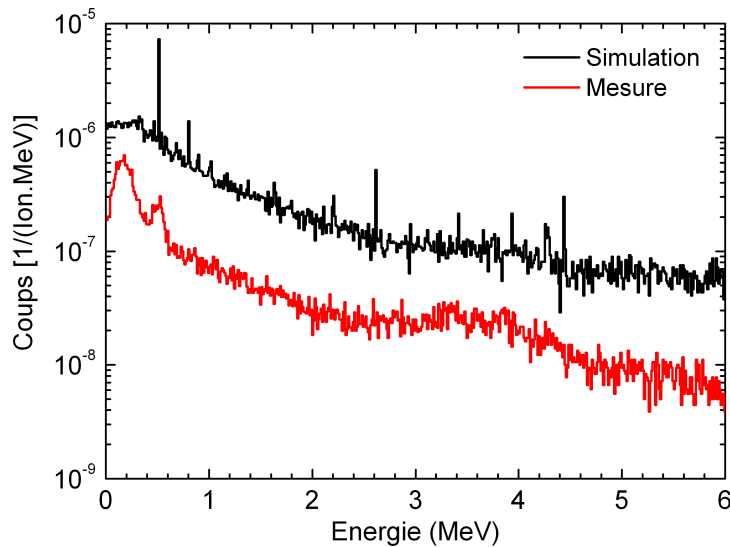


Figure 3.11 – Comparaison des spectres de dépôt d'énergie mesuré (courbe rouge) et simulé, avec la version 9.1 et le modèle BC sans FBU, (courbe noire) dans le détecteur NaI(Tl) de 2" par les photons γ prompts lors de l'irradiation d'une cible de PMMA par un faisceau d'ions ^{13}C de 73 MeV/u. Les spectres ont été réalisés à 10 mm de profondeur.

3.2.3.4 Etude des spectres de temps de vol

Jusqu'à présent, les simulations ont été réalisées dans le cas d'une configuration idéale, i.e. uniquement avec l'ensemble cible, collimateur, blindage et scintillateur.

La simulation de l'environnement a été réalisée, pour l'expérience du GSI, pour tenter d'interpréter la forme générale des spectres de temps de vol. La modélisation du bruit de fond est, en effet, très importante pour la technique du temps de vol. Elle est encore plus importante dans le cas où un scintillateur volumineux est utilisé comme lors de nos expériences (BaF_2). De plus, la structure en temps du faisceau varie selon l'accélérateur, il est donc important de comprendre l'influence du bruit de fond induit par l'environnement sur le signal induit par les γ prompts. L'environnement de l'expérience est composé des murs, du sol et du plafond en béton ainsi que du *beam dump* en fer et de l'aimant situé sous la table d'expérience ; les dimensions de la salle d'expérience sont disponibles dans la littérature [127]. La figure 3.12 représente le dispositif tel qu'il est simulé avec Geant4 : le dispositif sans l'environnement de la salle est représenté à gauche tandis que le dispositif avec l'environnement est représenté à droite.

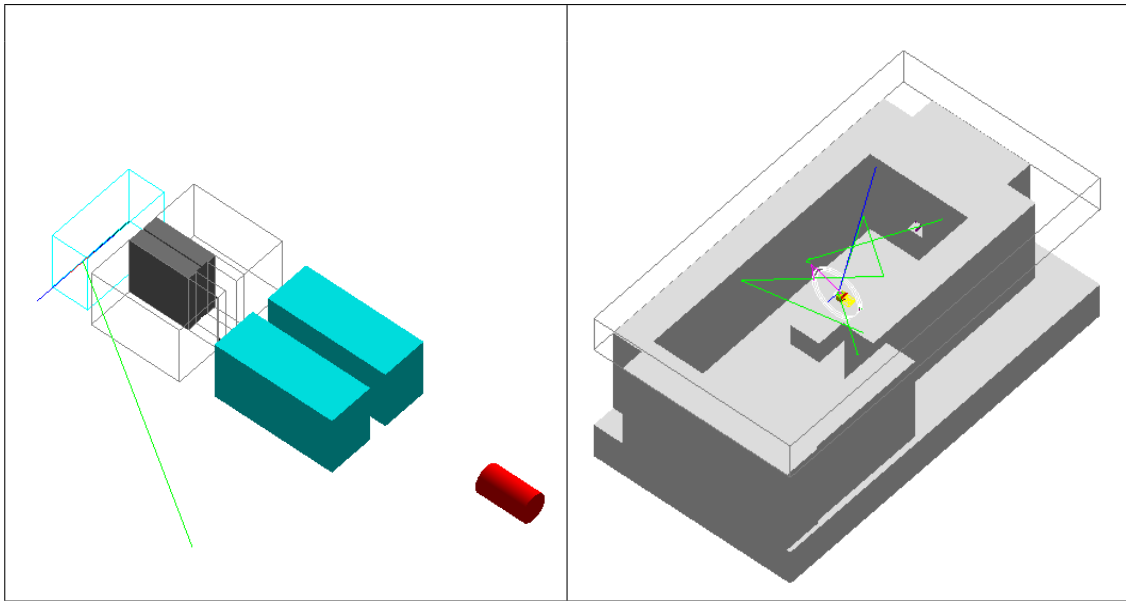


Figure 3.12 – Visualisation du dispositif simulé à l'aide de Geant4. Le dispositif sans l'environnement de la salle est représenté à gauche et le dispositif avec l'ajout de l'environnement est représenté à droite.

Le spectre de temps de vol obtenu lors des mesures est représenté en haut à gauche de la figure 3.13. L'origine du spectre de temps de vol est donnée par l'entrée des ions dans la cible. Ce spectre est obtenu avec le scintillateur BaF₂ auquel une sélection sur le dépôt d'énergie ($E > 2$ MeV) est appliquée. Le désaccord sur les taux de comptage des photons γ prompts, mis en évidence à la section 3.2.3.3, a été pris en compte pendant le traitement des données simulées : seulement 1/12 des γ prompts produits dans la cible et détectés par le scintillateur ont été pris en compte. Le pic de γ prompts est visible vers 4 ns et est suivi de 2 structures plus étendues : la plus importante est centrée sur 10 ns et la seconde plus petite vers 30 ns. En dessous du spectre de temps de vol total mesuré par le BaF₂, sont représentés les spectres de temps de vol des photons γ et des neutrons mesurés par un second détecteur BC501 capable de discriminer la composante "neutron" de la composante " γ " par l'analyse en forme du signal (voir section 2.1.2.3). La sélection sur l'énergie déposée appliquée aux spectres est $0,5 \text{ MeV} < E < 2 \text{ MeV}$. Le seuil à 500 keV correspond à l'énergie à partir de laquelle la séparation entre le signal induit par les γ et le signal induit par les neutrons devient possible. Au-delà d'un dépôt d'énergie supérieur à 2 MeV, les signaux du QDC saturent (plus de 50 % du signal) ce qui rend impossible la distinction entre le signal induit par les γ et le signal induit par les neutrons.

Comme nous l'avons déjà évoqué dans le chapitre 2 (voir 2.1.2), lors des mesures, la sélection est appliquée sur un dépôt d'énergie équivalent γ ; le dépôt d'énergie réelle des neutrons est supérieur. La formule de Birks [128] donne le rapport entre l'énergie déposée dans le détecteur et la production de lumière :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (3.2.8)$$

où A correspond à l'efficacité absolue de scintillation et kB est obtenue en ajustant la formule de Birks aux données expérimentales. Cette relation n'est cependant pas triviale mais peut être approchée : un neutron qui dépose une énergie de 2 MeV équivalent γ ,

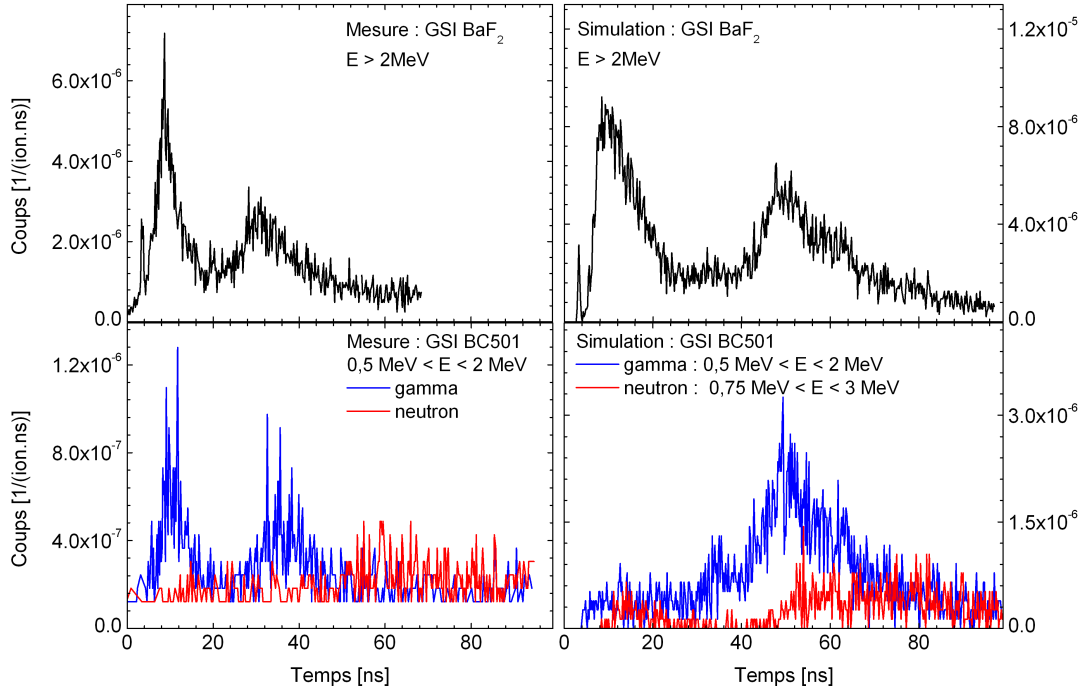


Figure 3.13 – Spectre de temps de vol obtenu avec le scintillateur BaF₂ et une sélection sur l'énergie déposée $E > 2$ MeV (représenté en haut). Les spectres de temps de vol des photons γ (en bleu) et neutrons (en rouge) correspondants, obtenus avec le scintillateur BC501 et une sélection sur l'énergie déposée $0,5$ MeV $< E < 2$ MeV, sont représentés en bas. Les spectres mesurés sont représentés à gauche et les simulations réalisées avec des faisceaux de 4×10^7 ions et la version 9.1 de Geant4 (BC sans FBU) sont représentées à droite.

dépose en réalité ≈ 3 -4 MeV. Ainsi, afin de reproduire au mieux la sélection appliquée lors des mesures nous avons choisi d'appliquer un facteur de correction ($\times 1,5$) sur la fenêtre de sélection du dépôt d'énergie des neutrons ($0,75 < E < 3$ MeV).

Le spectre de temps de vol simulé avec le scintillateur BaF₂ est représenté en haut à droite de la figure 3.13, l'origine du temps de vol correspond à l'entrée des ions dans la cible. L'allure globale est proche de celle des spectres mesurés, les deux structures sont présentes, respectivement centrées sur 15 et 50 ns, derrière le pic de photons γ prompts visible vers 4 ns. En bas à droite de la figure, sont représentés les spectres de temps de vol des photons γ et des neutrons, simulés avec le scintillateur BC501. Il faut noter qu'un second facteur de correction ($\times 2$), a été testé pour la sélection du dépôt d'énergie des neutrons. Dans ce cas, le spectre de temps de vol obtenu n'a que très légèrement changé : la composante du spectre des neutrons qui débute à 50 ns est décalée de 10 ns et débute à 40 ns tandis que la composante centrée vers 15 ns ne change pas.

L'étude des spectres obtenus avec le BC501 permet de discuter l'origine des différentes structures. Le spectre simulé, correspondant aux signaux neutrons, reproduit globalement les données expérimentales. Il montre clairement que les neutrons détectés ne contribuent pas à la formation des structures observées à la fois sur les spectres mesurés et sur les spectres simulés. En ce qui concerne les spectres correspondant aux signaux induits par les γ , les mesures montrent que les γ sont à l'origine des deux structures (à 10 et 30 - 35 ns respectivement). Cependant, sur les spectres simulés, seule la seconde structure apparaît vers 50 ns. Lors des mesures, les bouteilles d'eau ajoutées derrière le collimateur

pour réduire le signal induit par les neutrons (voir figure 3.7), ont pour effet de réduire la hauteur de la première structure à 10 ns mais n'influence pas le niveau de la seconde. Ainsi, on peut en déduire que les γ diffusés ou produits par l'environnement de la salle d'expérience contribuent à l'apparition de la seconde bosse sur les spectres de temps de vol mesurés. Ceci est confirmé par les simulations qui permettent une étude encore plus précise de l'origine des deux structures. En effet, il est possible de déterminer dans quels éléments ou volumes de l'environnement (murs, collimateur, blindage, etc.) les particules détectées ont été diffusées ou produites. On peut ainsi retracer l'histoire de chaque particule détectée.

Cette étude a montré que la seconde structure du spectre de temps de vol simulé (centré à 50 ns), tire principalement son origine des γ venant du mur face au faisceau (situé à 3 m de la cible), et que la contribution principale au début de cette structure provient de γ venant du sol (situé à 2 m de la ligne de faisceau) et dans une moindre mesure, de γ venant du plafond (situé à 2,8 m de la ligne de faisceau). L'étude de l'histoire de ces particules nous ont montré que ces γ étaient majoritairement produits dans les murs, le sol et le plafond (réactions nucléaires induites par des neutrons émis par la cible), la diffusion des γ prompts étant minoritaire. Ceci est confirmé par les temps d'arrivée de ces signaux qui sont majoritairement supérieurs à 30 ns.

La discussion concernant l'origine de la première structure est plus délicate. Sur les spectres simulés du BC501, la bosse n'apparaît pas lorsque la sélection sur l'énergie déposée est comprise entre 500 keV et 2 MeV (équivalent γ) comme le montre la figure 3.13.

Par contre, si on ne prend en compte que les événements dont le dépôt d'énergie est supérieur à 2 MeV (équivalent γ), représenté par la figure 3.14 dans le cas de la simulation, on voit clairement que les neutrons émis par la cible contribuent très largement à la première structure visible sur le spectre total simulé pour un temps de vol de 10 ns. Cette information ne peut pas être obtenue à partir des mesures car le détecteur BC501 saturait au dessus d'un dépôt d'énergie de 2 MeV.

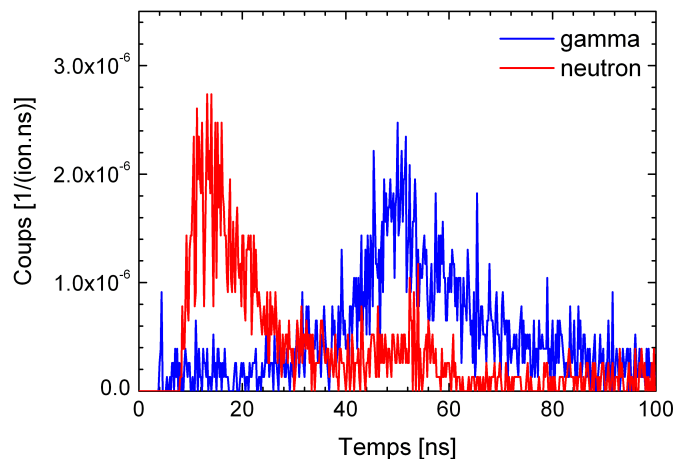


Figure 3.14 – Spectres de temps de vol des photons γ (bleu) et neutrons (rouge), simulés pour un faisceau de 4×10^7 ions avec la version 9.1 de Geant4 (BC sans FBU), obtenus avec le scintillateur BC501 et une sélection sur l'énergie déposée $E > 2$ MeV (équivalent γ).

Il y a donc un désaccord important entre les simulations, qui attribuent l'origine de la première structure à des neutrons dont le dépôt d'énergie est supérieur à 2 MeV, et les mesures qui attribuent cette origine à des photons γ . Du point de vue des données

expérimentales, nous sommes tentés d'attribuer l'origine de cette bosse à des γ produits dans le collimateur lors de processus de capture radiative des neutrons produits par la cible ($^y\text{Pb}(n,\gamma)^{y+1}\text{Pb}$). Nous avons donc étudié les réactions induites par les neutrons dans le plomb et en particulier celles conduisant à l'émission de γ . La figure 3.15 représente une simulation Geant4 (version 9.3 et modèle BC) de la distribution angulaire des neutrons au moment de l'émission (en haut à gauche) et de leur spectre en énergie (en haut à droite). Deux spectres en énergie des neutrons, conditionnés par l'angle, sont représentés en bas (de 0 à 15° à gauche et de 85 à 95° à droite). La simulation est réalisée avec un faisceau d'ions ^{12}C de 310 MeV/u irradiant une cible d'eau. Aux petites angles, les neutrons les plus rapides ont une énergie supérieure à 500 MeV. Vers 90°, les neutrons les plus rapides ont une énergie de l'ordre de 100 MeV ce qui est en accord avec le temps d'arrivée des premiers neutrons dans le détecteur (pic à ≈ 10 ns), représenté sur la figure 3.14. La composante principale du spectre en énergie des neutrons émis à 90° est comprise entre 0 et 20 MeV, ce qui couvre bien l'extension de la bosse jusqu'à 20 ns.

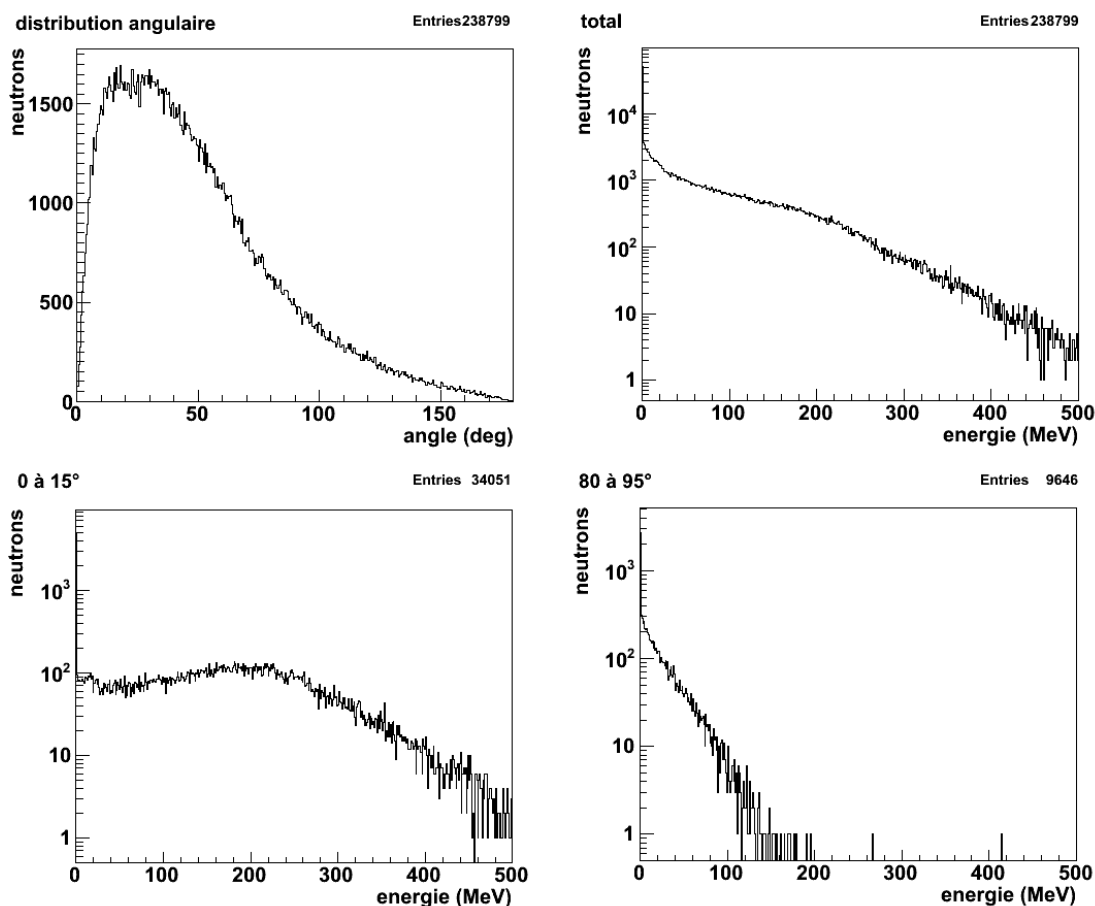


Figure 3.15 – Distribution angulaire des neutrons à l'émission (en haut à gauche) et spectre d'énergie des neutrons (en haut à droite). Deux spectres en énergie des neutrons, conditionnés par l'angle, sont représentés en bas (de 0 à 15° à gauche et de 85 à 95° à droite). Simulation Geant4 (version 9.3 et modèle Binary Cascade) réalisée avec un faisceau de 10^5 ions ^{12}C de 310 MeV/u irradiant une cible d'eau.

Le plomb naturel est composé de 3 isotopes stables : le ^{206}Pb ($\approx 24\%$), le ^{207}Pb ($\approx 22\%$) et le ^{208}Pb ($\approx 53\%$). La figure 3.16 représente, en haut, les sections efficaces des réactions de diffusion élastique (n,n), de diffusions inélastique (n,n γ) et de capture neutronique (n, γ)

pour le système $n + {}^{207}\text{Pb}$. Le détail des sections efficaces des réactions inélastiques $(n, n\gamma)$, $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, (n, p) , (n, α) , (n, np) et $(n, n\alpha)$ sont représentées en bas de la figure.

Les sections efficaces pour les systèmes $n + {}^{206}\text{Pb}$ et $n + {}^{208}\text{Pb}$ sont très similaires. Cependant, les sections efficaces de capture neutronique dans le ${}^{207}\text{Pb}$ sont plus importantes. On observe que la capture est un processus dominant par rapport aux collisions inélastiques pour des énergies inférieures au MeV. La section efficace de capture baisse rapidement avec l'énergie des neutrons. Au dessus de 1 MeV, les diffusions inélastiques sur le plomb $(n, n\gamma)$ ont des sections efficaces largement supérieures aux sections efficaces de capture neutronique. Les sections efficaces de ces dernières sont très faibles ; on peut en conclure qu'elles ne participent que très légèrement à la production des γ de la première structure du spectre de temps de vol obtenu lors des mesures. En ce qui concerne les réactions inélastiques, les réactions $(n, n\gamma)$ dominent jusqu'à ≈ 9 MeV.

Afin de vérifier si les interactions entre les neutrons et le plomb constituant le collimateur sont bien reproduites par les simulations, la comparaison des sections efficaces de réaction avec des données expérimentales de l'agence japonaise de l'énergie atomique (<http://www.ndc.jaea.go.jp>), qui sont utilisés par Geant4, a été effectuée. Le but est là encore de vérifier si le code Monte Carlo fonctionne correctement. La figure 3.17 représente les sections efficaces de diffusion élastique (n, n) et inélastique $(n, n\gamma)$, pour 5 énergies (1, 2, 5, 10 et 20 MeV), pour les systèmes $n + {}^{206}\text{Pb}$, $n + {}^{207}\text{Pb}$ et $n + {}^{208}\text{Pb}$. Les données simulées sont obtenues par l'irradiation d'une cible mince de 1 mm d'épaisseur, de la même manière que les sections efficaces de réaction du système ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ (voir section 3.2.2.1). Pour ces simulations, un faisceau de 10^6 neutrons est utilisé, garantissant une statistique importante : les barres d'erreurs sont très petites et n'apparaissent pas sur la figure 3.17.

Les simulations reproduisent assez bien les sections efficaces de diffusion élastique des neutrons sur le plomb. En ce qui concerne les diffusions inélastiques, les simulations parviennent globalement à reproduire l'allure des sections efficaces mesurées en fonction de l'énergie. Des écarts pouvant cependant atteindre un facteur 2 sont observés. Dans le cas du ${}^{208}\text{Pb}$, un désaccord important apparaît en dessous de 5 MeV (les valeurs expérimentales sont très faibles et n'apparaissent pas sur la figure).

On observe que les diffusions inélastiques sont les principales sources de production de γ dans le collimateur en plomb. Les désaccords obtenus entre les mesures et les simulations montrent, globalement, une surestimation des sections efficaces de diffusion inélastique par les simulations. On devrait donc observer plus de γ dans la première structure avec les simulations ; ce n'est cependant pas le cas. Par ailleurs, ces réactions $(n, n\gamma)$ ne permettent pas d'expliquer l'absence de neutron dans la structure sur le spectre de temps de vol mesuré. En effet, même si une partie de ces neutrons peuvent être diffusés, cela n'explique pas l'absence presque totale des neutrons dans cette structure.

Au moment de la rédaction de ce manuscrit, cette comparaison simulations-mesures des spectres de temps de vol mesuré et simulé ne permet pas vraiment de conclure sur l'origine de la première structure. On observe également que le temps de vol correspondant aux deux structures n'est pas bien reproduit. Les incertitudes sur les dimensions de la salle d'expérience ne permettent pas d'expliquer ce décalage en temps. Elles se traduisent par une incertitude sur le spectre de temps de vol de l'ordre de quelques nanosecondes, incompatible avec les 20 ns séparant la seconde structure mesurée de la seconde structure simulée. Cependant, l'influence de l'environnement de l'expérience sur le spectre de temps de vol a été mise en évidence et l'origine de la seconde structure est confirmée par les simulations.

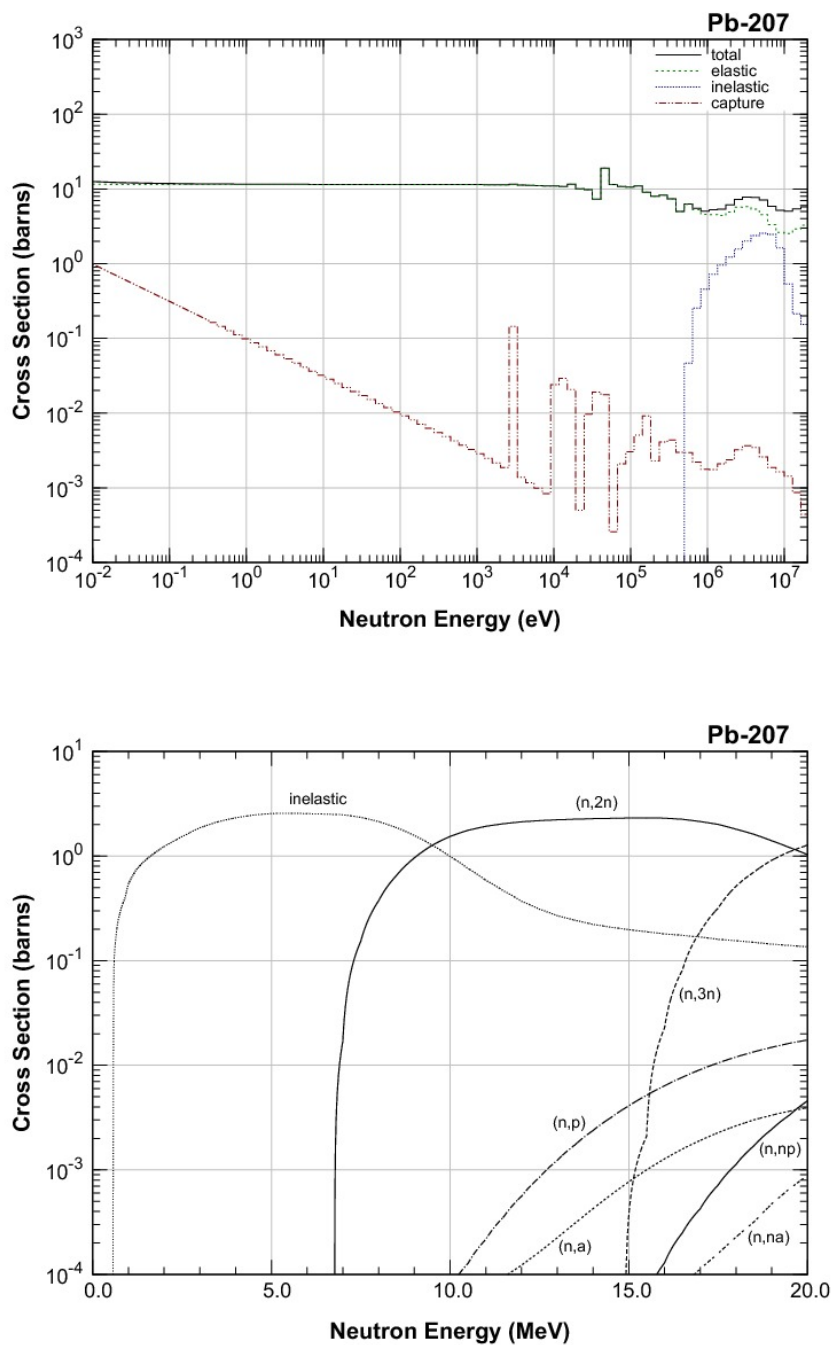


Figure 3.16 – En haut : sections efficaces de diffusion élastique (n,n) , de diffusion inélastique $(n,n\gamma)$ et de capture radiative (n,γ) pour le système $n + ^{207}\text{Pb}$. En bas : sections efficaces pour les réactions inélastiques $(n,n\gamma)$, $(n,2n)$, $(n,3n)$, (n,p) , (n,α) , (n,np) et $(n,n\alpha)$. Les données proviennent du NDC (Nuclear Data Center) de JAEA (Japan Atomic Energy Agency), <http://www.ndc.jaea.go.jp>.

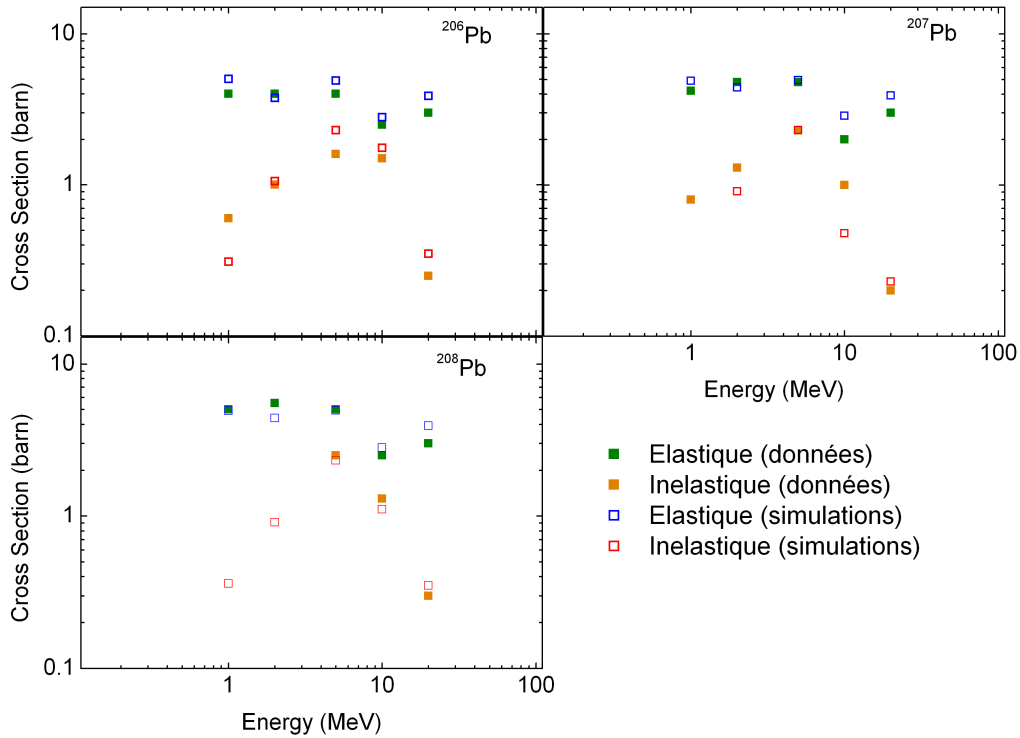


Figure 3.17 – Sections efficaces de diffusion élastique et inélastique pour les systèmes $n+^{206}\text{Pb}$, $n+^{207}\text{Pb}$ et $n+^{208}\text{Pb}$. Les simulations réalisées avec des faisceaux de 10^6 neutrons sont représentées par des carrés vides et les données expérimentales par des carrés pleins. Les données proviennent du Nuclear Data Center du JAEA (Japan Atomic Energy Agency - <http://www.ndc.jaea.go.jp>).

3.2.4 Amélioration du code

Le désaccord entre les mesures des γ prompts et leur modélisation par Geant4, mise en évidence dans la section précédente, nous a incités à étudier le code Geant4 en détail. Parallèlement, une phase active d'amélioration du code par les développeurs, notamment des modèles de désexcitation, a débuté. Afin de sélectionner la meilleure physique concernant la collision nucléaire pour la modélisation de l'émission des photons γ prompts, les modèles QMD (*Quantum Molecular Dynamics*) et BC (*Binary Cascade*) ont été récemment comparés. Les fragments produits par ces modèles correspondent aux données d'entrée des modèles de désexcitation responsables de l'émission des γ prompts. Les modèles de collision nucléaire ont donc un rôle primordial dans l'émission des γ prompts. Les modèles de désexcitation nucléaire, présentés dans le paragraphe 3.2.1.2, seront également étudiés dans cette section, en particulier l'influence de l'activation du modèle du Fermi break-up.

3.2.4.1 Étude et comparaison des modèles hadroniques

Avant la version 9.3 de Geant4, les modèles du Fermi break-up (FBU) et de multifragmentation n'étaient pas activés par défaut. Sans ces modèles, la désexcitation des fragments ne peut s'effectuer que par évaporation de particules ou de γ et en fin de désexcitation, par transitions radiatives. Cependant, dans les systèmes légers que l'on rencontre en hadronthérapie (C+C, C+O, C+H, etc.), la fragmentation décrit par le Fermi break-

up est un des canaux les plus fréquents important (voir section 3.2.1.2). Le modèle de multi-fragmentation gère la désexcitation des fragments de masses intermédiaires qui sont rarement produits lors des collisions d'ions carbone sur cibles légères. De plus, à cause du seuil élevé sur l'énergie d'excitation ($E^* > 3$ MeV/u) il est rarement activé dans nos simulations. C'est pourquoi son activation influence très peu la production de fragments et de γ . Les figures 3.18 et 3.19 représentent, à gauche, les simulations des rendements à l'émission de γ , de protons, de neutrons et d' α ainsi que les rendements de fragmentation en fonction de la profondeur dans un cube de PMMA de 5 cm de côté. Les simulations sont réalisées avec un faisceau de 10^5 ions ^{12}C de 95 MeV/u. Ces simulations ont été réalisées avec la version 9.2 de Geant4, (sans FBU en haut et avec FBU au milieu) et avec la version 9.3 (avec FBU en bas). Les spectres d'énergie correspondants des γ , au moment de leur émission, sont représentés à droite. La figure 3.18 est obtenue avec le modèle BC et la figure 3.19 avec le modèle QMD.

Activation du Fermi break-up

Lors de la première comparaison des rendements de γ prompts détectés, les simulations ont été réalisées avec la version 9.1 de Geant4 et le modèle BC mais sans le FBU. Ce dernier permet de désexciter les fragments excités en les cassant en plusieurs particules et fragments légers mais sans émission de γ . À l'issue du Fermi break-up, deux cas se présentent : les fragments ont une énergie d'excitation discrète ou alors ils sont totalement désexcités. Dans les deux cas, il n'y a pas d'émission forcée de γ (voir paragraphe 3.2.1.3). Lorsqu'il est activé, le FBU intervient avant l'évaporation dans la chaîne de désexcitation. Cette dernière désexcite le fragment par l'évaporation de particules légères et dans une moindre mesure, de photons γ . Elle conduit rarement à la désexcitation complète du fragment mais produit des fragments dont l'énergie d'excitation est continue, impliquant l'émission de γ forcés. On s'attend donc à observer une diminution du nombre de γ émis lorsque le Fermi break-up est activé. L'étude du rendement des γ et des particules légères avec et sans FBU est présentée sur les figures 3.18 et 3.19. Concernant les γ prompts, l'activation du FBU afin de désexciter les fragments excités en sortie de BC ou de QMD, permet de diviser la quantité de γ prompts émis par un facteur voisin de 2 (la référence correspond au milieu de parcours, *i.e.* 1 cm).

Avec le modèle QMD, l'activation du FBU fait apparaître un pic très important de γ prompts en fin de parcours. Cependant, dans la version 9.3, ce pic disparaît pour laisser place à une lente augmentation du rendement de γ prompts tout au long du parcours.

L'allure globale des spectres en énergie à l'émission, dans le cas du modèle BC, change peu avec ou sans le FBU. Quand il n'est pas activé, la composante principale du spectre en énergie des γ prompts atteint 20 MeV. Après l'activation du FBU, cette composante ne couvre plus qu'un domaine d'énergie compris entre 0 et 10 MeV. Dans le cas du modèle QMD, le FBU réduit la hauteur de la composante du spectre en énergie $E < 10$ MeV, mais ce spectre remonte jusqu'à 20 MeV. Cette composante qui n'a *a priori* pas d'origine physique, disparaît avec la version 9.3. Ceci met en évidence l'influence des algorithmes utilisés entre les différentes versions. Ceux-ci peuvent être à l'origine de variations significatives pour les mêmes simulations réalisées avec deux versions différentes.

Comparaison des modèles QMD et BC

Les modèles QMD et BC sont couplés aux mêmes modèles de désexcitation ; pour la comparaison de ces deux modèles, le modèle FBU est activé. Sur la figure 3.18, dans le cas du modèle BC, le changement de modèle au voisinage de 50 MeV/u, déjà évoqué dans

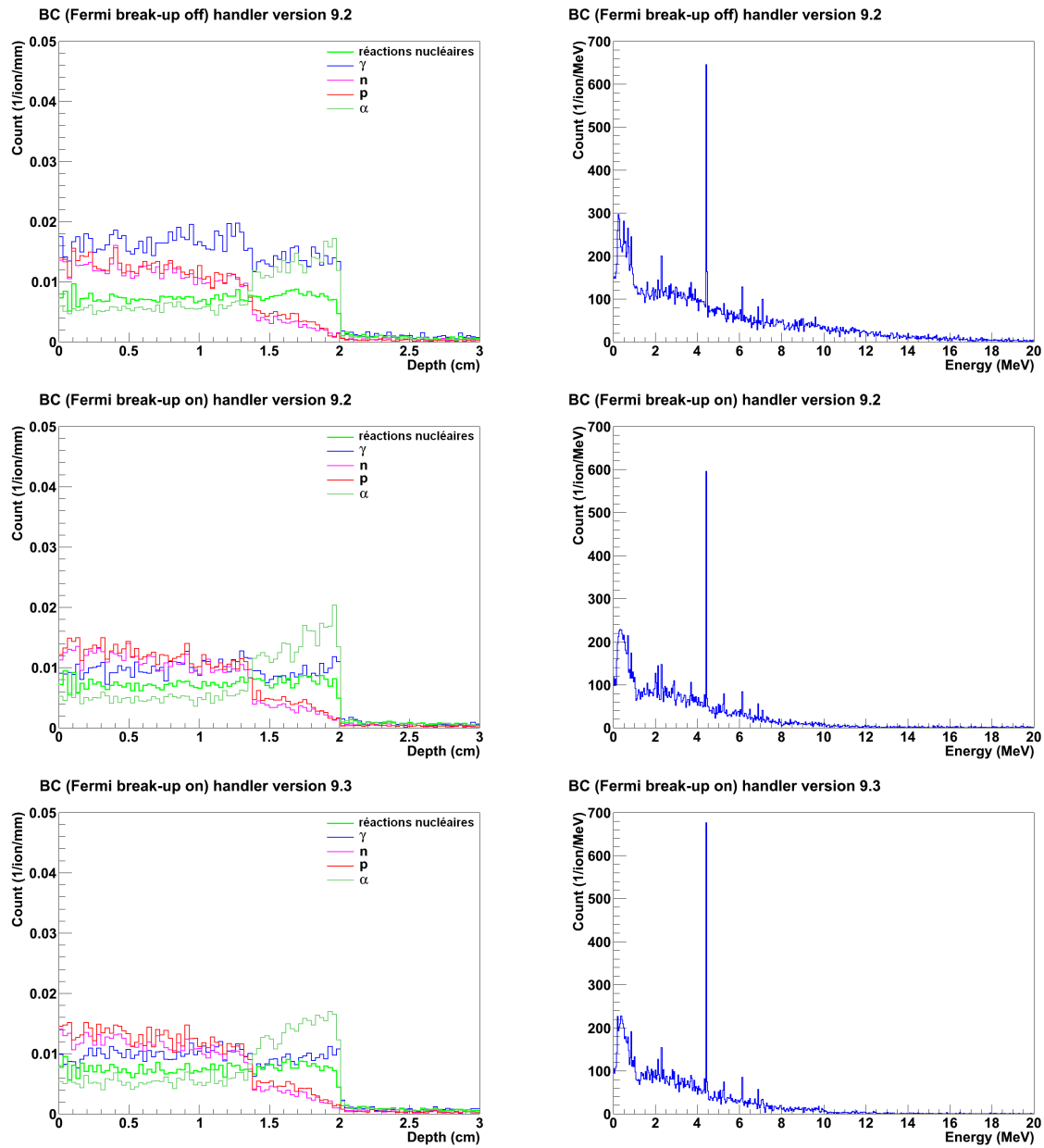


Figure 3.18 – Simulations des rendements à l'émission de γ , protons, neutrons et α et rendements de fragmentation en fonction de la profondeur dans une cible de PMMA (à gauche). Les spectres d'énergie à l'émission des γ correspondants sont représentés à droite. Simulations d'un faisceau de 10^4 ions ^{12}C à 95 MeV/u réalisées avec la version 9.2 de Geant4 (BC sans FBU en haut et BC + FBU au milieu) et avec la version 9.3 (BC et FBU en bas).

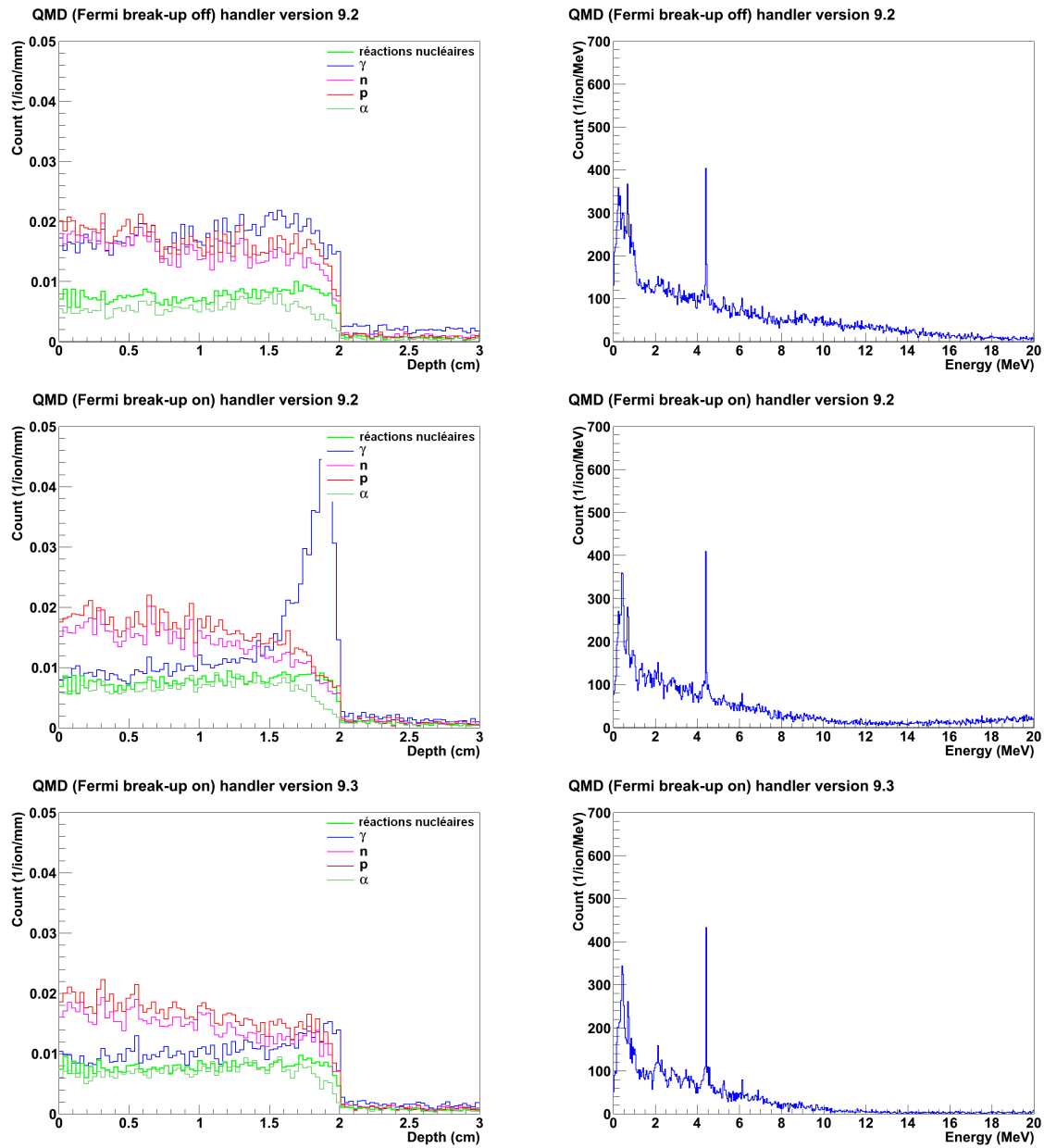


Figure 3.19 – Simulations des rendements à l'émission de γ , protons, neutrons et α et rendements de fragmentation en fonction de la profondeur dans la cible de PMMA (à gauche). Les spectres d'énergie à l'émission des γ correspondants sont représentés à droite. Simulations d'un faisceau de 10^4 ions ^{12}C à 95 MeV/u réalisées avec la version 9.2 de Geant4, (QMD sans FBU en haut et QMD + FBU au milieu) et avec la version 9.3 (QMD et FBU en bas).

la section 3.2.3.2, est visible mais il est plus marqué pour les particules chargées et les neutrons. Ce changement de modèle dû à l'activation de la fusion en dessous de 50 MeV/u dans le modèles BC, cause une légère baisse du rendement de γ prompts à l'émission. Avec le modèle QMD, il n'y a pas de discontinuité. Le rendement de γ augmente légèrement avec la profondeur dans la cible tandis que le rendement des protons et des neutrons décroît légèrement. Ce phénomène a une origine physique, en effet, à la fin du parcours, les ions ont perdu une partie importante de leur énergie et conduisent, en moyenne, à la formation de fragments moins excités. Lorsqu'il n'y a plus assez d'énergie d'excitation disponible pour émettre un nucléon, seules les transitions radiatives sont possibles pour désexciter le fragment excité. Les spectres d'énergie au moment de l'émission obtenus avec les modèles BC et QMD, montrent des comportements similaires. Ils conduisent à des taux de production de γ prompts proches (le modèle BC produit environ 20% de γ en moins sur l'ensemble du parcours). Ceci est probablement dû à la baisse de production de γ prompts en fin de parcours. On observe également que le modèle QMD produit plus de protons et de neutrons que le modèle BC.

3.2.4.2 Choix du modèle : comparaisons entre simulations et mesures

Dans la suite des simulations nous avons choisi d'activer le modèle FBU qui décrit le canal de fragmentation pour des systèmes légers. En ce qui concerne le choix du modèle régissant l'étape de la collision nucléaire, le modèle QMD est préféré au modèle de cascade intranucléaire *Binary Cascade*. Ce dernier produit moins de γ prompts, mais présente une discontinuité en fin de parcours, dont le comportement n'est pas physique. Enfin, nous avons choisi de réaliser les simulations qui suivent avec la version 9.3 de Geant4 (dernière version disponible au moment de la réalisation des simulations).

La figure 3.20 représente la comparaison entre les mesures et les simulations des taux de détection longitudinaux des γ prompts, avec les modèles QMD et FBU. La comparaison dans le cas de l'expérience réalisée au GANIL est représentée en haut de la figure tandis que celle correspondant à l'expérience du GSI est représentée en bas. Les encarts représentent les distributions longitudinales des γ prompts après avoir été normalisées par rapport au maximum des taux de comptage, et après la soustraction du bruit de fond dans le cas des mesures.

On constate que l'allure de la distribution de γ simulée est mieux reproduite dans le cas du GANIL. L'augmentation des rendements de γ prompts est visible sur les simulations. En ce qui concerne l'expérience de GSI, l'allure des taux de détection en profondeur des γ prompts est meilleure que celui obtenue à la figure 3.10. La fin du parcours correspond également à la formation d'un pic de γ prompts mais celui-ci est plus atténué qu'à basse énergie. À 230 mm, deux points ont été simulés, l'un correspondant à une mesure en dehors la cible (point ouvert) et l'autre correspondant à une mesure dans la cible (point fermé). Le point réalisé hors-cible a été simulé pour reproduire les conditions expérimentales, tandis que le second, simulé sur une cible de 25 cm de long (soit 4 cm de plus que lors de l'expérience) donne une information sur le taux de γ prompts détectés quelques centimètres derrière le pic de Bragg. Le point simulé en dehors de la cible à 230 mm est légèrement plus élevé que celui simulé en amont de la cible (40 mm avant l'entrée dans la cible). Ceci est en accord avec les mesures, représentés dans l'insert, où la mesure à 230 mm est légèrement plus haute que celle réalisée 15 mm en amont de la cible. Le rapport entre le taux de γ détectés avant et après le pic de Bragg est appelé le contraste. Le point mesuré dans la cible montre qu'il y a un facteur 2 entre les γ détectés en amont (à 100 mm) et en aval (à 230 mm) du pic de Bragg. Dans le cas de l'expérience avec le faisceau d'ions de 95

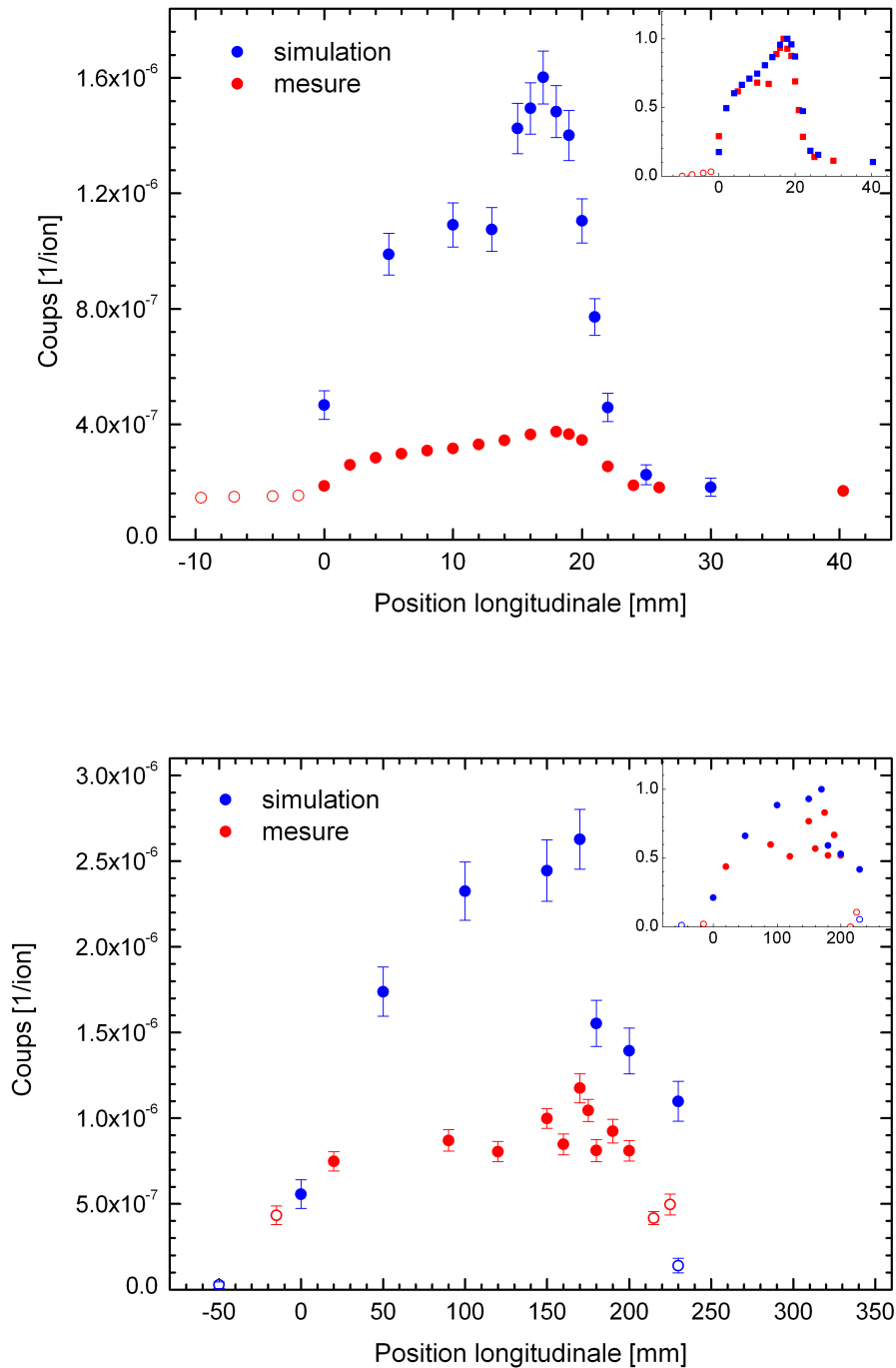


Figure 3.20 – Distributions longitudinales des photons γ prompts mesurées (en rouge) et simulées (en bleu) obtenues lors de l'irradiation d'une cible de PMMA par un faisceau d'ions ^{12}C de 95 MeV/u (en haut) et lors de l'irradiation d'une cible d'eau par un faisceau d'ions ^{12}C de 310 MeV/u (en bas). Une sélection avec un seuil de 2 MeV sur le dépôt d'énergie (équivalent γ) est appliqué. Les encarts représentent la comparaison des distributions après normalisation et soustraction du bruit de fond. Les points ouverts correspondent à des mesures réalisées en dehors de la cible. Les simulations sont réalisées avec la version 9.3 du code et les modèles QMD et FBU. Chaque point correspond à la simulation d'un faisceau de 10^8 pour l'expérience du GANIL et $8,5 \times 10^7$ ions pour celle du GSI.

MeV/u, l'encart du haut de la figure 3.20 montre que le contraste est bien reproduit par les simulations, après la normalisation et la soustraction du bruit de fond. Ce contraste est plus favorable que dans le cas du faisceau d'ions de 310 MeV/u car il y a moins de réaction de fragmentation nucléaire.

En ce qui concerne les taux de comptage, la divergence entre les simulations et les mesures est réduite. Cependant, elle dépend de la position à laquelle la mesure est effectuée. Afin de comparer la divergence observée avec le modèle BC et sans FBU (version 9.1, voir section 3.2.3.3) et celle obtenue avec les modèles QMD et FBU (version 9.3), nous avons choisi un point situé au milieu du parcours : 10 mm à 95 MeV/u et 100 mm à 310 MeV/u. En milieu de parcours, les simulations surestiment les données d'un facteur 5 au GSI et d'un facteur 6,5 au GANIL, soit une baisse du nombre de γ de plus d'un facteur 2 entre la simulations réalisée avec les modèle BC sans FBU (version 9.1) et celle réalisée avec les modèles QMD et FBU (version 9.3). Le tableau 3.2 résume la comparaison des taux de comptage pour trois positions caractéristiques : au début, au milieu et à la fin du parcours.

Expériences	début du parcours	milieu du parcours	fin du parcours
GANIL 2008	6	6,5	6,5
GSI 2009	4,5	5	3,5

Table 3.2 – Rapport des taux de comptage simulés sur les taux de comptage nets mesurés pour trois positions caractéristiques : au début, au milieu et à la fin du parcours des ions incidents pour la configuration QMD-FBU

Dans le cas de l'expérience réalisée au GANIL, la surestimation du taux de comptage par les simulations est quasi-constant autour d'un facteur 6. Ceci était prévisible compte tenu de la comparaison présentée dans l'encart de la figure 3.20. Dans le cas de l'expérience réalisée au GSI, avec un faisceau de plus haute énergie, le rapport entre les taux simulés et mesurés fluctue entre 3,5 en fin de parcours et 5 au milieu. Ceci peut s'expliquer par les fluctuations du bruit de fond sur les spectres de temps vol (cf. section 2.1.3.1) et la statistique correspondant à une centaine de coups par points.

Pour réduire le nombre de γ prompts détectés dans les simulations, on peut imaginer appliquer le Fermi break-up aux fragments légers ($1 < A < 4$). Il est d'abord nécessaire de déterminer si cela est physiquement justifié. L'autre possibilité consiste en l'élimination des γ forcés générés par le code en fin de désexcitation. En effet, ces émissions sont utilisées uniquement afin de respecter la conservation de l'énergie.

3.2.5 Normalisation des taux de comptage

Lors de nos expériences, la source de photons γ vue par le scintillateur collimaté n'est pas ponctuelle : le champ de vue du détecteur est de l'ordre de quelques millimètres. Il varie sensiblement d'une expérience à une autre, principalement en fonction de la largeur de la fente de collimation. Le taux de comptage des γ prompts dépend donc non seulement de l'angle solide de détection (défini pour une source ponctuelle) mais aussi du champ de vue. La grandeur pertinente pour normaliser les taux de détection des photons γ obtenus lors des expériences est le produit de l'angle solide de détection Ω par le champ de vue FOV (*Field of View*) représentés sur la figure 3.21 :

$$\omega = \Omega \times FOV \quad (3.2.9)$$

3.2.5.1 Angle solide de détection et champ de vue déterminés par simulations

Pour chaque expérience, la géométrie du dispositif a été reproduite en prenant en compte le type de scintillateur utilisé : BaF_2 pour les deux expériences réalisées au GSI (ions ^{12}C de 292 MeV/u et 310 MeV/u) et pour la seconde expérience réalisée au GANIL (ions ^{12}C de 95 MeV/u) ; $\text{NaI}(\text{Tl})$ pour la première expérience réalisée au GANIL (ions ^{13}C de 73 MeV/u). La figure 3.21 représente le schéma de la simulation : une source linéaire et isotrope de photons γ est placée devant le collimateur (suivant l'axe z orthogonal au plan de collimation) à une distance correspondant à celle entre le faisceau et le collimateur pendant les expériences : 15 cm au GANIL et 22 cm puis 10 cm pour respectivement GSI 2008 et GSI 2009, voir le tableau 2.1 de la section 2.1.1.1. La distribution en énergie de cette source correspond à celle, obtenue par simulation (avec les modèles QMD et FBU), des photons γ prompts émis lors d'une irradiation par des ions ^{12}C .

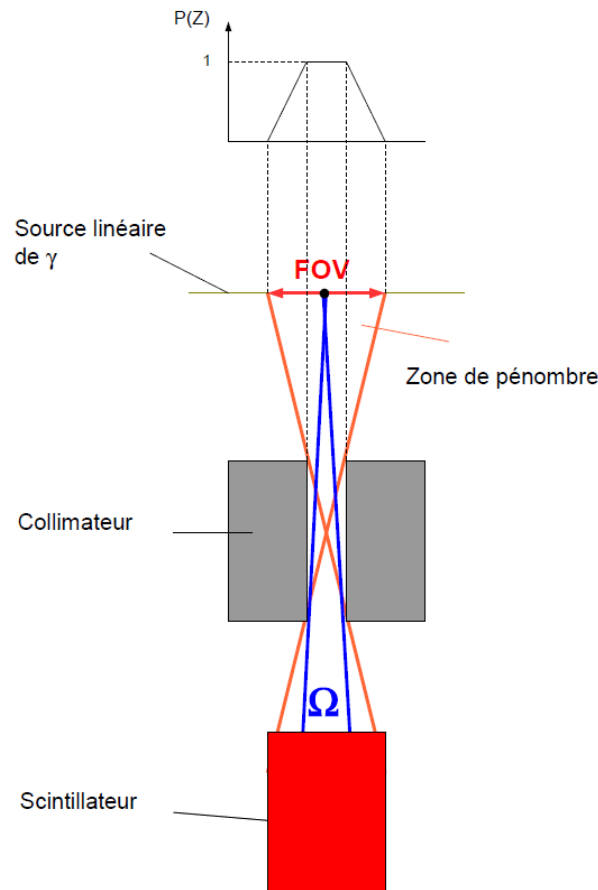


Figure 3.21 – Schéma de la simulation : une source linéaire et isotrope de photons γ est placée devant le collimateur (suivant l'axe z orthogonal au plan de collimation). Le schéma n'est pas à l'échelle.

La figure 3.22 représente les points d'émission suivant l'axe z des photons γ détectés par le scintillateur, pour les quatre expériences. L'origine de l'axe z correspond au centre de la fente du collimateur. Les lignes rouges correspondent, pour chaque expérience, à la largeur de la fente du collimateur. Cette largeur correspond à celle des diagrammes au niveau du plateau ($P(z) = 1$).

Nous définissons le champ de vue FOV par :

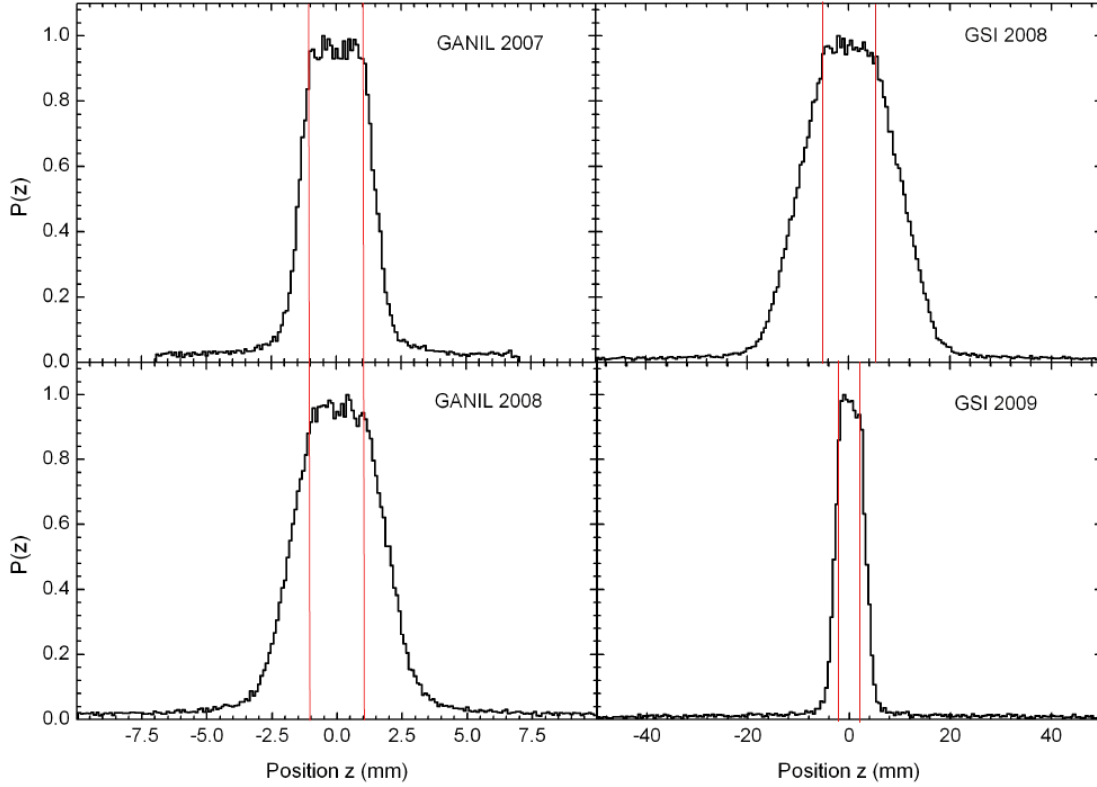


Figure 3.22 – Diagramme des points d'émission suivant l'axe z (orthogonal au plan de collimation) des photons γ détectés par le scintillateur pour les 4 expériences. L'origine de l'axe correspond au centre de la fente du collimateur. Les lignes rouges correspondent à la largeur de la fente du collimateur. Pour le dispositif expérimental, voir la fig 3.7 dans la section 3.2.3.

$$FOV = \int_{-\infty}^{+\infty} P(z) dz \quad (3.2.10)$$

P est la distribution normalisée des positions z et $P(z)$ est une grandeur sans dimension proportionnelle à la probabilité de détecter un photon γ émis par la source dans la direction du scintillateur à la position z . Cette probabilité tient compte des caractéristiques géométriques du dispositif et de l'efficacité de détection.

L'angle solide moyen Ω prend en compte l'efficacité des scintillateurs NaI(Tl) et BaF₂. L'efficacité de ces deux détecteurs étant proche de 1, on peut considérer que cet angle solide correspond à l'angle solide géométrique. Sur l'ensemble du champ de vue, l'angle solide Ω est défini par :

$$\Omega = \frac{N_{\gamma det}}{N_{\gamma tot}} 4\pi \quad (3.2.11)$$

où $N_{\gamma det}$ est le nombre de photons γ détectés, $N_{\gamma tot}$ est le nombre total de photons γ émis par la source. Toutes ces valeurs ainsi que les champs de vue sont résumés dans le tableau 3.3.

Expériences	d_{s-d} (cm)	fente (mm)	FOV (mm)	Ω (sr)	ω (sr.mm)
GANIL 2007	60	2	3,1	$1,93 \times 10^{-4}$	6×10^{-4}
GANIL 2008	60	2	4,1	$4,33 \times 10^{-4}$	$1,73 \times 10^{-3}$
GSI 2008	100	10	22	$1,07 \times 10^{-3}$	$2,35 \times 10^{-2}$
GSI 2009	135	4	6,4	$4,54 \times 10^{-4}$	3×10^{-3}

Table 3.3 – Distance source-détecteur d_{s-d} , largeur de la fente de collimation, champ de vue du détecteur FOV , angle solide Ω et facteur de normalisation ω obtenus pour les quatre expériences. Simulations réalisées avec la version 9.1 du code *Geant4*.

3.2.5.2 Comparaison des taux de comptage entre les expériences

Grâce au calcul du facteur de normalisation ω , on peut normaliser les taux de comptage et les distribution longitudinales des photons γ mesurés par unité d'angle solide de détection et par unité de longueur de parcours vue par le détecteur collimaté (FOV). La figure 3.23 représente les distributions des photons γ prompts obtenus après normalisation.

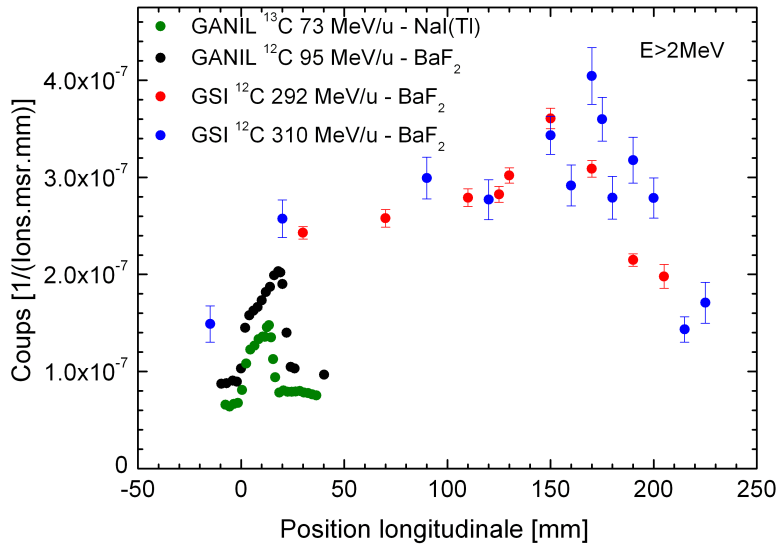


Figure 3.23 – Distributions longitudinales des photons γ prompts mesurées au GANIL et au GSI et normalisées par unité d'angle solide et par unité de longueur.

Le taux de comptage net obtenu au milieu du parcours des ions lorsque le scintillateur BaF_2 est utilisé est de $\approx 10^{-7} \gamma \cdot (\text{ion.msr.mm})^{-1}$ et légèrement inférieur avec le scintillateur $NaI(Tl)$ ($\approx 6 \times 10^{-8} \gamma \cdot (\text{ion.msr.mm})^{-1}$). Cet écart de 40 % n'est pas dû à une meilleure efficacité du BaF_2 , car l'efficacité des détecteurs est prise en compte lors de la normalisation. La cause de cet écart n'est pas identifiée pour l'instant. Le taux de comptage net à la fin du parcours est 2 fois plus important au GSI (haute énergie) qu'au GANIL (basse énergie). Ce facteur met en évidence le rôle des fragmentations secondaires, plus importantes à haute énergie, qui induisent l'émission de γ « secondaires » en plus des γ « primaires ». L'étude des γ secondaires sera traitée dans le paragraphe suivant.

Le bruit de fond mesuré dépend de l'expérience : il est plus important à haute énergie (GSI) $\approx 1,5$ à $2 \times 10^{-7} \gamma \cdot (\text{ion.msr.mm})^{-1}$. Avec des faisceaux de plus basse énergie, ce

bruit de fond est de l'ordre de $\approx 0,6$ à $1 \times 10^{-7} \gamma \cdot (\text{ion} \cdot \text{msr} \cdot \text{mm})^{-1}$. Le scintillateur NaI(Tl) mesurait 5 cm de diamètre et 5 cm d'épaisseur, tandis que le scintillateur BaF₂ était plus volumineux (9 cm de diamètre et 16 cm de longueur), c'est pourquoi, le bruit de fond mesuré par ce dernier était plus important.

3.3 Étude prospective

3.3.1 Cartographie des lieux d'émissions des γ prompts

Au cours d'une irradiation, beaucoup de réactions nucléaires inélastiques secondaires ont lieu. Elles sont induites par des fragments produits lors de réactions induit par des ions du faisceau primaire. Les γ prompts « secondaires » émis lors de ces réactions, ne portent pas d'information sur le parcours des ions. Au contraire, ils dégradent l'information fournie par les γ prompts « primaires ».

L'étude qui suit a pour objectif d'établir une carte des points d'émission des γ prompts dans la cible afin de quantifier l'effet de ces γ secondaires dans le cas de faisceaux d'ions ¹²C mais aussi de faisceaux de protons. Toutes les simulations de cette étude ont été réalisées avec la version 9.3 de Geant4 en utilisant les modèle QMD, pour les ions ($Z > 1$), et BC pour les neutrons et les protons. Le modèle de désexcitation du Fermi Break-Up a été activé. Nous devons rappeler que les taux de production des γ simulés sont surestimés d'un facteur 5 à 6 par rapport aux taux de production mesurés.

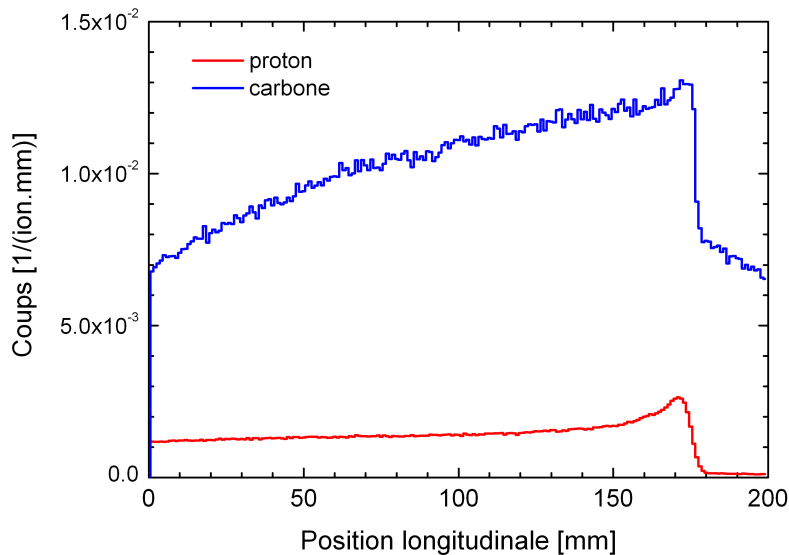


Figure 3.24 – Comparaison des taux de production de photons γ simulés par Geant4 (version 9.3), et utilisant les modèles QMD pour les ions ($Z > 1$), et BC pour les protons et les neutrons ; le modèle FBU de désexcitation a été activé. Irradiation avec 10^6 protons de 160 MeV (en rouge) et avec 10^5 ions ¹²C de 310 MeV/u (en bleu) dans une cible d'eau.

La comparaison entre les rendements de γ prompts émis lors d'une irradiation avec un faisceau d'ions ¹²C et un faisceau de protons a déjà été abordée dans le premier chapitre. La figure 3.24 est réalisée avec la version 9.3 et les modèles QMD et FBU sont utilisés. Elle représente le rendement de photons γ prompts dans le cas d'une irradiation avec un

faisceau de protons de 160 MeV et un faisceau d'ions ^{12}C de 310 MeV/u dans une cible d'eau. Le rapport des rendements de γ prompts émis lors d'une irradiation avec un faisceau d'ions ^{12}C et avec un faisceau de protons est, en moyenne, égal à 7,5 sur l'ensemble du parcours.

3.3.1.1 Faisceau d'ions carbone

Pour étudier les points d'émission de γ prompts dans la cible, une simulation d'un faisceau de 10^6 ions ^{12}C de 310 MeV/u irradiant une cible d'eau de géométrie cylindrique, de 20 cm de diamètre et 20 cm de longueur, a été effectuée. À cette énergie, plus de la moitié des ions primaires subissent une réaction de fragmentation avec les noyaux de la cible ($\approx 55\%$). La figure 3.25 représente le nombre d'émissions de γ prompts par mm^3 dans la cible en coordonnées cylindriques. Les points d'émission des γ prompts sont représentés en haut, à gauche. Les autres cartes montrent ces points d'émission conditionnés par le projectile à l'origine de la réaction nucléaire : ^{12}C ou particules secondaires (neutrons, protons et α).

Le faisceau ponctuel de 10^6 ions ^{12}C conduit à l'émission directe ou indirecte d'environ 2×10^6 γ prompts, soit $2 \gamma \cdot \text{ion}^{-1}$. En prenant en compte la surestimation du taux de γ prompts par les simulations par rapport aux mesures (≈ 6), on en déduit qu'en réalité $\approx 3,3 \times 10^5$ γ prompts sont émis soit un peu plus de $0,3 \gamma \cdot \text{ion}^{-1}$ sur 4π et sur tout le parcours et pour toutes les énergies.

Près de 60% de ces γ sont produits lors de réactions secondaires. Le nombre de fragmentations induites par des fragments secondaires est proche du nombre de réactions nucléaires primaires. Les γ secondaires sont principalement dus aux réactions induites par des neutrons (50 %) ou par des protons (20 %). Le tableau 3.4 montre la répartition de l'origine des γ prompts selon la nature du projectile avec ou sans un seuil de sélection sur l'énergie d'émission $E > 2$ MeV. On observe que la sélection en énergie influe peu sur la répartition de l'origine des γ prompts.

projectile	^{12}C (%)	neutrons (%)	protons (%)	α (%)	autres particules (%)
sans sélection	41,55	31,09	12,29	4,45	10,62
$E > 2$ MeV	40,35	31,94	12,81	4,44	10,46

Table 3.4 – Répartition des γ prompts selon la nature de la particule (ions ^{12}C , neutrons, protons, α ou d'autres particules, i.e. deutérium, tritium, etc.) qui a induit la réaction. Ces valeurs sont données sans sélection et avec une sélection $E > 2$ MeV sur l'énergie des γ prompts à l'émission.

La figure 3.26 représente le rendement total des γ prompts en fonction de la profondeur dans la cible ainsi que les rendements de γ primaires issus des réactions induites par les ions du faisceau primaire et de γ secondaires issus des réactions induites par les particules secondaires, dans le cas d'un faisceau d'ions ^{12}C de 310 MeV/u irradiant une cible d'eau. Le nombre de γ primaires décroît avec la profondeur de cible avant de remonter pour former un pic en fin de parcours. Les simulations montrent que les ions ^{12}C sont à l'origine de l'augmentation de γ détectés en fin de parcours lors des expériences au GANIL et au GSI. Les γ secondaires, principalement induit par les neutrons, augmentent le long du parcours des ions, jusqu'à un maximum situé quelques centimètres avant la fin du parcours. Plus le fragment secondaire est lourd et plus son parcours après le pic de Bragg est faible. L'émission des γ secondaires produits par ces fragments plus lourds, contribuent donc légèrement à l'augmentation des γ détectés en fin de parcours.

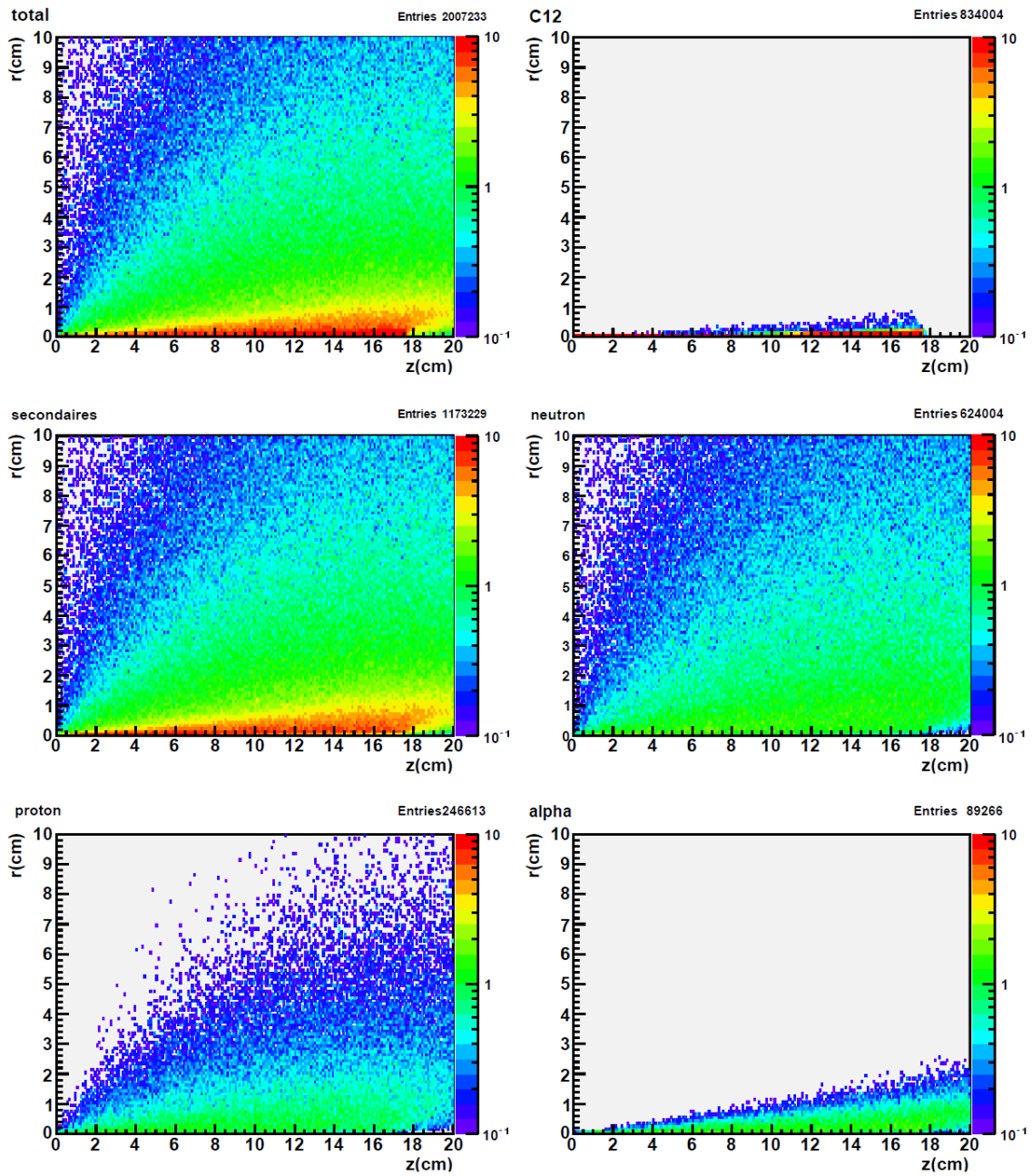


Figure 3.25 – Nombre d'émissions des γ prompts par mm^3 en fonction des coordonnées cylindriques : la position radiale r d'émission et la position longitudinale z , dans le cas d'un faisceau de 10^6 ions ^{12}C de 310 MeV/u irradiant une cible d'eau. L'ensemble des points d'émission est représenté en haut à gauche. Les autres cartes montrent les points d'émission conditionné par le type de projectile à l'origine de la réaction de fragmentation : ^{12}C ou secondaires (neutrons, protons et alpha). Simulations effectuées avec la version 9.3 du code Geant4 ; les modèle QMD et FBU ont été utilisés.

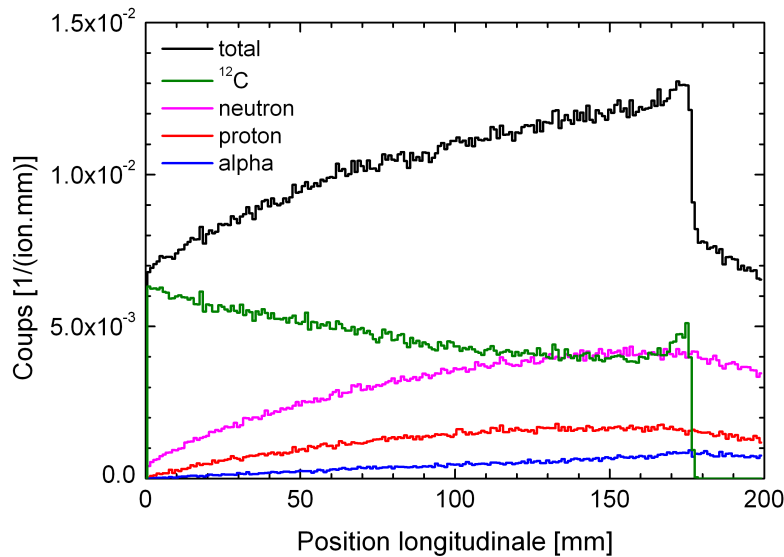


Figure 3.26 – Rendements des photons γ prompts, en fonction de la profondeur dans la cible, total et conditionnés par le type du projectile : ^{12}C ou secondaires (neutrons, protons et α). Simulation réalisée dans le cas de l’irradiation d’une cible d’eau par 10^5 ions ^{12}C de 310 MeV/u avec la version 9.3 du code Geant4. Les modèles QMD et FBU ont été utilisés.

Avec notre dispositif, nous mesurons la distribution longitudinale de γ prompts émis dans la cible. Les γ produits lors des réactions secondaires influencent le contraste obtenu à la position du pic de Bragg. Nous avons montré que, malgré cet effet, le contraste des taux de γ prompts mesurés avant et après le pic de Bragg est suffisant pour détecter la fin du parcours dans le cas des expériences réalisées à basse énergie. À haute énergie, l’absence de mesures dans la cible après le pic de Bragg ne permet pas d’estimer ce contraste. Les simulations à haute énergie prédisent, cependant, un contraste encourageant (voir figure 3.24) : elles montrent la nécessité de réaliser de nouvelles mesures de contraste avec des faisceaux de haute énergie.

Les dispositifs de caméra collimatée et caméra Compton que nous développons, seront couplés à un hodoscope de faisceau. Celui-ci donne la position transverse du faisceau (cf. section 1.3.4.3) ce qui permet d’obtenir la position en trois dimensions du point d’émission des γ prompts. Cependant, les simulations montrent que plus de la moitié de ces γ prompts proviennent de réactions secondaires. Ces émissions peuvent avoir lieu à une distance assez importante de la trajectoire des ions.

La figure 3.27 représente les simulations des positions radiales r d’émission des γ prompts. Le spectre total des points d’émission est représenté en haut à gauche, les autres spectres représentent ces points d’émission conditionnés par la nature du projectile : ^{12}C (dans ce cas l’échelle des abscisses est comprise entre 0 et 1 cm), particules secondaires et neutrons. Sur chaque figure, sont représentés les spectres correspondant à trois profondeurs de cible différentes : au début du parcours entre $z = 1$ et 1,5 cm (vert), au milieu du parcours entre $z = 8$ et 8,5 cm (bleu) et à la fin du parcours entre $z = 17$ et 17,5 cm (rouge). La variation de la distribution transverse des points d’émission en fonction de la profondeur de cible est clairement visible. La courbe des émissions totales des γ prompts montre qu’en début de parcours, la majorité des γ prompts sont émis à une distance inférieure à 2 mm

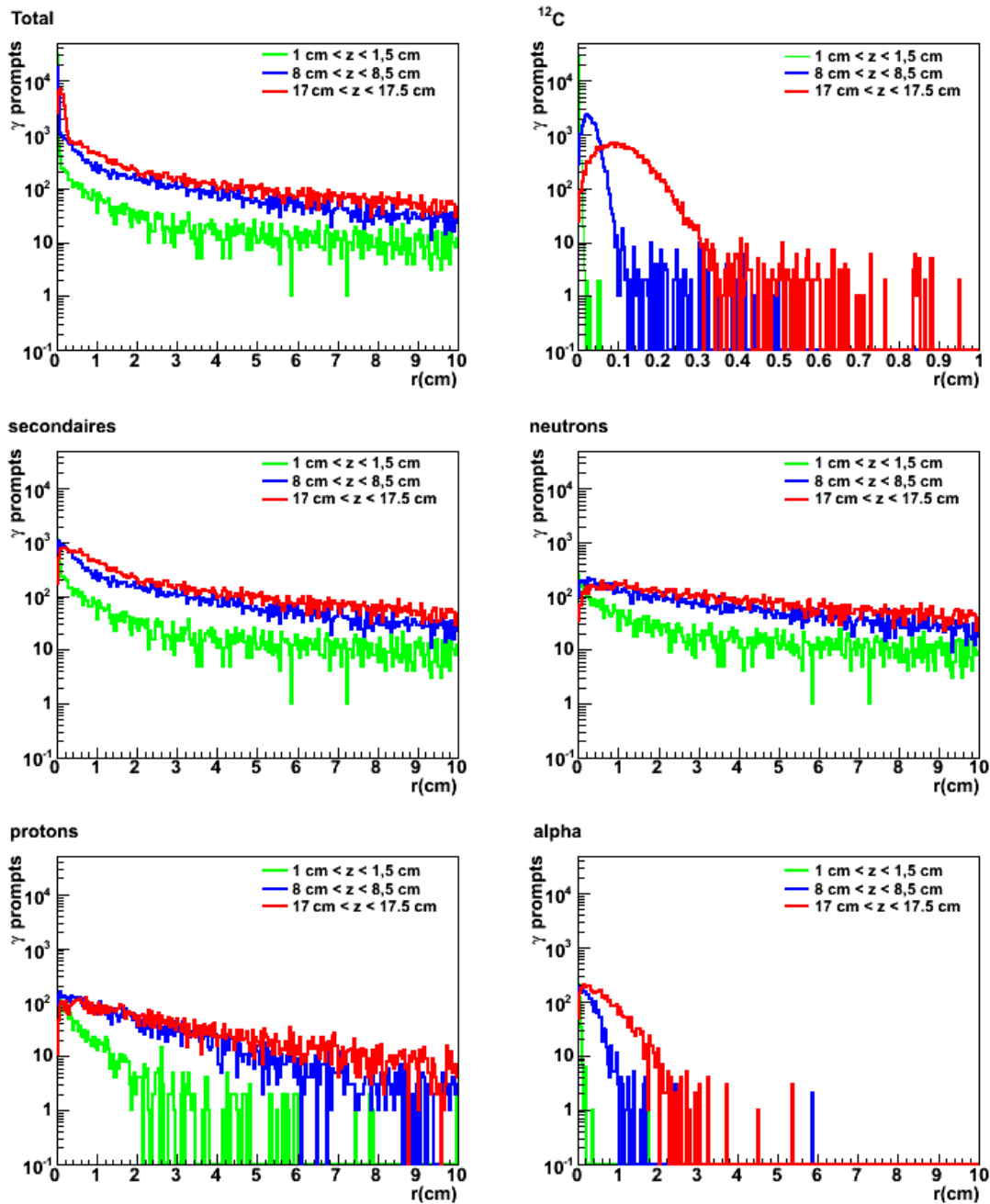


Figure 3.27 – Positions radiales d'émission des γ prompts obtenus par simulations (Geant4 version 9.3 avec les modèles QMD et FBU) d'une irradiation d'un cible d'eau par un faisceau de 10^6 ions ^{12}C . Le spectre total des points d'émission est représenté en haut à gauche, les autres spectres représentent ces points d'émission selon la nature du projectile : ^{12}C et secondaires (neutrons, protons et α). Les trois spectres sur chaque figure correspondent à trois profondeurs de cible différentes suivantes : au début du parcours entre 1 et 1,5 cm (vert), au milieu du parcours entre 8 et 8,5 cm (bleu) et à la fin du parcours entre 17 et 17,5 cm (rouge). Dans le cas du ^{12}C , l'échelle des abscisses est comprise entre 0 et 1 cm.

du centre du faisceau. La quantité de γ prompts émis à plus de 5 mm, augmente de façon importante avec la position longitudinale tandis que la contribution des γ prompts émis à moins de 5 mm diminue. Ceci a pour conséquence de délocaliser l'information sur le faisceau (de la même façon que les réactions de fragmentation délocalisent la dose). Le *straggling* latéral du faisceau d'ions ^{12}C est visible sur la courbe correspondant aux γ primaires : en fin de parcours les points d'émission sont distribués, principalement, dans un cylindre de 1 mm de rayon autour de l'axe du faisceau, ceci correspond au *straggling* calculé par SRIM en fonction de l'épaisseur (voir figure 1.9 dans la section 1.2.1.3). La position radiale moyenne de l'émission des γ primaires augmente avec la position longitudinale. Dans le cas des γ secondaires, on constate qu'ils peuvent être produits en quantité importante à grande distance (plusieurs centimètres) du faisceau, principalement en milieu et fin de parcours.

Le tableau 3.6 donne la proportion des γ prompts émis à une distance $r < 2,5$ mm de l'axe du faisceau, ce qui correspond à des positions transverses relativement bien évaluées, à 5 mm près environ. Ces valeurs correspondent à quatre situations : (i) sur toute la longueur de la cible de 20 cm ; (ii) au début du parcours ($1 < z < 1,5$ cm) ; (iii) au milieu du parcours ($8 < z < 8,5$ cm) ; (iv) à la fin du parcours ($17 < z < 17,5$ cm).

	$0 < z < 20$	$1 < z < 1,5$	$8 < z < 8,5$	$17 < z < 17,5$
γ prompts	2007233	38434	52516	64689
γ prompts : $r < 2,5$ mm	1003452	32644	28049	27057
γ prompts : $r < 2,5$ mm (%)	49,99	84,94	53,41	41,83
^{12}C incidents (%)	82,72	91,21	81,11	85,35
n (%)	3,45	2,97	3,68	2,34
p (%)	2,69	1,99	2,83	1,60
α (%)	3,16	1,15	3,46	3,61

Table 3.5 – Proportion de γ émis à une distance $r < 2,5$ mm de l'axe du faisceau dans les cas d'un faisceau d'ions ^{12}C de 310 MeV/u irradiant une cible d'eau. Quatre situations sont représentées : sur toute la longueur de la cible (20 cm), au début du parcours ($1 < z < 1,5$ cm), au milieu du parcours ($8 < z < 8,5$ cm), à la fin du parcours ($17 < z < 17,5$ cm). La contribution des ^{12}C , des neutrons, des protons et des α par rapport au total des émissions à une distance $r < 2,5$ mm est indiquée en %. Simulation Geant4 version 9.3 utilisant les modèles QMD et FBU.

Au cours de l'irradiation, la moitié des γ prompts sont émis à une distance $r < 2,5$ mm. À cause des émissions secondaires, cette proportion diminue avec la profondeur de la cible (≈ 85 % en début de parcours et ≈ 42 % avant le pic de Bragg). Les émissions de γ prompts proches de l'axe du faisceau proviennent en grande majorité des ions primaires (80 à 90 %). Le *straggling* latéral du faisceau d'ions est faible ≈ 2 mm, les γ primaires restent bien corrélés au faisceau, même en fin de parcours.

3.3.1.2 Faisceau de protons

À l'instar de l'étude effectuée avec un faisceau d'ions ^{12}C , nous avons réalisé une cartographie des points d'émission des γ prompts dans le cas d'un faisceau de protons. La simulation consiste en un faisceau de 10^7 protons de 160 MeV, afin d'avoir à peu près la même statistique qu'avec les ions ^{12}C , irradiant un cylindre d'eau de 20 cm de diamètre et 20 cm de longueur. L'énergie du faisceau de protons a été choisie pour correspondre au même parcours que des ions ^{12}C de 310 MeV/u. Le nombre d'émissions de γ prompts, en fonction des coordonnées cylindriques, sont représentées sur la figure 3.28. Les diagrammes

sont normalisés par unité de volume (c.f. étude avec les faisceaux d'ions ^{12}C du paragraphe précédent). L'ensemble des points d'émission est représenté en haut à gauche. Les autres cartes montrent les points d'émission conditionnés par le projectile à l'origine de la réaction de fragmentation : protons incidents ou particules secondaires (neutrons et protons).

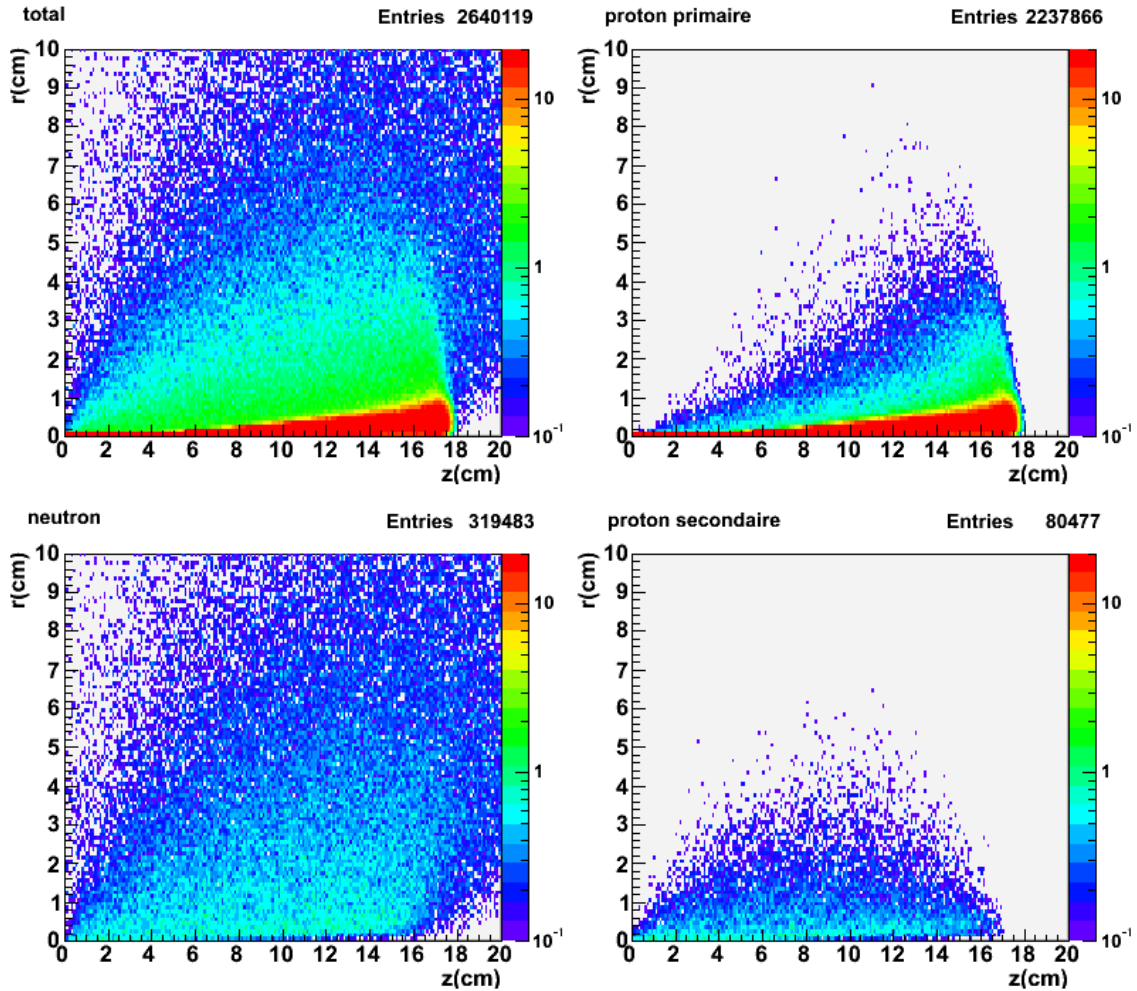


Figure 3.28 – Nombre d'émissions de γ prompts en fonction des coordonnées cylindriques : la position radiale r et la position longitudinale z . L'ensemble des points d'émission est représenté en haut à gauche. Les autres cartes montrent les lieux d'émission conditionnés par le type de projectile à l'origine de la réaction de fragmentation : protons incidents ou secondaires (neutrons, protons). Simulation d'un faisceau de 10^7 protons de 160 MeV irradiant une cible d'eau. Simulations effectuées avec la version 9.3 du code Geant4 ; les modèle QMD et FBU ont été utilisés.

Au cours de cette simulation, $2,64 \times 10^6$ ont été émis, soit $0,26 \gamma \cdot \text{proton}^{-1}$. Environ 85 % des γ prompts proviennent de réactions de fragmentation induites par les protons incidents (γ prompts primaires). Les autres émissions sont produites au cours de réactions secondaires (γ prompts secondaires) : 12 % par des réactions induites par des neutrons secondaires et 3 % par des réactions induites par des protons secondaires. La contribution des réactions secondaires à l'émission des γ prompts est donc nettement inférieure à celle obtenue avec un faisceau d'ions carbone de parcours équivalent. Ceci s'explique par le fait que dans le cas de faisceaux de protons, seuls les noyaux de la cible fragmentent.

Ce sont les particules légères, émises lors de ces réactions (neutrons et protons) qui sont susceptibles d'induire des réactions de fragmentation secondaire. Comme lors de l'étude des ions ^{12}C , une sélection $E > 2$ MeV sur l'énergie des γ prompts à l'émission n'influence pas la répartition des différentes contributions.

L'étude des rendements à l'émission des γ prompts en fonction de la position longitudinale z est présentée sur la figure 3.29. Elle représente le rendement total de γ prompts ainsi que les rendements des γ primaires, issus des réactions induites par les protons du faisceau incident, et des γ secondaires. Le taux de γ primaires est constant jusqu'à la moitié du parcours et augmente fortement à la fin du parcours. Les γ secondaires sont produit en quantité beaucoup moins importante que dans le cas des ions ^{12}C (voir figure 3.26). En effet, les réactions de fragmentation secondaires sont moins importantes dans le cas des faisceaux de protons. Ces γ secondaires sont principalement induit par les neutrons tandis que les protons secondaires contribuent très légèrement à leur production.

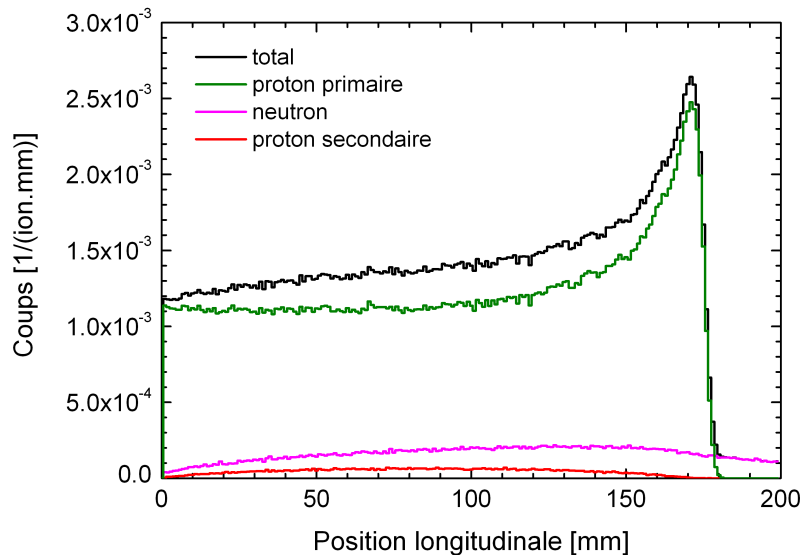


Figure 3.29 – Rendements des photons γ prompts, en fonction de la profondeur dans la cible, total et conditionnés par le type du projectile : protons primaires ou secondaires (neutrons, protons et α). Simulation réalisée dans le cas de l'irradiation d'une cible d'eau par 10^6 protons de 310 MeV/u avec la version 9.3 du code Geant4. Les modèle QMD et FBU ont été utilisés.

Comme dans le cas des ions ^{12}C , nous avons étudié en détail la position radiale des γ prompts. La figure 3.30 représente les simulations des positions radiales des points d'émission des γ prompts. Le spectre total des points d'émission est représenté en haut à gauche, les autres spectres représentent les points d'émission conditionnés par la nature du projectile : protons incidents et particules secondaires (neutrons et protons). Sur chaque figure, les spectres des point d'émission pour trois profondeurs de cibles différentes suivant l'axe z sont représentés : au début du parcours entre 1 et 1,5 cm (vert), au milieu du parcours entre 8 et 8,5 cm (bleu) et à la fin du parcours entre 17 et 17,5 cm (rouge).

On observe que certains γ primaires sont émis à une grande distance r de l'axe du faisceau. L'origine de ces émissions provient de protons ayant subi une diffusion à grand angle dans la cible. Plus le γ prompt est émis loin de l'axe du faisceau et plus la probabilité que la diffusion se soit produite vers l'entrée du faisceau dans la cible est importante.

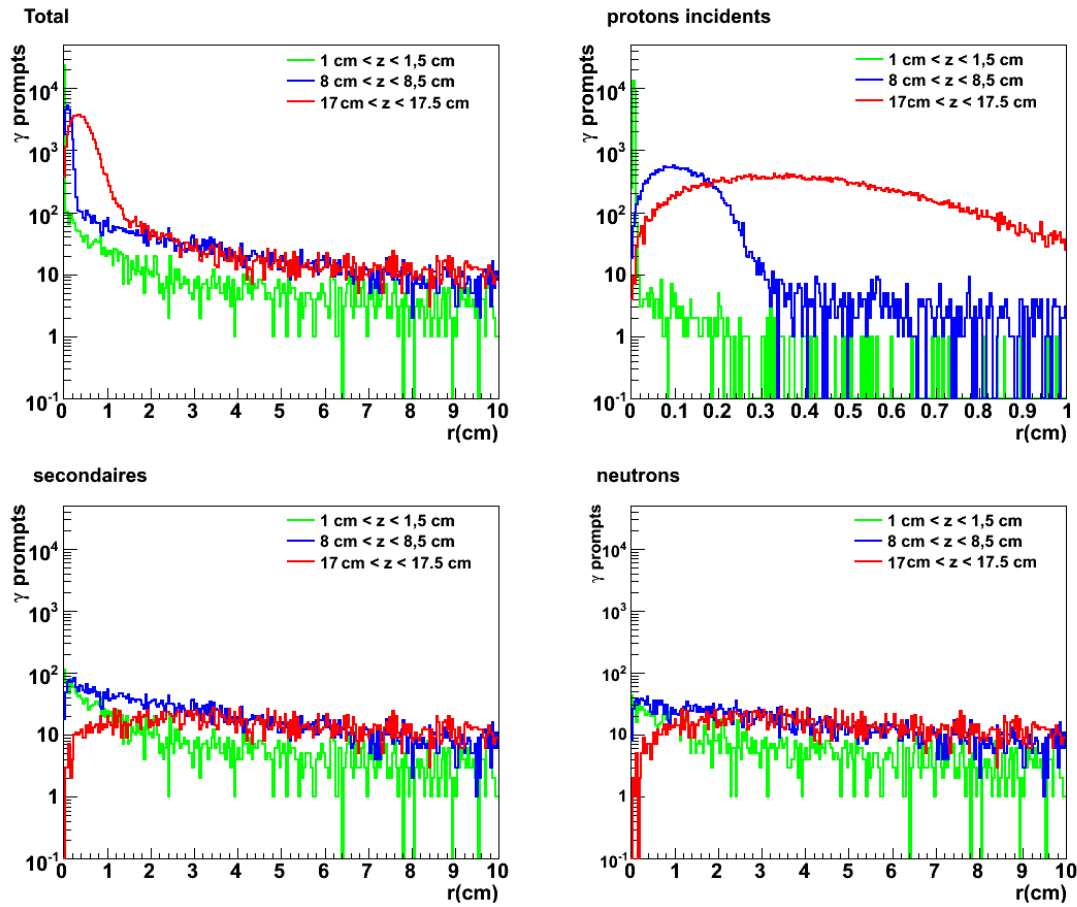


Figure 3.30 – Positions radiales d’émission des γ prompts obtenus par simulation (Geant4 version 9.3 avec les modèles QMD et FBU) d’une irradiation d’une cible d’eau par un faisceau de 10^7 protons de 160 MeV. Le spectre total des points d’émission est représenté en haut à gauche, les autres spectres représentent ces points d’émission selon la nature du projectile : protons incidents (échelle différente comprise entre 0 et 1 cm), secondaires et neutrons. Les trois spectres correspondent à trois profondeurs de cible différentes : au début du parcours entre 1 et 1,5 cm (vert), au milieu du parcours entre 8 et 8,5 cm (bleu) et à la fin du parcours entre 17 et 17,5 cm (rouge). Dans le cas des protons incidents, l’échelle des abscisses est différente et comprise entre 0 et 1 cm.

En effet, le parcours total de ces protons est limité par l’énergie du faisceau incident. En moyenne, on observe que la distance radiale r du point d’émission des γ primaires augmente en fonction de la position longitudinale z . Ceci met en évidence le *stragglings* du faisceau qui est de l’ordre de 1 cm en fin de parcours pour un faisceau de 160 MeV.

Le tableau 3.6 donne la proportion des γ émis à une distance $r < 2,5$ mm de l’axe du faisceau dans 4 situations : sur toute la longueur de la cible de 20 cm et pour trois profondeurs de cible différentes (au début, au milieu et à la fin du parcours). Afin de comparer les ions ^{12}C et les protons, nous avons choisi de garder ce même critère d’étude. Sur la longueur de la cible (20 cm) seulement de 25 % des émissions sont réalisées à une distance $r < 2,5$ mm du faisceau. À la fin du parcours, $17 < z < 17,5$, ce taux tombe à environ 11 %, *i.e.* seulement 11 % des γ émis fournissent une information assez bien évaluée à 5 mm près par rapport à la position transverse du faisceau. La contribution des émissions de γ secondaires, induites par les protons et les neutrons, est négligeable lorsque $r < 2,5$

mm.

	$0 < z < 20$	$1 < z < 1,5$	$8 < z < 8,5$	$17 < z < 17,5$
γ prompts	2640118	61170	68304	115316
γ prompts : $r < 2,5$ mm	639631	23650	21084	12881
γ prompts : $r < 2,5$ mm (%)	24,23	38,66	30,87	11,19
p incidents (%)	98,19	98,07	98,18	99,83
n secondaires (%)	0,83	0,80	0,90	0,10
p secondaires (%)	0,89	1,03	0,87	0,07

Table 3.6 – Proportion de γ émis à une distance $r < 2,5$ mm de l'axe du faisceau dans les cas d'un faisceau de protons de 160 MeV irradiant une cible d'eau. Quatre situations sont représentées : sur toute la longueur de la cible (20 cm), au début du parcours ($1 < z < 1,5$ cm), au milieu du parcours ($8 < z < 8,5$ cm), à la fin du parcours ($17 < z < 17,5$ cm). La contribution des protons incidents, des neutrons secondaires et des protons secondaires est indiquée en %.

Dans le cas d'ions carbone, 50 % des γ prompts sont émis à une distance $r < 2,5$ mm. Presque la totalité des γ primaires sont émis à une distance à moins de 2,5 mm du faisceau. En effet le *straggling* dans le cas des faisceaux d'ions ^{12}C est faible ≈ 2 mm. Les émissions distantes de plus de 2,5 mm sont donc exclusivement dues aux réactions de fragmentation secondaires. Dans le cas des protons, seulement 25 % des γ prompts sont émis à une distance $r < 2,5$ mm. Les réactions de fragmentation secondaires sont beaucoup plus faibles que dans le cas des ions ^{12}C (15%). Dans ce cas, c'est le *straggling* du faisceau de protons ≈ 1 cm qui induit des émissions éloignées de la position transverse du faisceau fournie par l'hodoscope. L'utilisation d'un hodoscope de faisceau couplé à une γ caméra permet de donner une information supplémentaire, celle de la position du faisceau dans le plan transverse. Cependant, lorsqu'un γ prompt est émis loin du faisceau (γ secondaire), l'hodoscope peut induire un biais pendant la reconstruction. En effet, lorsque ce γ prompt est détecté, on fait l'hypothèse qu'il s'agit d'un γ primaire dont la position radiale est donnée par l'hodoscope. Ceci engendre une mauvaise localisation de la réaction nucléaire durant la reconstruction.

En conclusion, dans le cas de la caméra collimatée, le contrôle longitudinal du parcours ne nécessite pas l'utilisation d'un hodoscope ce qui n'est pas le cas de la caméra Compton, où le biais induit par l'hodoscope est à prendre en compte. Pour une localisation en trois dimensions, l'utilisation de l'hodoscope devient indispensable dans les deux cas, et le biais induit par l'hodoscope est à prendre en considération pour les deux techniques.

3.3.2 Influence de la taille de la cible

Dans le paragraphe précédent, l'importance des γ prompts dont les points d'émission ne sont pas corrélés à la position du pic de Bragg (rôle de la fragmentation secondaire dans le cas des ions ^{12}C et du *straggling* latéral du faisceau dans le cas des protons) a été mise en évidence. Un autre processus est susceptible de dégrader cette information : c'est la diffusion des γ prompts dans la cible.

Pour étudier cet effet, plusieurs simulations décrivant les dispositifs du GANIL et du GSI ont été réalisées avec des tailles de cible différentes.

La première série de simulations a été effectuée dans les conditions de la seconde expérience effectuée au GANIL avec un faisceau d'ions ^{12}C de 95 MeV/u et des cibles de PMMA. Quatre cibles de différentes dimensions ont été irradiées : un cylindre de 5 cm

de longueur et 2 cm de diamètre, et trois cubes de 5, 20 et 30 cm de côté. La figure 3.31 représente les rendements des photons γ prompts obtenus avec les différentes cibles. Ces rendements ont été mesurés pour trois positions longitudinales : 10 mm avant la cible, 10 mm dans le parcours des ions et à 30 mm, *i.e.* derrière le pic de Bragg. La figure de gauche a été obtenue sans sélection sur le dépôt d'énergie dans le détecteur et celle de droite a été obtenue avec une sélection $E > 2$ MeV. Le paramètre important, pour la diffusion des γ prompts dans la cible, est la distance parcourue entre les points d'émission des γ prompts et leurs points de sortie de la cible, dans la direction du scintillateur. Par ailleurs, les réactions de fragmentation secondaires sont réduites dans le cas d'un faisceau de basse énergie. Cela permet d'étudier l'influence de la taille de la cible, et donc de la diffusion, sur l'information fournie par les γ prompts, sans être trop perturbé par l'influence des émissions de γ secondaires.

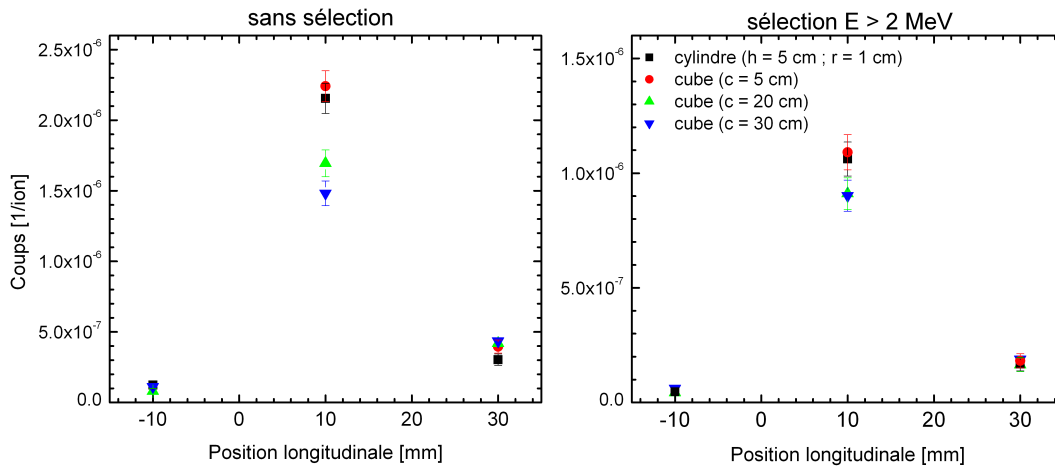


Figure 3.31 – Rendements de γ prompts détectés sans sélection (à gauche) et avec une sélection sur l'énergie déposée dans le détecteur $E > 2$ MeV (à droite). Les simulations (Geant4 version 9.3 avec les modèles QMD et FBU) ont été effectuées en utilisant 4 tailles de cibles : une cible de géométrie cylindrique de 5 cm de hauteur et 2 cm de diamètre, et trois cibles de géométrie cubique de 5, 20 et 30 cm de côté. Les rendements ont été mesurés pour trois positions longitudinales : à 10 mm avant la cible, à 10 mm dans le parcours des ions et à 30 mm, *i.e.* derrière le pic de Bragg. Chaque point est obtenu en simulant un faisceau de 10^8 ions.

Lorsqu'il n'y a pas de sélection sur l'énergie déposée, l'effet de la diffusion sur les rendements de γ est visible, surtout si on compare les rendements obtenus pour les deux petites cibles (cible de géométrie cylindrique et cube de 5 cm de côté) avec les rendements obtenus pour les deux plus grandes cibles : ce rendement baisse d'environ 25 % pour le cube de 20 cm et d'environ 35 % pour celui de 30 cm. Lorsqu'une sélection sur le dépôt d'énergie est appliquée, l'effet de la diffusion est réduit. Les rendements obtenus avec les deux grandes cibles sont identiques et l'écart avec les petites cibles est plus faible. Si on compare les deux petites cibles, on constate que les rendements de γ prompts sont identiques pour la statistique utilisée.

On observe donc bien un effet de diffusion sans sélection en énergie. Avec la sélection à 2 MeV, cependant, l'effet de la diffusion est réduit, voire disparaît entre les deux grosses cibles. L'effet de l'atténuation des γ dans le cas de grandes cibles permet d'expliquer la différence des rendements mesurés entre petites et grandes cibles. Les mesures réalisées au

GANIL (voir section 2.1.3.2) montrent aussi l'effet de la taille de la cible. Cependant, la baisse des rendements mesurés entre la petite cible et la grande cible est plus importante. De plus, après la sélection en énergie $E > 2$ MeV, l'effet de la diffusion est toujours important.

La seconde étude reprend le dispositif utilisé lors de la première expérience réalisée au GSI, avec un faisceau d'ions ^{12}C de 292 MeV/u irradiant une cible d'eau. Dans cette étude, trois cibles de tailles différentes ont été utilisées. Deux cibles correspondent à celles utilisées lors de l'expérience : un cube de 30 cm de côté et un parallélépipède de $12 \times 20 \times 30 \text{ cm}^3$ (l'épaisseur dans la direction du scintillateur est 12 cm). La longueur de la seconde cible a été fixée à 30 cm dans la simulation, au lieu de 21 cm lors de l'expérience, afin d'avoir un point dans la cible au-delà du parcours. La troisième cible est un cylindre de 30 cm de longueur et 5 cm de diamètre. La figure 3.32 représente les rendements des photons γ prompts obtenus avec les différentes cibles. Ces rendements ont été mesurés pour deux positions longitudinales : 10 cm (dans le parcours des ions) et 25 cm (après la position du pic de Bragg). Les résultats ont été obtenus sans sélection et avec une sélection sur l'énergie déposée dans le détecteur $E > 2$ MeV.

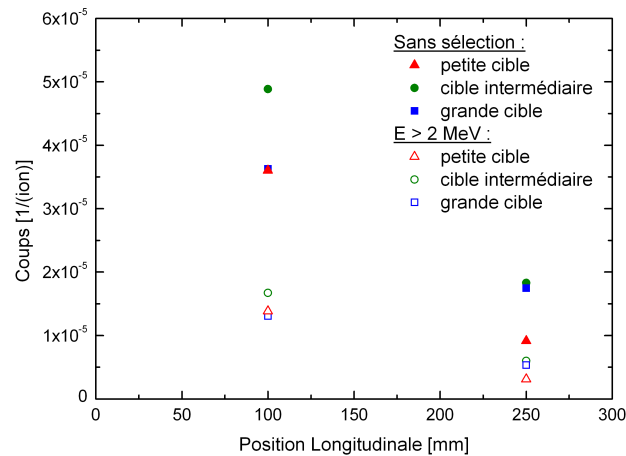


Figure 3.32 – Rendements des γ prompts détectés sans sélection et avec une sélection sur l'énergie déposée dans le détecteur $E > 2$ MeV. Les simulations (Geant4 version 9.3 avec les modèles QMD et FBU) ont été effectuées en utilisant 3 tailles de cible : un cylindre de 30 cm de longueur et 5 cm de diamètre (petite cible), un parallélépipède de 12 cm de largeur, 30 cm de longueur et de 21 cm de hauteur (cible intermédiaire) et un cube de 30 cm de côté (grosse cible). Les rendements ont été mesurés pour deux positions longitudinales : à 100 mm (dans le parcours des ions) et à 300 mm (derrière le pic de Bragg). Chaque point est obtenu en simulant un faisceau de 10^8 ions. Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques.

On constate l'effet de la taille de la cible sur les rendements de γ prompts détectés. À haute énergie la fragmentation est importante, la production de particules secondaires susceptibles d'induire des réactions secondaires est plus importante que dans le cas de l'énergie du faisceau du GANIL. Comme nous en avons discuté dans la section précédente, ces fragmentations secondaires conduisent à l'émission, en quantité importante, de γ secondaires, principalement dus à des réactions induites par des neutrons. Le nombre de ces γ émis augmente d'autant plus que la cible est grande. Même s'ils ne portent pas d'information sur le parcours des ions, ils contribuent à l'augmentation du rendement des γ prompts détectés. Ils sont donc à prendre en compte dans cette étude.

Au milieu du parcours, les rendements de γ prompts sont plus élevés d'environ 30 %

avec la cible de taille intermédiaire tandis que les rendements obtenus avec la grande et la petite cible sont du même ordre. Dans la petite cible, les diffusions sont moins importantes mais la contribution des γ secondaires est faible, c'est pourquoi le taux de comptage est plus faible qu'avec la cible intermédiaire. Dans le cas de la grande cible, l'atténuation des γ prompts est importante, que ce soit pour les γ prompts diffusés ou les γ directs. Cet effet conduit également à une baisse du rendement de γ prompts par rapport à la cible intermédiaire.

Après le pic de Bragg, les γ « directs », *i.e.* non diffusés, sont des γ secondaires. Pour toutes les cibles, y compris la plus petite, la majorité des photons γ détectés sont des γ diffusés. Les rendements de γ prompts sont comparables entre la cible intermédiaire et la grande cible, alors que le rendement de cette dernière est plus faible au milieu du parcours (atténuation des γ). En effet, la distance radiale r moyenne des émissions de γ secondaires augmente avec la profondeur dans la cible (voir la section 3.3.1) ; le nombre de γ secondaires émis dans la grande cible est donc plus important que dans la cible intermédiaire (r_{max} plus petit). Par ailleurs, à 250 mm, ils sont émis, en moyenne, plus proches de la surface de la cible : l'atténuation de ces γ secondaires est moins importante qu'à 100 mm. Dans le cas de la petite cible, le rendement de γ prompts de la petite cible est deux fois moins important que pour les deux plus grandes cibles : il y a beaucoup moins de γ secondaires produits ($r_{max} = 2,5$ cm).

Lorsqu'un γ prompt est détecté par le scintillateur, les simulations permettent de remonter à la position de ce γ à l'émission dans la cible. Nous avons donc décidé d'étudier les points d'émission des γ détectés pour deux positions longitudinales : 10 et 25 cm. Ces résultats sont présentés par la figure 3.33. Les positions longitudinales des points d'émission des γ prompts détectés à 10 cm sont représentées en haut et celles des γ détectés à 25 cm sont représentées en bas. Les figures de gauche ne présentent pas de sélection sur le dépôt d'énergie tandis que les figures de droite sont réalisées avec une sélection sur le dépôt d'énergie $E > 2$ MeV.

Sans sélection sur le dépôt d'énergie, le scintillateur détecte une quantité importante de γ prompts émis bien en dehors du champ de vue déterminé par les simulations (cf. figure 3.22). La mesure réalisée à 25 cm montre que les γ diffusés peuvent être émis au début de la cible. Ces γ prompts ont, pour la majorité, subi une ou plusieurs diffusions dans la cible, la probabilité pour qu'un γ traverse le collimateur de 20 cm étant très faible.

La sélection sur le dépôt d'énergie $E > 2$ MeV a pour effet de réduire considérablement la proportion de γ émis hors du champ de vue et détectés par le scintillateur.

Les mesures effectuées au GSI montrent que, dans le parcours et après le pic de Bragg, les rendements de γ prompts obtenus avec la grande cible et ceux obtenus avec la cible intermédiaire sont comparables. La mesure dans le parcours n'est donc pas en accord avec les simulations. Ces désaccords mettent en évidence le besoin de réaliser d'autres mesures afin de mieux étudier l'influence de la taille de la cible à haute énergie.

Les résultats obtenus pour les mesures et les simulations montrent que le taux de comptage des γ détectés est influencé par la taille de la cible. Avec la cible de 30 cm^3 , qui est plus réaliste si on veut étudier le comportement des γ lors de l'irradiation d'un patient (volume de plusieurs dizaines de cm^3), on observe la diffusion et l'atténuation des γ prompts. Cela se traduit par une diminution du taux de comptage des γ détectés (atténuation des γ) et un lissage du taux de γ détectés en fonction de la profondeur de cible (diffusion des γ prompts) *i.e.* la chute des γ prompts au pic de Bragg doit apparaître moins prononcée.

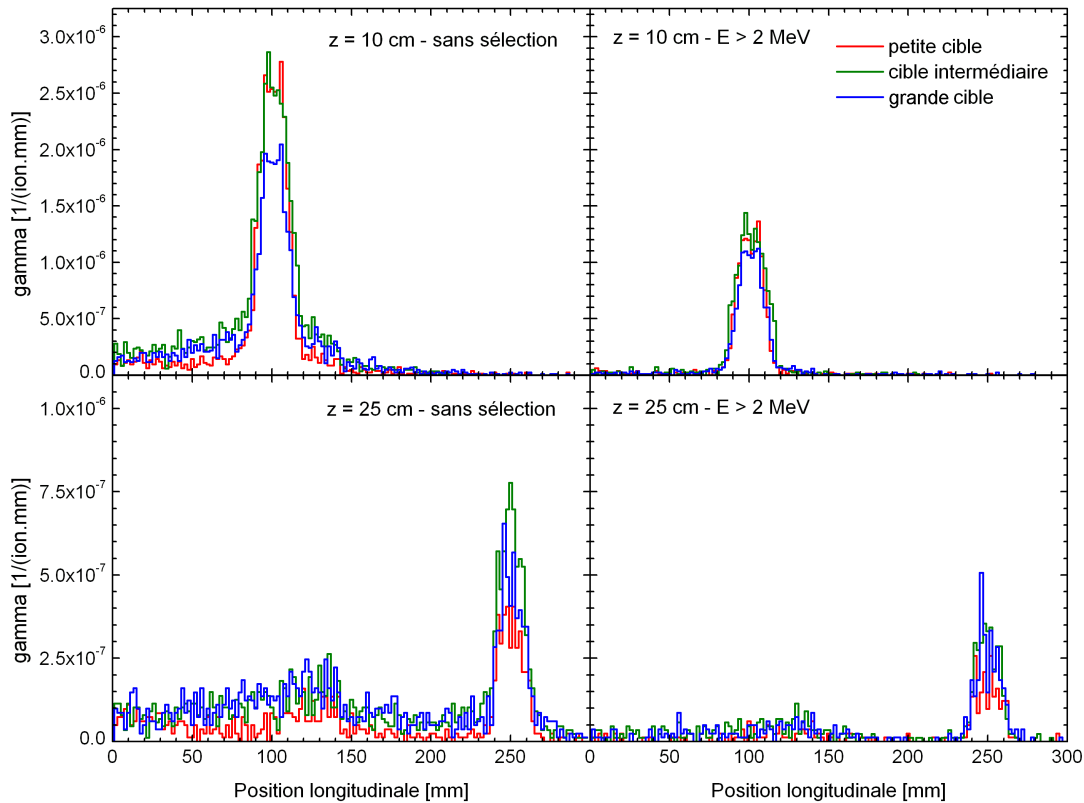


Figure 3.33 – Positions longitudinales des points d’émission des γ prompts détectés par le scintillateur dans le cas de l’irradiation d’une cible d’eau par un faisceau de 10^8 ions ^{12}C de 292 MeV/u. Simulations (Geant4 version 9.3 avec les modèles QMD et FBU) réalisées pour une position longitudinale de 10 cm (en haut) et de 25 cm (en bas). Les figures représentées à gauche sont réalisées sans sélection sur le dépôt d’énergie tandis que celles représentées à droite ont une sélection sur le dépôt d’énergie $E > 2$ MeV.

3.3.3 Simulations MCNPX

La comparaison entre les simulations réalisées avec le code Geant4 et les mesures obtenues au GANIL et au GSI a montré une divergence importante concernant les taux de comptage. Cette comparaison a cependant permis de montrer que la forme du profil était bien reproduite, surtout dans le cas de l’expérience du GANIL.

Une collaboration débutée avec la société IBA a permis la comparaison de nos résultats avec le code Monte Carlo MCNPX, en prenant comme référence les expériences que nous avons réalisées avec les faisceaux d’ions ^{12}C de 95 MeV/u (GANIL) et de 310 MeV/u (GSI). Les simulations ont été réalisées par Julien Smeets, étudiant à l’Université Libre de Bruxelles (ULB) avec la version 2.7.a de MCNPX.

Dans cette version, le *package* LAQGSM (*Los Alamos Quark-Gluon String Model*), est utilisé par défaut. Il comprend des modèles de cascade intra-nucléaire et de désexcitation capables de traiter les collisions noyaux-noyaux. Ce sont les mêmes modèles qu’utilise FLUKA.

Pour des raisons techniques, il n’a pas été possible de réaliser des simulations sur une

grille de calcul. Ces simulations, réalisées avec la géométrie réelle du dispositif, n'ont pas permis d'obtenir une statistique suffisante (pour un temps de calcul raisonnable), c'est pourquoi la géométrie a été modifiée. Par la suite, nous l'appellerons « géométrie idéale ». Celle-ci a subi une révolution autour de l'axe du faisceau. La cible a été remplacée par un cylindre dont le diamètre correspond à la largeur de la cible (5 cm pour le GANIL et 12 cm pour GSI). Lors du traitement des données, les résultats ont été normalisés pour être comparés aux mesures et aux simulations Geant4. Cette normalisation est donnée par :

$$\text{facteur de normalisation} = \frac{l}{2\pi d} \quad (3.3.1)$$

où d représente la distance entre le centre de la cible et la face d'entrée du scintillateur ($d = 60$ cm pour l'expérience du GANIL et 127 cm pour l'expérience du GSI) et l la largeur du scintillateur (9 cm). L'angle solide couvert par le scintillateur est plus important, il détecte donc plus de γ diffusés à l'intérieur du détecteur. Ainsi, les rendements obtenus surestiment-ils très légèrement ceux obtenus avec la géométrie réelle.

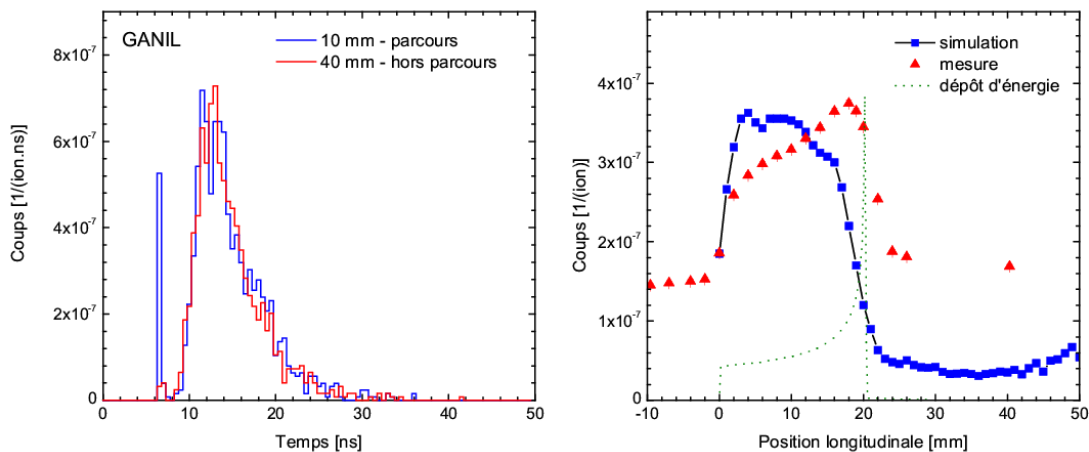


Figure 3.34 – À gauche : spectres de temps vol simulés obtenus pour deux positions longitudinales : dans le parcours des ions (10 mm) et en dehors du parcours (40 mm). À droite : rendements mesurés et simulés des γ prompts en fonction de la position longitudinale. Simulations réalisées avec MCNPX version 2.7.a dans la cas d'un faisceau d'ions ^{12}C de 95 MeV/u irradiant une cible de PMMA.

Les figure 3.34 et 3.35 représentent les résultats obtenus pour les expériences du GANIL et du GSI, respectivement. Sur chaque figure les spectres de temps de vol sont représentés à gauche, pour une position longitudinale dans le parcours et hors parcours ; les rendements en profondeur des γ prompts sont représentés à droite.

L'environnement de la salle d'expérience n'a pas été simulé avec MCNPX. Afin de comparer les simulations avec les mesures, il faut soustraire le bruit de fond mesuré lors des expériences (cf. section 3.2.4.2). On constate que les simulations MCNPX surestiment d'environ un facteur deux les rendements de γ prompts mesurés lors des deux expériences après soustraction du bruit de fond. Ce résultat est meilleur que celui de Geant4 qui surestime d'un facteur 5-6 les données expérimentales. Concernant la forme des rendements de γ prompts en profondeur, on observe une chute quelques millimètres avant le pic de Bragg et le pic « prompt » de la fin du parcours, mesuré lors des expériences, n'est pas visible. Geant4 reproduit mieux la forme des rendements et est capable, avec l'utilisation du modèle QMD, de reproduire le pic « prompt » correspondant à la fin du parcours des

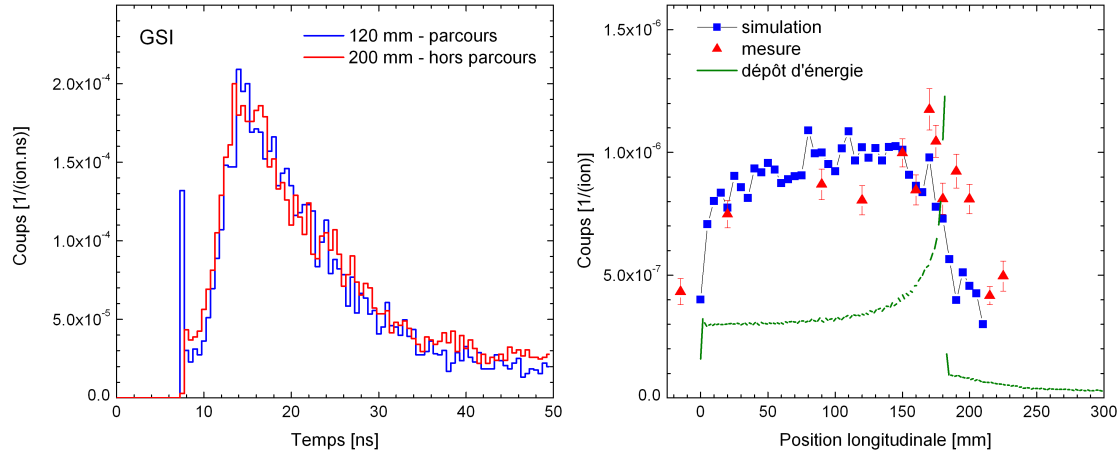


Figure 3.35 – À gauche : spectres de temps vol simulés obtenus pour deux positions longitudinales : dans le parcours des ions (120 mm) et en dehors du parcours (200 mm). À droite : rendements mesurés et simulés des γ prompts en fonction de la position longitudinale. Simulations réalisées avec MCNPX version 2.7.a dans la cas d'un faisceau d'ions ^{12}C de 310 MeV/u irradiant une cible d'eau.

ions.

3.3.4 Conclusion

Un des principaux résultat de ce chapitre a été la comparaison des mesures réalisées au GANIL et au GSI avec les simulations Geant4 qui a permis de mettre en évidence la surestimation importante du taux de comptage des γ prompts dans les simulations. L'étude détaillée des modèles physiques présentée au début du chapitre a permis de sélectionner des modèles plus adaptés à la physiques des collisions nucléaires pour les systèmes légers. Ainsi, l'activation du Fermi break-up a réduit la surestimation des γ prompts d'un facteur 2 (12 à 6) et l'utilisation du modèle QMD, à la place du modèle de *Binary Cascade*, de mieux reproduire la forme des rendements de γ en profondeur dans le cas du GANIL. Par ailleurs, l'utilisation combinée des mesures et des simulations a permis d'obtenir un chiffre important : celui du nombre de γ détectés par ions incidents, par unité de longueur et par unité d'angle solide $\approx 1\text{-}2 \times 10^{-7} \gamma \cdot (\text{ion} \cdot \text{msr} \cdot \text{mm})^{-1}$. L'émission de γ secondaires a pour conséquence d'augmenter ce taux à haute énergie. Ces γ secondaires ne portent, cependant, pas d'information sur la position des ions primaires car ils sont émis principalement en dehors de la trajectoire des ions ^{12}C (sur l'ensemble du parcours, 50 % des γ sont émis à plus de 2,5 mm du faisceau). Dans le cas des protons, ces γ secondaires sont beaucoup moins importants, mais c'est la diffusion latérale du faisceau qui dégrade la précision sur la position transverse des protons incidents. L'influence de la taille de la cible est mise en évidence par les simulations que ce soit à basse ou haute énergie. Elles montrent que les différentes contributions (émission des γ secondaires, diffusion, atténuation) ne sont pas triviales et jouent des rôles plus ou moins important selon la taille de la cible, la

position longitudinale de détection et l'énergie du faisceau incident. La comparaison avec les mesures montrent, cependant, des désaccords qui incitent à la réalisation de nouvelles mesures complémentaires.

Conclusion

Ce travail a consisté à étudier l'utilisation des rayonnements γ prompts émis lors des réactions de fragmentation pour contrôler le parcours des ions au cours d'une irradiation. Les mesures ont été comparées à des simulations réalisées au moyen du code Monte Carlo Geant4.

Dans le premier chapitre, les caractéristiques des faisceaux d'ions utilisés pour l'hadronthérapie ont été discutées. Les avantages balistiques et biologiques conférés par ces particules ont été présentés et les sources d'incertitudes sur le dépôt de dose mises en évidence. Ces sources d'incertitudes montrent la nécessité de contrôler la distribution de dose dans le patient avec précision. Ce contrôle est possible grâce à des techniques d'imagerie qui utilisent les rayonnements secondaires produits lors des réactions noyau-noyau des ions avec les noyaux de la cible. Idéalement, un tel système pourrait être capable de contrôler en temps réel la distribution de dose.

Le système de détection des γ prompts que nous avons utilisé dans les quatre expériences est présenté dans le second chapitre. Notre dispositif se compose d'un scintillateur collimaté orienté dans une direction normale au faisceau afin de détecter les γ prompts pour différentes positions longitudinales. La mesure du temps de vol a permis de discriminer efficacement le signal induit par les neutrons émis lors des réactions nucléaires. Ce dispositif a été testé pour la première fois lors d'une première expérience réalisée au GANIL, avec un faisceau d'ions ^{13}C de 73 MeV/u irradiant une cible de PMMA. Nous avons montré la corrélation entre le parcours des ions et le profil des γ prompts *i.e.* le taux de détection en fonction de la profondeur dans la cible. La mise en évidence d'un accroissement du taux de γ détectés à la fin du parcours des ions renforce le contraste entre les mesures réalisées avant et après le pic de Bragg. Par la suite, nous avons démontré que cette technique était applicable à plus haute énergie en réalisant une seconde expérience, au GSI, avec un faisceau d'ions ^{12}C de 292 MeV/u, irradiant une cible d'eau. Deux autres expériences ont ensuite été réalisées avec un faisceau ^{12}C de 95 MeV/u au GANIL, et avec un faisceau ^{12}C de 310 MeV/u. La première a permis de mettre expérimentalement en évidence l'influence de la taille de la cible sur le nombre de γ détectés. Les deux expériences préliminaires réalisées au GSI ne permettent pas, pour l'instant, de donner des informations précises sur le contraste. C'est pourquoi, d'autres expériences avec des faisceaux de haute énergie sont nécessaires.

Le troisième chapitre présente les simulations réalisées avec le code Monte Carlo Geant4. Au cours de ce travail, plusieurs versions ont été utilisées, les principaux résultats ont été obtenus avec la version 9.3. Les modèles *Binary Cascade* (BC) et *Quantum Molecular Dynamics* QMD ont été étudiés pour décrire l'étape de la collision nucléaire ; ils sont

couplés aux mêmes modèles de désexcitation dont le Fermi break-up. Celui-ci décrit la désexcitation des petits systèmes typiques de l'hadronthérapie : dans ce modèle le fragment excité « explose » conduisant à la production de particules légères. L'activation du Fermi break-up a pour conséquence de réduire de plus d'un facteur deux le rendement de γ prompts. Ainsi, les simulations surestiment le taux de comptage γ mesuré d'un facteur $\approx 5-6$ entre les diverses expériences. L'étude des modèles physiques, qui gèrent les phases de la réaction de fragmentation nucléaire nous a conduit à sélectionner le modèle QMD plutôt que le modèle *Binary Cascade*. Le modèle QMD conduit à l'émission légèrement supérieure de γ prompts, de protons et de neutrons, mais il permet de reproduire plus fidèlement la forme du profil longitudinal des γ prompts dont l'augmentation des émissions à la fin du parcours, en accord avec les données expérimentales.

Par ailleurs, l'étude du code et des modèles physiques utilisés dans Geant4, nous a permis de réaliser une documentation détaillée de la modélisation des étapes de la collision nucléaire et de désexcitation. Cette étude a contribué à identifier l'origine de la discontinuité pour le modèles BC observée sur les distributions en profondeur des γ prompts, quelques centimètres avant le parcours des ions mais surtout à mettre en évidence l'émission « forcée » de γ prompts (*fake photons*) à la fin de la cascade de désexcitation afin de respecter la conservation de l'énergie.

Afin d'obtenir un taux de comptage de γ prompts indépendant du dispositif expérimental, nous avons défini une quantité qui tient compte du champ de vue du scintillateur et de l'angle solide de détection pour chaque expérience. Ces valeurs ont été obtenues grâce aux simulations des différents dispositifs. Par ailleurs, cette grandeur a permis de comparer les différentes expériences entre elles : sur toutes les expériences, nous avons obtenu $\approx 1-2 \times 10^{-7} \gamma \cdot (\text{ion.msr.mm})^{-1}$. Si on considère, par exemple, un traitement qui consiste en 7×10^8 ions pour délivrer une dose de 1 GyE dans une tumeur de 120 cm^3 divisée en 39 tranches d'énergie, on obtient une moyenne de $1,8 \times 10^7$ ions carbone par tranche. Cela permet d'obtenir avec le détecteur BaF₂, dans la configuration de l'expérience du GANIL, 7 coups détectés dans le parcours et 3 en dehors du parcours. Il faut noter que le rapport signal sur bruit n'est pas optimisé car le détecteur BaF₂ (volume $\approx 1 \text{ L}$) détecte énormément de bruit. Nous en avons déduit qu'en augmentant l'angle solide d'un ou deux ordres de grandeur, il sera possible de détecter la position du pic de Bragg avec une précision de 1 mm dans le cas d'une intensité de 10^8 ions.s^{-1} . Ce chiffre montre le potentiel de la technique des γ prompts pour le contrôle en temps réel. Par ailleurs, les rendements obtenus à haute énergie présentent des taux de comptage deux fois plus importants qu'à basse énergie. Les simulations montrent que les γ prompts issus des réactions secondaires, majoritairement induites par des neutrons, sont responsables de cet écart. Ces émissions secondaires sont, en effet, plus importantes à haute énergie. L'étude de l'environnement de la salle d'expérience, avec l'ajout des murs, du sol et du plafond, a fait l'objet d'une étude par simulations. La structure en temps du faisceau dépend de l'accélérateur, la modélisation du bruit de fond est un autre point important pour la technique. Cette étude, réalisée pour l'expérience de GSI, a montré l'influence de l'environnement qui se traduit par l'apparition de deux grandes structures sur les spectres de temps de vol. Les simulations permettent d'expliquer l'origine de la seconde structure qui provient du signal induit par des photons γ ayant été diffusés par les murs de la salle d'expérience. Toutefois, un désaccord persiste concernant l'origine de la première structure.

La seconde partie du chapitre présente des études réalisées par simulations concernant la cartographie des points d'émission des γ prompts dans la cible pour des faisceaux de protons et d'ions ^{12}C . Les résultats montrent, dans le cas des ions ^{12}C , l'importance des

émissions de γ prompts secondaires qui, pour un faisceau de 310 MeV/u irradiant un cylindre de 20 cm de diamètre et 20 cm de longueur, comptent pour 60 % des émissions de γ prompts. Ces γ secondaires, qui ne sont pas corrélés au parcours, altèrent l'information sur la position du faisceau. Dans le cas des protons, la production de γ secondaires est beaucoup moins importante car seuls les noyaux de la cible fragmentent. Cependant, le straggling latéral d'un faisceau de protons est beaucoup plus important que dans le cas d'un faisceau d'ions ^{12}C : c'est une source d'incertitudes sur la position réelle du faisceau. Au cours de cette étude nous avons montré, que pour un même parcours et un même nombre de particules incidentes, les faisceaux d'ions conduisaient à l'émission d'environ 7,5 fois plus de γ prompts que les faisceaux de protons. Cependant, il faut environ quarante fois plus de protons que d'ions carbone pour réaliser un traitement. D'après les simulations on estime donc pouvoir détecter 5 à 6 fois plus de γ prompts. De plus le nombre réduit de réactions de fragmentation secondaires au delà du pic de Bragg devrait conduire à la détection plus précise de la position du pic de Bragg. Ces résultats mettent en avant le potentiel de la technique dans le cas des protons et montrent l'intérêt de réaliser des mesures avec des faisceaux de protons. L'influence de la diffusion sur la détection des γ prompts a été étudiée grâce à des simulations faisant varier l'épaisseur de cible dans le plan transverse. Que ce soit dans les conditions des expériences du GANIL ou celles du GSI, les simulations montrent que l'irradiation d'une grande cible induit des diffusions qui font baisser le taux de γ prompts détectés. De plus les simulations ont permis de mettre en évidence le rôle des émissions secondaires sur le taux de comptage des γ prompts. Les comparaisons avec les expériences montrent là encore nécessité de réaliser des mesures complémentaires.

Enfin, la dernière partie du chapitre présente les comparaisons obtenues avec un autre code Monte Carlo de transport de particules, MCNPX. Les simulations reproduisent les dispositifs utilisés au GANIL et au GSI. MCNPX reproduit mieux les taux de comptage des γ prompts que Geant4, mais il surestime tout de même les mesures d'un facteur 2. L'allure des rendements en profondeur chute quelques millimètres avant le pic de Bragg, et l'augmentation du nombre de γ détectés en fin de parcours lors des mesures, et reproduit avec Geant4, n'apparaît pas avec MCNPX. Ces premiers résultats montrent le travail qu'il reste encore à réaliser avant d'obtenir un code de simulation capable de décrire correctement l'émission de γ prompts. Dans le cas de Geant4, un important travail d'amélioration a débuté et la rédaction de ce manuscrit coïncide avec la sortie de la nouvelle version de Geant4, 9.4, en version beta. Elle intègre certaines améliorations issues de discussions avec les développeurs du code Geant4. Enfin, des comparaisons avec le code FLUKA, basées sur les dispositifs du GSI et du GANIL, ont d'ores et déjà débutées et les premiers résultats devraient arriver dans les prochains mois.

Ce travail a été effectué dans le cadre d'un programme de recherche diversifiée pour le contrôle en temps réel du dépôt de dose en hadronthérapie. Notre groupe est impliqué dans le développement de plusieurs systèmes tels que la caméra collimatée, la caméra Compton et l'imagerie par reconstruction de vertex. Pour tous ces projets, c'est la réalisation en parallèle de simulations et de mesures qui permet le développement d'un prototype qui est un premier pas vers la conception d'un instrument utilisable en condition clinique.

Annexe A

Étalonnage du faisceau pour l'expérience de mesures de sections efficaces de fragmentation

Cette annexe présente les détails de l'étalonnage du faisceau de l'expérience de mesures de fragmentations réalisées au GANIL en mai 2008. Le dispositif expérimental ainsi que les principaux paramètres (comme l'épaisseur de la feuille d'argent ou l'éloignement des détecteurs) sont présentés dans la section 2.2.2.

A.1 Étalonnage des deux détecteurs SiLi et Ge.

L'étalonnage a été réalisé, en début d'expérience, pour six intensités différentes de l'ordre quelques de 10^4 ions/s. Ces six points de mesures ont été obtenus avec l'acquisition « GANIL ». Ces acquisitions ont été réalisées avec des cibles de tailles différentes : 0, 5 mm, 15 mm et 40 mm. C'est un élément important à prendre en compte car la variation de la taille de la cible a une influence sur le bruit mesuré par les détecteurs. Le taux de photons de fluorescence est donné par le nombre de coups net des pics K_α et K_β sur les spectres en énergie mesurés par les détecteurs SiLi et Ge. La première étape consiste à déterminer le bruit de fond mesuré sur les différents spectres. Il faut vérifier que la relation entre le scintillateur plastique et les détecteurs semi-conducteurs est bien linéaire.

A.1.1 Modélisation du bruit de fond

La figure A.1 représente les spectres en énergie des détecteurs SiLi et Ge obtenus pour un faisceau d'intensité $I = 3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ et une cible de 5 mm d'épaisseur. Le spectre du détecteur Ge présente un bruit de fond très important (environ 2/3 du signal total) alors que sur le spectre du détecteur SiLi, le bruit de fond est faible et constant. Les deux pics correspondants aux raies K_α et K_β sont modélisés par deux gaussiennes alors que le bruit de fond est donné par :

- une droite dans le cas du détecteur SiLi.
- un polynôme de degré 3 dans le cas du détecteur Ge.

Les nombres de coups nets N_{SiLi_n} et N_{Ge_n} dans ces deux pics sont obtenus après avoir soustrait du spectre brut l'intégrale de la fonction qui modélise le bruit de fond, sur une

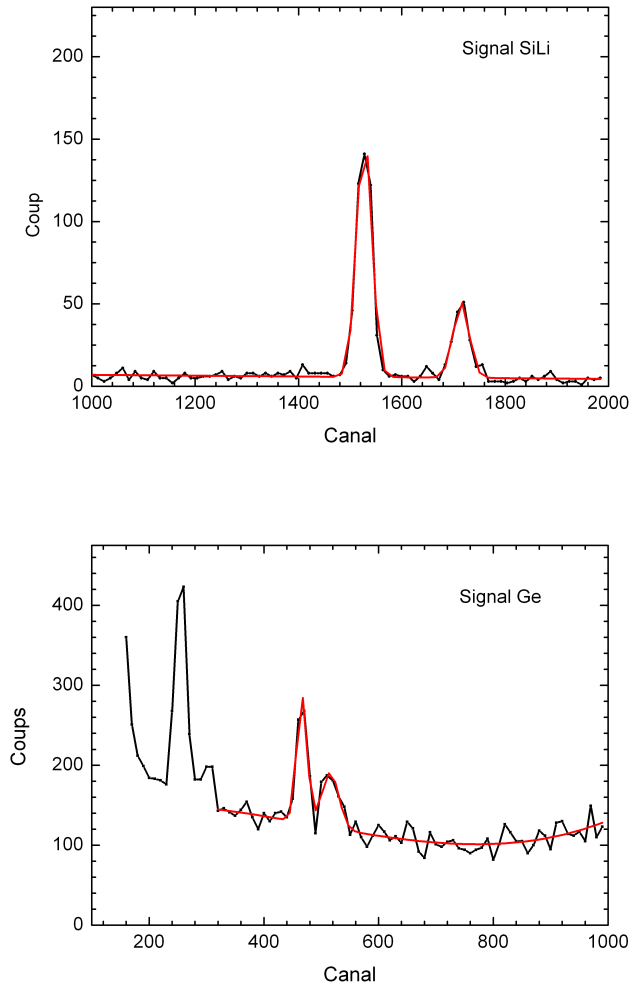


Figure A.1 – Spectres en énergie des détecteurs SiLi, en haut, et Germanium, en bas, obtenus pour une intensité $I = 3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ avec une cible de 5 mm d'épaisseur. Le spectre du détecteur SiLi est modélisé en rouge par deux gaussiennes et une droite alors que le spectre Germanium est modélisé par deux gaussiennes et un polynôme du 3ème degré.

fenêtre comprise entre les canaux 1400 et 1800 dans le cas du détecteur SiLi et 400 et 600 dans le cas du détecteur germanium.

$$N_{SiLi_n} = N_{SiLi_b} - N_{SiLi_f} \quad (\text{A.1.1})$$

$$N_{Ge_n} = N_{Ge_b} - N_{Ge_f} \quad (\text{A.1.2})$$

où N_{SiLi_b} (N_{Ge_b}) et N_{SiLi_f} (N_{Ge_f}) sont respectivement le nombre d'évènements détectés dans la fenêtre de sélection du spectre brut et le nombre d'évènement du bruit de fond pour les détecteurs SiLi et Ge.

A.1.2 Courbe d'étalonnage

Les résultats sont donnés par les courbes représentées par la figure A.2. Le nombre de photons K_α et K_β mesuré par les détecteurs Ge et SiLi est donné en fonction du nombre d'ions détectés par le scintillateur plastique pour des intensités comprises entre 10^4 ions.s⁻¹ et 10^5 ions.s⁻¹ *i.e* des intensités pour lesquels le scintillateur est capable de compter ion par ion.

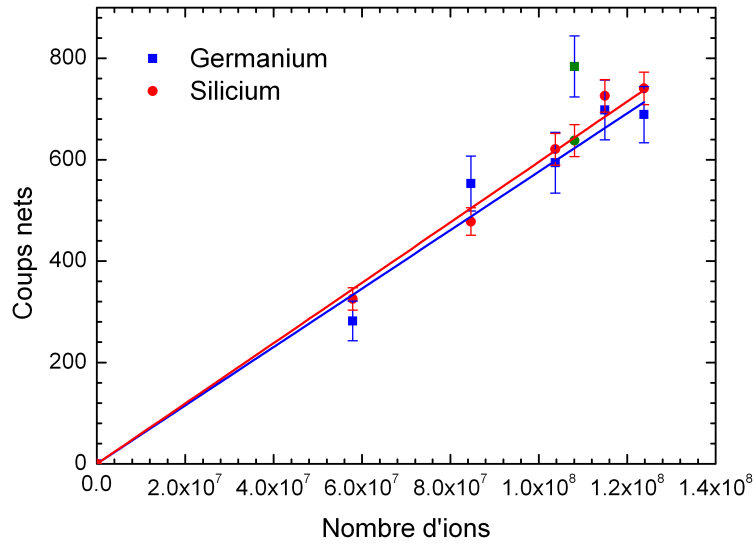


Figure A.2 – Courbe d'étalonnage des détecteurs Germanium (en rouge) et SiLi (en bleu) : nombre de photons K_α et K_β détectés en fonction du nombre d'ions détectés par le scintillateur plastique. Les points verts correspondent aux taux mesurés avec la cible de 40 mm. Le point à l'origine est pris en compte dans l'étalonnage.

Détecteur	$A = N_K/N_{ions}$	Erreur σ_B	R^2
SiLi	$5,85 \times 10^{-6}$	$\pm 1,35 \times 10^{-7}$	0,99827
Ge	$5,76 \times 10^{-6}$	$\pm 2,47 \times 10^{-7}$	0,99325

Table A.1 – Paramètres des droites d'étalonnage, d'équation $y = Ax$, pour les détecteurs SiLi et Germanium.

Après soustraction du bruit de fond, le rapport des taux de comptage N^{SiLi_n}/N^{Ge_n} est proche de 1. Ce rapport est une coïncidence puisqu'il n'y a aucune raison, *a priori*, que les détecteurs aient le même taux de comptage. Les points représentés en vert sur la figure correspondent aux taux mesurés, avec chaque détecteur, lorsque le faisceau irradiait la grosse cible de PMMA de 40 mm d'épaisseur. L'influence de la cible (augmentation du bruit de fond), placée environ 1 m en aval, sur le bruit de fond n'était pas prévue. Dans le cas du détecteur Ge réalisé lorsque la cible mesurait 40 mm d'épaisseur sort nettement de la droite de calibration. Nous avons choisi d'exclure ce point pour l'étalonnage. Toutefois l'influence de l'épaisseur de la cible de PMMA semble être négligeable pour les mesures effectuées avec le détecteur SiLi.

A.1.3 Calcul de l'erreur

Les barres d'erreurs représentent les erreurs statistiques déterminées de la façon suivante :

$$\sigma_{Ge,SiLi_b}^2 = N_{Ge,SiLi_b} \text{ et } \sigma_{Ge,SiLi_f}^2 = N_{Ge,SiLi_f} \quad (\text{A.1.3})$$

$$\sigma_{Ge,SiLi_n}^2 = \sigma_{Ge,SiLi_b}^2 + \sigma_{Ge,SiLi_f}^2 \quad (\text{A.1.4})$$

$$\sigma_{Ge,SiLi_n} = \sqrt{N_{Ge,SiLi_b} + N_{Ge,SiLi_f}} \quad (\text{A.1.5})$$

σ_{Ge,Si_n} représente l'erreur statistique sur le nombre de coups net.

A.2 Contrôle de la dose

Pendant les runs d'acquisition de données de fragmentation, les détecteurs Ge et SiLi ont été traités par l'acquisition de Strasbourg. La figure A.3 représente des spectres des détecteurs SiLi (en haut) et Germanium (en bas) obtenus avec un temps d'acquisition de 112 minutes et une cible de PMMA de 2,5 cm d'épaisseur.

Le bruit de fond sur les deux détecteurs est très faible car le scintillateur plastique, utilisé pour l'étalonnage, a été retiré du faisceau. Cet effet est très important pour le détecteur Germanium. Concernant le détecteur SiLi, on constate que les deux pics K_α et K_β ne sont plus résolus. Avec l'acquisition de Strasbourg il n'y a pas de mise en forme du signal, ceci se traduit par une moins bonne résolution.

Ici, la modélisation du bruit de fond mesuré par le détecteur Ge est faite par un polynôme d'ordre 2 et celui mesuré par le détecteur SiLi par une droite.

Le rapport N_{SiLi_n}/N_{Ge_n} est légèrement plus faible sur l'acquisition de Strasbourg. La figure A.4 représente le taux de comptage net du détecteur Germanium en fonction du taux de comptage net du détecteur SiLi. Le rapport N_{SiLi_n}/N_{Ge_n} entre les deux détecteurs est donné par la pente de la droite $R = 0,9097$ avec une erreur $\sigma_A = \pm 0,0015$. La cause de cette légère divergence provient probablement de la variation du bruit de fond détecté par le détecteur Germanium.

L'incertitude sur la courbe d'étalonnage par le détecteur Ge était environ 2 fois supérieure à celle mesurée par le détecteur SiLi, nous avons utilisé uniquement les mesures du détecteur SiLi.

A.2.1 Runs à basse intensité

D'après la courbe d'étalonnage de la figure A.2

$$N_{SiLi_n} = N_{ions} \times A_{SiLi} \quad (\text{A.2.1})$$

et l'erreur est donnée par :

$$\frac{\sigma_{ions}^2}{N_{ions}^2} \approx \frac{\sigma_{SiLi_n}^2}{N_{SiLi_n}^2} + \frac{\sigma_{A_{SiLi}}^2}{A_{SiLi}^2} \quad (\text{A.2.2})$$

$$\sigma_{ions} \approx \left(\sqrt{\frac{\sigma_{SiLi_n}^2}{N_{SiLi_n}^2} + \frac{\sigma_{A_{SiLi}}^2}{A_{SiLi}^2}} \right) N_{ions} \quad (\text{A.2.3})$$

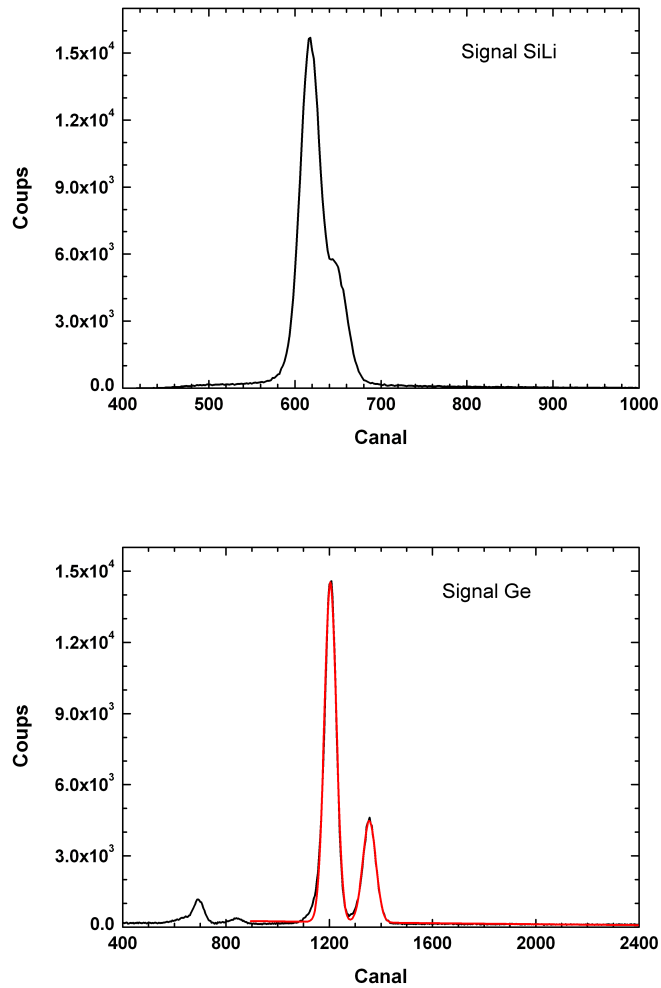


Figure A.3 – Spectres en énergie obtenus avec le détecteur *SiLi* (en haut) et *Ge* (en bas) avec l'acquisition de Strasbourg. Le temps d'acquisition est de 112 min et le faisceau irradie une cible de PMMA de 25 mm d'épaisseur.

avec

$$\sigma_{SiLi_n} = \sqrt{N_{SiLi_b} + N_{SiLi_f}} \quad (\text{A.2.4})$$

et $\sigma_{ASiLi} = 1,35 \times 10^{-7}$, donné par la courbe d'étalonnage (voir tableau A.1).

A.2.2 Runs à haute intensité

Le détecteur *SiLi* a été reculé tandis que le détecteur *Ge* est resté à la même place. Le but était d'utiliser le détecteur *Ge*, pour lequel l'étalonnage est resté inchangé, pour étalonner le détecteur *SiLi*. Cette méthode induit une nouvelle incertitude sur la mesure du nombre d'ions. Finalement, nous avons préféré utiliser le détecteur *Ge* car il n'y a pas eu de problème d'empilement sur ce détecteur.

L'étalonnage était meilleur sur le détecteur *SiLi*, c'est pourquoi nous avons utilisé le rapport R entre les deux détecteurs pour déterminer le nombre de coups que le détecteur

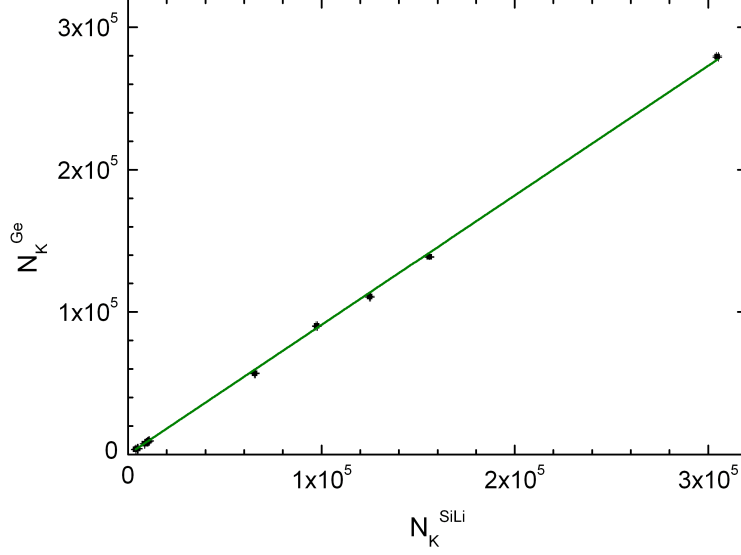


Figure A.4 – Courbe représentant le rapport des taux de comptage N_{SiLi_n}/N_{Ge_n} obtenu avec l'acquisition de Strasbourg.

SiLi aurait mesuré, si celui-ci n'avait pas bougé, à partir du nombre de coups mesuré par le détecteur Ge.

$$N_{SiLi_n} = N_{Ge_n} \times R \quad (\text{A.2.5})$$

d'où

$$N_{ions} = \frac{N_{SiLi_n}}{A_{SiLi}} = \frac{N_{Ge_n} \times R}{A_{SiLi}} \quad (\text{A.2.6})$$

on en déduit le lien entre l'erreur σ_{SiLi}^2 et σ_{Ge}^2 :

$$\left(\frac{\sigma_{SiLi_n}}{N_{SiLi_n}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{Ge_n}}{N_{Ge_n}}\right)^2 \quad (\text{A.2.7})$$

puis, en remplaçant $\left(\frac{\sigma_{SiLi_n}}{N_{SiLi_n}}\right)^2$ dans l'équation A.2.2, on en déduit l'erreur sur le nombre d'ions :

$$\sigma_{ions} \approx \left(\sqrt{\left(\frac{\sigma_R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{Ge_n}}{N_{Ge_n}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{ASiLi}}{A_{SiLi}}\right)^2} \right) N_{ions} \quad (\text{A.2.8})$$

Annexe B

Derniers résultats : Geant4 version 9.4

Cette annexe présente les derniers résultats des simulations, obtenus après la rédaction du manuscrit, avec la version 9.4 (version bêta datée de juin 2010).

B.1 Dernière comparaison entre les mesures et les simulations (version 9.4)

La figure B.1 représente la distribution longitudinale des photons γ prompts mesurées (en rouge) et simulées avec le code Geant4 (version 9.3 en bleu et 9.4 en magenta) dans le cas de l'expérience du GANIL (ions ^{12}C de 95 MeV/u). Les simulations sont réalisées avec les modèles QMD et FBU. Entre les versions 9.3 et 9.4 de Geant4, la principale modification apportée au code concerne le Fermi break-up : son domaine de validité a été étendu aux fragments excités de masse atomique $1 < A < 5$.

La comparaison entre les versions 9.3 et 9.4 met en évidence une baisse d'un facteur 2 environ du rendement des γ prompts au début du parcours tandis qu'en fin de parcours, cette baisse n'est plus que de 15% environ. La baisse sur l'ensemble du parcours est due à l'activation, dans la version 9.4, du Fermi break-up comme canal de désexcitation pour les fragments légers qui étaient traités par l'évaporation de γ prompts dans la version 9.3. Cependant, on constate que cette baisse est plus importante en début de parcours. En effet, au début du parcours, les fragments sont en moyenne plus excités qu'à la fin du parcours : il y a donc moins de fragments dépassant le seuil d'activation du Fermi break-up en fin de parcours, ces fragments sont alors traités par l'évaporation de photons. Finalement, la forme du profil est moins bien reproduite avec la version 9.4 de Geant4.

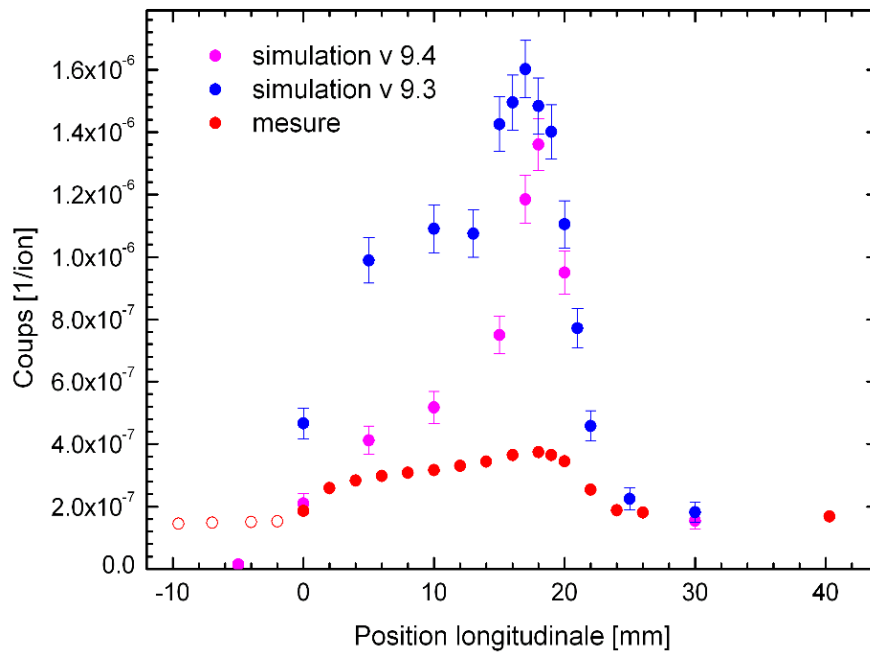


Figure B.1 – Distributions longitudinales des photons γ prompts mesurées (en rouge) et simulées (version 9.3 en bleu et 9.4 en magenta) obtenues lors de l'irradiation d'une cible de PMMA par un faisceau d'ions ^{12}C de 95 MeV/u. Une sélection avec un seuil de 2 MeV sur le dépôt d'énergie (équivalent γ) est appliqué. Les points ouverts correspondent à des mesures réalisées en dehors de la cible. Les simulations sont réalisées avec les modèles QMD et FBU. Chaque point correspond à la simulation d'un faisceau de 10^8 pour l'expérience du GANIL.

Bibliographie

- [1] W. H. Scharf and O. A. Chomicki, “Medical accelerators in radiotherapy : past, present and future,” *Physica Medica*, vol. 12, pp. 199–226, 1996.
- [2] R. R. Wilson, “Radiobiological use of fast protons,” *Radiology*, vol. 47, pp. 487–491, 1946.
- [3] W. T. Chu, B. A. Ludewigt, and T. R. Renner, “Instrumentation for treatment of cancer using proton and light-ion beams,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 64, pp. 2055–2122, 1993.
- [4] G. Kraft *et al.*, “Heavy Ion Tumor Therapy at GSI closed,” Gesellschaft für Schwerionenforschung, GSI Scientific Report, Tech. Rep., 2008.
- [5] M. Bajard, “Status of the hadrontherapy ETOILE-project in lyon,” in *Tenth European Particle Accelerator Conference, Edinburgh*, 2006.
- [6] U. Amaldi, “The Italian Hadrontherapy Project CNAO,” in *1st International Workshop on Space Radiation Research*, 2000.
- [7] S. Webb, *Intensity-Modulated Radiation Therapy*. Institut of Physics Publishing, Bristol, 2001.
- [8] B. S. Teh, S. Y. Woo, and E. B. Butler, “Intensity Modulated Radiation Therapy (IMRT) : A New Promising Technology in Radiation Oncology,” *The Oncologist*, vol. 4, pp. 433–442, 1999.
- [9] W. Bragg, “On the alpha particles of radium and their loss of range in passing through various atoms and molecules,” *The Philosophical Magazine*, vol. 10, pp. 318–340, 1905.
- [10] G. Kraft, “Tumor therapy with heavy charged particles,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 45, pp. S473–S544, 2000.
- [11] E. J. Hall, *Radiobiology for the Radiologist*. Lippincott Williams et Wilkins, 1988.
- [12] D. Böhne, “Light ion accelerators for cancer therapy,” *Radiation and Environmental Biophysics*, vol. 31, no. 3, pp. 205–218, 1992.
- [13] D. Schardt, T. Elsässer, and D. Schulz-Ertner, “Heavy-ion tumor therapy : Physical and radiobiological benefits,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 82, 2010.
- [14] D. Böhne, “European Developments in Radiotherapy with Beams of Large Radiobiological Effectiveness,” *J. Radiat. Res. Suppl.*, vol. 48, pp. A27–A41, 2007.
- [15] G. Caporaso *et al.*, “Compact accelerator concept for proton therapy,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 261, pp. 777 – 781, 2007.
- [16] S. M. Pfoth, O. Jäckel, A. Sachtleben, J. Polz, W. Ziegler, H. P. Schlenvoigt, K. U. Amthor, M. C. Kaluza, K. W. D. Ledingham, R. Sauerbrey *et al.*, “Spectral

- shaping of laser generated proton beams,” *New Journal of Physics*, vol. 10, p. 033034, 2008.
- [17] A. Henig *et al.*, “Radiation Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses,” 2009. [Online]. Available : <http://arxiv.org/abs/0908.4057>
- [18] E. Pedroni *et al.*, “The 200-MeV proton therapy project at the Paul Scherrer Institute : conceptual design and practical realization,” *Medical Physics*, vol. 22, pp. 37–53, 1995.
- [19] T. Haberer, W. Becher, D. Schardt, and G. Kraft, “Magnetic scanning system for heavy ion therapy,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 330, no. 1-2, pp. 296 – 305, 1993.
- [20] U. Weber and G. Kraft, “Design and construction of a ripple filter for a smoothed depth dose distribution in conformal particle therapy,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 44, pp. 2765–2275, 1999.
- [21] M. Krämer, O. Jäkel, T. Haberer, G. Kraft, D. Schardt, and U. Weber, “Treatment planning for heavy-ion radiotherapy : physical beam model and dose optimization,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 45, no. 11, pp. 3299–3317.
- [22] M. Endo, H. Koyama-Ito, S. Minohara, N. Miyahara, H. Tomura, T. Kanai, K. Kawachi, H. Tsujii, and K. Morita, “HIPLAN—a heavy ion treatment planning system at HIMAC,” *J Jpn Soc Ther Radiol Oncol*, vol. 8, no. 3, pp. 231–238, 1996.
- [23] M. Krämer and M. Scholz, “Treatment planning for heavy-ion radiotherapy : calculation and optimization of biologically effective dose,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 45, no. 11, pp. 3319–3330, 2000.
- [24] F. Bloch, “Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie,” *Annalen der Physik*, vol. 408, no. 3, pp. 285–320, 1933.
- [25] H. Bethe, “Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie,” *Ann. Phys.*, vol. 397, pp. 325–400, 1930.
- [26] F. Bloch, “Bremsvermögen von atomen mit mehreren elektronen,” *Z. Phys. A : Hadrons Nucl.*, vol. 81, pp. 363–376, 1933.
- [27] U. Fano, “Penetration of protons, alpha particles, and mesons,” *Annu. Rev. Nucl. Sci.*, vol. 13, pp. 1–66, 1963.
- [28] J. F. Zeigler, “Srim-2003,” *Nucl. Instrum. Methods B.*, vol. 219, pp. 1027–1036, 2004.
- [29] H. W. Barkas, *Nuclear Research Emulsions*. Academic, New York, 1963, vol. 1.
- [30] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, and P. Arce *et al.*, “Geant4 : a simulation toolkit,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 506, pp. 250–303, 2003.
- [31] S. P. Ahlen, “Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 52, pp. 121–173, 1980.
- [32] B. Rossi, *High-Energy Particles*. APrentice-Hall Physics Series Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1952.
- [33] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer, 1994.
- [34] G. Molière, “Theorie der streuung schneller geladener teilchen ii, mehrfach-und vielfachstreuung,” *Z. Naturforsch. A*, vol. 3A, 1948.

- [35] V. L. Highland, "Some practical remarks on multiple scattering," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, vol. 129, 1975.
- [36] "Approximations to multiple coulomb scattering," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 58, no. 1, pp. 6 – 10, 1991.
- [37] Y.-S. Tsai, "Pair production and bremsstrahlung of charged leptons," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 46, no. 4, pp. 815–851, 1974.
- [38] D. D'Enterria, "Thermal bremsstrahlung probing nuclear multifragmentation in nucleus-nucleus collisions around the fermi energy," Ph.D. dissertation, Université de Caen / Basse Normandie, 2000.
- [39] R. Kaufmann and R. Wolfgang, "Nucleon Transfer Reactions in Grazing Collisions of Heavy Ions," *Physical Review*, vol. 121, no. 1, p. 192, 1961.
- [40] E. Rutherford, "The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom," *Phil. Mag*, vol. 21, no. 669, p. 4, 1911.
- [41] K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, and A. Winther, "Study of nuclear structure by electromagnetic excitation with accelerated ions," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 28, no. 4, pp. 432–542, Oct 1956.
- [42] H. L. Reynolds and A. Zucker, "Nuclear reactions produced by nitrogen on nitrogen," *Phys. Rev.*, vol. 101, no. 1, pp. 166–171, Jan 1956.
- [43] C. Wong, *Introduction to high-energy heavy-ion collisions*. World Scientific, 1994.
- [44] P. Crespo, "Optimization of In-Beam Positron Emission Tomography for Monitoring Heavy Ion Tumor Therapy," Ph.D. dissertation, Fachbereich Physik der Technischen Universität Darmstadt, 2005.
- [45] L. F. Oliveira, R. Donangelo, and J. O. Rasmussen, "Abrasion-ablation calculations of large fragment yields from relativistic heavy ion reactions," *Physical Review C*, vol. 19, no. 3, pp. 826–833, Mar. 1979.
- [46] E. Genouin Duhamel, "Détermination de l'énergie d'excitation et du moment angulaire des quasi-projectiles produits dans les collisions d'ions lourds Xe + Sn," Ph.D. dissertation, Université de Caen, 1999.
- [47] C. O. Bacri *et al.*, "Onset of vaporization for the Ar+Ni system," *Physics Letters B*, vol. 353, no. 1, pp. 27–31, 1995.
- [48] K. Gunzert-Marx, D. Schardt, and R. S. Simon, "Fast neutrons produced by nuclear fragmentation in treatment irradiations with ^{12}C beam," *Radiation protection dosimetry*, vol. 110, no. 1-4, pp. 595–600, 2004.
- [49] I. Pshenichnov, I. Mishustin, and W. Greiner, "Neutrons from fragmentation of light nuclei in tissue-like media : a study with the GEANT4 toolkit," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 50, no. 23, pp. 5493–5508, 2005.
- [50] H. Nifenecker and J. A. Pinston, "High energy gamma-ray production in nuclear reactions," *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 23, pp. 271–355, 1989.
- [51] B. L. Berman and S. C. Fultz, "Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons," *Reviews of Modern Physics*, vol. 47, no. 3, pp. 713–761, 1975.
- [52] J. F. Mollenauer, "Gamma-Ray emission from compound nucleus reactions of helium and carbon ions," *Physical Review*, vol. 127, no. 3, pp. 867–879, 1962.

- [53] Y. Schutz *et al.*, “Hard photons and neutral pions as probes of hot and dense nuclear matter,” *Nuclear Physics A*, vol. 622, no. 3, pp. 404 – 477, 1997.
- [54] P. Chomaz, “Collective excitations in nuclei,” GANIL Caen, FRANCE, Tech. Rep.
- [55] M. Goldhaber and E. Teller, “On Nuclear Dipole Vibrations,” *Physical Review*, vol. 74, no. 9, pp. 1046–1049, 1948.
- [56] E. Rietzel, D. Schardt, and T. Haberer, “Range accuracy in carbon ion treatment planning based on CT-calibration with real tissue samples,” *Radiation Oncology*, vol. 2, p. 14.
- [57] D. Schardt, P. Steidl, M. Krämer, U. Weber, K. Parodi, and S. Brons, “Precision bragg-curve measurements for light-ion beams in water,” Gesellschaft für Schwerionenforschung, GSI Scientific Report, Tech. Rep., 2007.
- [58] D. L. Bars, “Fluorine-18 and medical imaging : Radiopharmaceuticals for positron emission tomography,” *Journal of Fluorine Chemistry*, vol. 127, no. 11, pp. 1488 – 1493, 2006.
- [59] K. Parodi, “On the feasibility of dose quantification with in-beam PET data in radiotherapy with ^{12}C and protons beams,” Ph.D. dissertation, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden, 2005.
- [60] W. Enghardt, R. Hinz, K. Lauckner, J. Pawelke, F. Pönisch, and B. Hasch, “In-situ positron emission tomography for dose localisation at the tumour therapy with ^{12}C ,” *GSI Rep. 2000-1 (Ann. Rep. 1999)*, pp. 164–165, 2000.
- [61] P. Crespo, T. Barthel, H. Frais-Kölbl, E. Griesmayer, K. Heidel, K. Parodi, J. Pawelke, and W. Enghardt, “Suppression of random coincidences during in-beam pet measurements at ion beam radiotherapy facilities,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 4, 2005.
- [62] P. Crespo, G. Shakirin, F. Fiedler, W. Enghardt, and A. Wagner, “Direct time-of-flight for quantitative, real-time in-beam PET : a concept and feasibility study,” *Physics in medicine and biology*, vol. 52, p. 6795, 2007.
- [63] R. Lecomte, “Novel detector technology for clinical PET,” *European journal of nuclear medicine and molecular imaging*, vol. 36, pp. 69–85, 2009.
- [64] K. Parodi *et al.*, “Patient study of in vivo verification of beam delivery and range, using positron emission tomography and computed tomography imaging after proton therapy,” *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics*, vol. 68, no. 3, pp. 920 – 934, 2007.
- [65] F. Fiedler *et al.*, “On the effectiveness of ion range determination from in-beam PET data,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 55, pp. 1989–1998, 2010.
- [66] H. O. Anger, “A new instrument for mapping gamma-ray emitters,” *Biology and Medicine Quarterly Report UCRL*, vol. 3653, p. 38, 1957.
- [67] C. H. Min, C. H. Kim, M. Y. Youn, and J. W. Kim, “Prompt gamma measurements for locating the dose falloff region in the proton therapy,” *Applied physics letters*, vol. 89, p. 183517, 2006.
- [68] G. W. Phillips, “Gamma-ray imaging with Compton cameras,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 99, no. 1-4, pp. 674–677, 1995, application of Accelerators in Research and Industry '94.

- [69] P. Bloser, F. Schopper, R. Andritschke, G. Kanbach, A. Zoglauer, and P. Lechner, "Development of silicon strip detectors for a medium energy gamma-ray telescope," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 512, no. 1-2, pp. 220–228, 2003.
- [70] D. Meier *et al.*, "Silicon detector for a Compton camera in nuclear medical imaging," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 3, pp. 812–816, 2001.
- [71] M.-H. Richard, "Design Guidelines for a Double Scattering Compton Camera for Prompt- γ Imaging During Ion Beam Therapy : a Monte Carlo Simulation Study," 2010, soumis à *IEEE Trans. Nucl. Sci.*
- [72] P. Henriquet, "Imagerie par Reconstruction de Vertex," Ph.D. dissertation, Université Claude Bernard Lyon 1, 2010.
- [73] B. Braunn, " ^{12}C nuclear reaction measurements for hadrontherapy," in *12th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms*, 2009.
- [74] K. Gunzert-Marx, H. Iwase, D. Schardt, and R. S. Simon, "Secondary beam fragments produced by 200 MeV ^{12}C ions in water and their dose contributions in carbon ion radiotherapy," *New Journal of Physics*, vol. 10, no. 075003, p. 075003, 2008.
- [75] M. Testa, "Real-time monitoring of the bragg-peak position in ion therapy by means of single photon detection," *Radiation and Environmental Biophysics*, 2010.
- [76] *ROOT User's Guide*. [Online]. Available : <http://root.cern.ch/drupal/content/users-guide>
- [77] M. Testa, "Real-time monitoring of the Bragg-peak position in ion therapy by means of single photon detection," Ph.D. dissertation, Université Claude Bernard Lyon 1, 2010.
- [78] S. Normand, B. Mouanda, S. Haan, and M. Louvel, "Discrimination methods between neutron and gamma rays for boron loaded plastic scintillators," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 484, no. 1-3, pp. 342–350, 2002.
- [79] L. Sihver and D. Mancusi, "Present status and validation of HIBRAC," *Radiation Measurements*, vol. 44, no. 1, pp. 38–46, 2009.
- [80] N. Matsufuji, A. Fukumura, M. Komori, T. Kanai, and T. Kohno, "Influence of fragment reaction of relativistic heavy charged particles on heavy-ion radiotherapy," *Physics in medicine and biology*, vol. 48, pp. 1605–1623, 2003.
- [81] T. Toshito *et al.*, "Measurements of total and partial charge-changing cross sections for 200 to 400MeV/nucleon ^{12}C on water and polycarbonate," *Physical Review C*, vol. 75, no. 5, p. 54606, 2007.
- [82] I. Schall *et al.*, "Charge-changing nuclear reactions of relativistic light-ion beams ($5 \leq z \leq 10$) passing through thick absorbers," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 117, no. 3, pp. 221–234, 1996.
- [83] B. Braunn, "La fragmentation du ^{12}C à 95 mev par nucléon appliquée au domaine de la hadronthérapie - Etude expérimentale et simulations sur cibles épaisses de PMMA -," Ph.D. dissertation, Université de Caen, 2010.
- [84] L. Hong, M. Goitein, M. Bucciolini, R. Comiskey, B. Gottschalk, S. Rosenthal, C. Serago, and M. Urie, "A pencil beam algorithm for proton dose calculations," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 41, no. 8, p. 1305, 1996.

- [85] H. Paganetti, "Nuclear interactions in proton therapy : dose and relative biological effect distributions originating from primary and secondary particles," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 47, no. 5, p. 747, 2002.
- [86] F. Ponisch, K. Parodi, B. G. Hasch, and W. Enghardt, "The modelling of positron emitter production and PET imaging during carbon ion therapy," *Physics in medicine and biology*, vol. 49, no. 23, pp. 5217–5232, 2004.
- [87] "GATE (Geant4 application for tomographic emission) : a PET/SPECT general-purpose simulation platform," vol. 125.
- [88] A. Fasso *et al.*, "The FLUKA code : present applications and future developments," in *Computing in High Energy and Nuclear Physics*, 2003.
- [89] M. R. James, G. W. McKinney, J. S. Hendricks, and M. Moyers, "Recent enhancements in MCNPX : heavy-ion transport and the LAQGSM physics model," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 562, no. 2, pp. 819–822, 2006.
- [90] H. Nose, K. Niita, M. Hara, K. Uematsu, O. Azuma, Y. Miyauchi, M. Komori, and T. Kanai, "Improvement of three-dimensional monte carlo code phits for heavy ion therapy," *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 42, no. 2, pp. 250–255, 2005.
- [91] I. Gudowska, N. Sobolevsky, P. Andreo, D. Belkic, and A. Brahme, "Ion beam transport in tissue-like media using the Monte Carlo code SHIELD-HIT," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 49, no. 10, p. 1933, 2004.
- [92] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce Dubois, and M. Asai *et al.*, "Geant4 developments and applications," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, pp. 270–278, 2006.
- [93] I. Pshenichnov, I. Mishustin, and W. Greiner, "Distributions of positron-emitting nuclei in proton and carbon-ion therapy studied with GEANT4," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 51, no. 23, pp. 6099–6112, 2006.
- [94] I. Pshenichnov, A. Larionov, I. Mishustin, and W. Greiner, "PET monitoring of cancer therapy with ^3He and ^{12}C beams : a study with the GEANT4 toolkit," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 52, no. 24, pp. 7295–7312, 2007.
- [95] F. Ballarini *et al.*, "The physics of the FLUKA code : Recent developments," *Advances in Space Research*, vol. 40, no. 9, pp. 1339–1349, 2007.
- [96] F. Sommerer, K. Parodi, A. Ferrari, K. Poljanc, W. Enghardt, and H. Aiginger, "Investigating the accuracy of the FLUKA code," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 51, pp. 4385–4398, 2006.
- [97] K. Parodi, A. Ferrari, F. Sommerer, and H. Paganetti, "Clinical ct-based calculations of dose and positron emitter distributions in proton therapy using the fluka monte carlo code," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 52, no. 12, p. 3369, 2007.
- [98] T. T. Böhlen¹, F. Cerutti, M. Dosanjh, A. Ferrari, I. Gudowska, A. Mairani, and J. Quesada, "Benchmarking of Nuclear Models of FLUKA and GEANT4 for Carbon Ion Therapy," 2010, soumis à *Physics in Medicine and Biology*.
- [99] J. Durkee, J. Hendricks, M. James, D. Pelowitz, and L. Waters, "Review of monte carlo All-Particle transport codes and overview of recent MCNPX features," 2006.
- [100] *MCNPX User's Manual*. [Online]. Available : <https://mcnpx.lanl.gov/>

- [101] S. Mashnik, K. Gudima, R. Prael, A. Sierk, M. Baznat, and N. Mokhov, “CEM03. 03 and LAQGSM03. 03 Event Generators for the MCNP6, MCNPX, and MARS15 Transport Codes,” *Arxiv preprint arXiv :0805.0751*, 2008.
- [102] A. Stankovskiy, S. Kerhoas-Cavata, R. Ferrand, C. Nauraye, and L. Demarzi, “Monte Carlo modelling of the treatment line of the Proton Therapy Center in Orsay,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 54, no. 8, p. 2377, 2009.
- [103] A. V. Dementyev and N. M. Sobolevsky, “SHIELD-universal Monte Carlo hadron transport code : scope and applications,” *Radiation Measurements*, vol. 30, pp. 553–557, 1999.
- [104] *Physics Reference Manual for Geant4*. [Online]. Available : <http://geant4.web.cern.ch/geant4/support/userdocuments.shtml>
- [105] W. Shen, B. Wang, J. Feng, W. Zhan, Y. Zhu, and E. Feng, “Total reaction cross section for heavy-ion collisions and its relation to the neutron excess degree of freedom,” *Nuclear Physics, Section A*, vol. 491, no. 1, pp. 130–146, 1989.
- [106] P. Solevi, “Study of an in-beam PET system for CNAO, the National Centre for Oncological Hadrontherapy,” Ph.D. dissertation, Università Degli Studi di Milano, 2007.
- [107] G. Folger, V. N. Ivanchenko, and J. P. Wellisch, “The Binary Cascade,” *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, vol. 21, no. 3, pp. 407–417, 2004.
- [108] M. E. Grypeos, G. A. Lalazissis, S. E. Massen, and C. P. Panos, “The ‘cosh’ or symmetrized Woods-Saxon nuclear potential,” *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, vol. 17, no. 7, pp. 1093–1105, 1991.
- [109] L. R. B. Elton, *Nuclear size*. Oxford University Press, 1961.
- [110] I. Pshenichnov, A. Botvina, I. Mishustin, and W. Greiner, “Nuclear fragmentation reactions in extended media studied with Geant4 toolkit,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, vol. 268, no. 6, pp. 604–615, 2010.
- [111] C. Z. Jarlskog and H. Paganetti, “Physics settings for using the GEANT4 toolkit in proton therapy,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, no. 3 Part 1, pp. 1018–1025, 2008.
- [112] T. Koi, “New native QMD code in Geant4,” in *IEEE NSS MIC RTSD 2008*, 2008.
- [113] T. Koi, M. Asai, D. H. Wright, K. Niita, Y. Nara, K. Amako, and T. Sasaki, “Interfacing the JQMD and JAM Nuclear Reaction Codes to Geant4,” in *Computing in High Energy and Nuclear Physics*, 2003.
- [114] L. Sihver, D. Matthia, T. Koi, D. Mancusi, G. A. Center, and G. Cologne, “Dose calculations at high altitudes and in deep space with GEANT4 using BIC and JQMD models for nucleus-nucleus reactions,” *New Journal of Physics*, vol. 10, no. 105019, p. 105019, 2008.
- [115] “NUCFRG2 : an evaluation of the semiempirical nuclear fragmentation database,” Tech. Rep.
- [116] A. Heikkinen, P. Kaitaniemi, and A. Boudard, “Implementation of INCL cascade and ABLA evaporation codes in geant4,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 119, no. 3, p. 032024, 2008.
- [117] J. Cugnon, C. Volant, and S. Vuillier, “Improved intranuclear cascade model for nucleon-nucleus interactions,” *Nuclear Physics A*, vol. 620, no. 4, pp. 475–509, 1997.

- [118] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray, and C. Volant, "Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data," *Physical Review C*, vol. 66, p. 044615, Oct. 2002.
- [119] A. Boudard, J. Cugnon, P. Kaitaniemi, S. Leray, and D. Mancusi, "Simulation of Light Ion Collisions from Intra Nuclear Cascade (INCL-Fermi Breakup) Relevant for Medical Irradiations and Radioprotection," in *International Topical Meeting on Nuclear Research Applications and Utilization of Accelerators*, 2009.
- [120] J. J. Griffin, "Statistical Model of Intermediate Structure," *Physical Review Letters*, vol. 17, no. 9, pp. 478–481, 1966.
- [121] K. K. Gudima, S. G. Mashnik, and V. D. Toneev, "Cascade-exciton model of nuclear reactions," *Nuclear Physics, Section A*, vol. 401, no. 2, pp. 329–361, 1983.
- [122] *Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF) - a computer file of evaluated experimental nuclear structure data maintained by the National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory*. [Online]. Available : <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/nudat/>
- [123] A. Lechner, V. Ivanchenko, and J. Knobloch, "Validation of recent geant4 physics models for application in carbon ion therapy," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 268, no. 14, pp. 2343 – 2354, 2010.
- [124] S. Kox, A. Gamp, R. Cherkaoui, A. J. Cole, N. Longequeue, J. Menet, C. Perrin, and J. B. Viano, "Direct measurements of heavy-ion total reaction cross sections at 30 and 83 MeV/nucleon," *Nuclear Physics, Section A*, vol. 420, no. 1, pp. 162–172, 1984.
- [125] S. Kox, A. Gamp, C. Perrin, J. Arvieux, R. Bertholet, J. F. Bruandet, M. Buenerd, R. Cherkaoui, A. J. Cole, Y. El-Masri *et al.*, "Trends of total reaction cross sections for heavy ion collisions in the intermediate energy range," *Physical Review C*, vol. 35, no. 5, pp. 1678–1691, 1987.
- [126] E. Haettner, H. Iwase, and D. Schardt, "Experimental fragmentation studies with ^{12}C therapy beams," *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 122, no. 1-4, pp. 485–487, 2006.
- [127] H. Iwase, B. Wiegel, G. Fehrenbacher, D. Schardt, T. Nakamura, K. Niita, and T. Radon, "Comparison between calculation and measured data on secondary neutron energy spectra by heavy ion reactions from different thick targets," *Radiation protection dosimetry*, vol. 116, no. 1-4, pp. 640–646, 2005.
- [128] J. B. Birks, "Scintillations from organic crystals : specific fluorescence and relative response to different radiations," *Proceedings of the Physical Society. Section A*, vol. 64, p. 874, 1951.

NOM : LE FOULHER (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Fabrice		DATE de SOUTENANCE 12 octobre 2010
TITRE : Simulations Monte Carlo et mesures de l'émission de gamma prompts appliquées au contrôle en ligne en hadronthérapie		
		Numéro d'ordre : 180-2010
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR- INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
		DOCTORAT DE 3e CYCLE
Spécialité : Physique Nucléaire		
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
RESUME : Au cours du traitement d'une tumeur avec des ions légers, la position du pic de Bragg doit être connue avec précision. Une fraction importante des ions incidents subissent des collisions nucléaires avec les noyaux cibles conduisant à l'émission de particules promptes qui peuvent être porteuses d'informations sur le parcours des ions. Ce travail, qui se concentre sur les g prompts, montre que le rendement en profondeur de ces émissions est fortement corrélé au parcours des ions et que les taux de comptage mesurés permettent d'envisager un système d'imagerie réaliste, fonctionnant en temps réel. Dans ce but, nous avons réalisé des expériences au GANIL et au GSI avec un détecteur collimaté placé perpendiculairement à l'axe du faisceau et la technique du temps de vol a été utilisée pour réduire le bruit de fond induit par les neutrons et les particules chargées. Des simulations Geant4 ont été réalisées pour concevoir le dispositif expérimental et interpréter les données. Un accord qualitatif entre les simulations et l'expérience est observé pour la quantité d'énergie déposée dans le détecteur et pour la forme du spectre de temps de vol. Cependant, des divergences apparaissent pour le rendement de g prompts et la distribution en profondeur des g détectés. Ces divergences sont discutées, principalement en termes de modèles de physique nucléaire qui doivent être améliorés. Après avoir sélectionné les modèles physiques offrant les simulations les plus en accord avec les mesures, des études concernant les lieux d'émissions des g prompts et l'influence de la diffusion dans la cible ont été réalisés afin de déterminer l'impact sur la corrélation avec le parcours des ions.		
MOTS-CLES : gamma prompts, imagerie nucléaire, simulations Monte Carlo, Geant4, hadronthérapie		
Directeurs de recherches : Nicolas Freud et Etienne Testa		
Composition du jury Jules Gascon - José Manuel Quesada Molina - Daniel Cussol - Jacques Balosso - Irène Buvat		142 pages