



UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. : Sciences

ECOLE DOCTORALE SIMEM

THESE

présentée par

Melle Caroline PAUTARD

et soutenue

le 1^{er} juillet 2008

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Physique théorique et constituants élémentaires

(Arrêté du 07 août 2006)

**Réalisation d'un dispositif de contrôle et
d'imagerie de faisceaux balayés d'ions**

MEMBRES DU JURY

Mr Philippe Moretto Professeur Université de Bordeaux I (*rapporteur*)

Mr Philippe Lanièce Directeur de recherche IMNC Orsay (*rapporteur*)

Mr Laurent Disdier Ingénieur CEA Saclay

Mr Serge Bouffard Ingénieur CEA CIMAP

Mr Jean-Marc Fontbonne Ingénieur de recherche LPC Caen

Mr Jean Colin Professeur Université de Caen Basse Normandie (*Directeur de thèse*)

Remerciements

Je tiens dans un premier temps à remercier Jean-Claude Steckmeyer, directeur du LPC Caen, pour m'avoir accueillie au laboratoire.

Je remercie également Philippe Moretto et Philippe Lanièce, pour leur implication en tant que rapporteurs de cette thèse. Merci aussi à Serge Bouffard et à Laurent Disdier pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je dois beaucoup à Jean Colin, mon directeur de thèse. Je le remercie pour son encadrement soutenu pendant ces trois années. Jean m'a apporté beaucoup aussi bien au niveau de mon travail de recherche et de ma mission de monitrice, qu'au niveau personnel. Je le remercie pour son écoute et ses conseils avisés.

Merci à Jean-Marc Fontbonne pour son rôle majeur dans le co-encadrement de ma thèse. Jean-Marc m'a beaucoup appris sur le plan scientifique et travailler avec lui pendant ces trois années a été très enrichissant.

Merci à Gilles Ban, mon tuteur de monitorat. Je le remercie autant pour son rôle dans l'encadrement de ma fonction de monitrice que pour son implication dans l'avancement de ma thèse. Merci pour tes conseils et ton regard sur l'évolution de mon travail tout au long de ces trois années.

Je souhaite remercier également Emmanuel Balanzat pour nous avoir accompagnés lors de toutes nos manip DOSION. J'ai apprécié son calme et sa lucidité.

Je remercie toutes les personnes des services techniques du laboratoire avec qui j'ai eu l'occasion de travailler sur le projet DOSION. Merci donc à Joël Bregeault, Jean-François Cam, Philippe Desrue, Jean-Marc Gautier, Julien Harang, Gilles Iltis,

Philippe Laborie, Yvan Merrer, Jérôme Perronnel, Hervé Plard, Joël Tillier et
Christophe Vandamme.

Un remerciement un peu particulier pour Benjamin Carniol et David Etasse pour leur implication dans mon travail de thèse. Merci à vous Ben et David, pour votre enthousiasme et votre bonne humeur. Merci pour tous les moments que vous m'avez consacrés.

Je remercie également de manière générale tous les services techniques du laboratoire : le service informatique, le service mécanique, le service administratif, le service électronique ou encore le service instrumentation. Merci pour la disponibilité et la réactivité dans le travail.

Je souhaite remercier tous les membres du laboratoire qui ont contribué au bon souvenir que je garderai de mon passage. Merci à Anne-Marie, Marc, Linda, Benoit, Xavier, Beyhan, Alain, Gwendal, Etienne, François-René, Thomas...et tous les autres.

Enfin, je souhaite terminer par tous les membres de ma famille. Merci à vous tous qui m'avez soutenue et suivie. Une pensée particulière pour mon grand-père. Merci à mes parents, sans qui je ne serais pas arrivée là où j'en suis aujourd'hui. Merci à toi Servane, ma « sœur préférée »... Merci fréro. Maxime, merci pour ton écoute et ton soutien permanent.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	11
CHAPITRE 1 LE TRAITEMENT DU CANCER PAR LES IONS	13
I INTERACTIONS DES IONS DANS LA MATIERE.....	13
1 Pouvoir d'arrêt électronique.....	14
2 Parcours des ions dans la matière.....	16
3 Courbe de Bragg	17
4 Dispersion angulaire	18
II DOSIMETRIE	18
1 La dose absorbée, D	19
2 La dose équivalente, H	19
3 La dose efficace, E.....	20
III L'HADRONTHERAPIE, PRINCIPE ET AVANTAGES.....	21
1 Principe	22
2 Conformation de la dose.....	23
3 Avantage biologique	24
4 Discussion.....	25
IV L' HADRONTHERAPIE DANS LE MONDE.....	26
1 Historique.....	26
2 Résultats actuels	27
V CONCLUSION	28
CHAPITRE 2 LA RADIOBIOLOGIE	30
I EFFETS BIOLOGIQUES DES RAYONNEMENTS IONISANTS SUR LES CELLULES	30
1 La réponse initiale.....	31
2 La réponse précoce.....	32
3 Les courbes de survie cellulaire	32
4 L'Efficacité Biologique Relative (EBR).....	34
5 L'effet oxygène.....	35
II LA RADIOBIOLOGIE AU GANIL	36
1 Les faisceaux utilisés	36
2 Les différents axes de recherche.....	38
3 La dosimétrie.....	38
III LE PROJET DOSION.....	40
IV CONCLUSION	42
CHAPITRE 3 DESCRIPTION DU MONITEUR DE FAISCEAUX D'IONS	44

I POSITION DU PROBLEME.....	44
1 La délivrance du faisceau.....	44
2 Le contrôle faisceau avec IBIS.....	48
3 Le contrôle faisceau en hadronthérapie.....	50
4 Conclusion.....	51
II DISPOSITIFS PROPOSES POUR LES MESURES.....	51
1 La chambre d'ionisation.....	52
2 Les capteurs à effet Hall.....	60
3 Le Moniteur X.....	63
4 Conclusion sur les détecteurs.....	68
III DISPOSITIFS PROPOSES POUR LA CALIBRATION.....	68
1 La création de lumière dans un scintillateur organique.....	68
2 Collection de lumière par le tube photomultiplicateur.....	70
3 Collection de lumière par le dispositif d'imagerie.....	71
4 Conclusion sur les dispositifs de calibration.....	76
IV LE SYSTEME D'ACQUISITION DES DONNEES.....	77
1 Description générale.....	77
2 Carte MI.....	79
3 Cartes MX.....	82
4 Carte SATRAS.....	85
5 Commande / Contrôle.....	87
V CONCLUSION.....	87
CHAPITRE 4 LES PERFORMANCES DU DISPOSITIF	89
I LOCALISATION PAR LE MONITEUR X.....	89
1 Principe de la mesure de localisation.....	90
2 Résultats.....	92
3 Bilan sur la localisation par le Moniteur X.....	95
II CALIBRATION DE LA CHAMBRE D'IONISATION.....	96
1 Erreur de traînage.....	96
2 Méthode par comptage.....	98
3 Méthode automatique.....	102
4 Méthode intégrale.....	105
5 Bilan sur la calibration de la CHIO.....	108
III CALIBRATION DES CAPTEURS A EFFET HALL.....	109
1 Linéarité entre le balayage et la déviation.....	110
2 Méthode.....	112
3 Bilan sur la calibration des capteurs à effet Hall.....	115
IV CARTES DE FLUENCE.....	116

1 Détermination du spot faisceau	116
2 Reconstruction des cartes de fluence.....	117
3 Résultats	119
4 Analyse temporelle du faisceau	123
5 Comparaison avec le dispositif d'imagerie	124
6 Bilan sur le dispositif DOSION	126
V EVOLUTIONS ET PERSPECTIVES.....	127
1 Asservissement du balayage faisceau	127
2 Imagerie de faisceaux d'ions.....	128
VI CONCLUSION.....	132
CONCLUSION.....	134
ANNEXES	138
REFERENCES (58)	151

TABLE DES FIGURES

Figure 1-1 : Pouvoir d'arrêt massique électronique des protons dans l'eau (www.nist.gov)	16
Figure 1-2 : Courbes de Bragg des ions carbone (200A.MeV et 330A.MeV) dans l'eau	17
Figure 1-3 : Rendement en profondeur d'un faisceau de photons de 18MeV dans l'eau.....	22
Figure 1-4 : Pic de Bragg étalé sur 2cm pour un faisceau de protons.....	23
Figure 1-5 : Distributions de dose pour des photons (A) et des protons (B) [00-ZUR].....	24
Figure 1-6 : Salle de traitement au centre GSI, Allemagne	27
Figure 2-1 : Chronologie de la réponse cellulaire aux rayonnements ionisants.....	31
Figure 2-2 : Schéma de la composition de la molécule d'ADN	32
Figure 2-3 : Courbe de survie cellulaire modélisée pour $D_0 = 1,5\text{Gy}$ et $n = 3$	33
Figure 2-4 : Dépendance de l'EBR avec le TEL des ions carbone [00-SUZ]	35
Figure 2-5 : Implantation des salles d'expériences au GANIL.....	37
Figure 2-6 : CR39 révélé après irradiation (Ar ; 95A.MeV ; $1,5 \cdot 10^5 \text{ part/cm}^2$).....	39
Figure 2-7 : Développement d'un film radiographique irradié en Ar ; 95A.MeV	40
Figure 3-1 : Irradiation d'échantillons biologiques en salle D1 au GANIL.....	45
Figure 3-2 : Schéma des lignes de la salle D1 au GANIL	46
Figure 3-3 : Création du champ d'irradiation en salle D1 au GANIL	47
Figure 3-4 : Principe de la technique de raster scanning développée au GSI [93-HAB].....	47
Figure 3-5 : Méthodologie pour le contrôle de faisceau avec DOSION.....	49
Figure 3-6 : Principe général du moniteur faisceau	50
Figure 3-7 : Schéma de principe et photo de la chambre d'ionisation d'IBIS	53
Figure 3-8 : Parcours des ions à la traversée de la CHIO.....	53
Figure 3-9 : Réponse de la CHIO et écarts relatifs à l'approximation linéaire.....	56
Figure 3-10 : Mesures des recombinaisons dans la CHIO à 90Gy/s et à 680Gy/s.....	58
Figure 3-11 : Confrontation des mesures de recombinaisons avec la théorie de Mie.....	59
Figure 3-12 : Effet Hall dans un conducteur parallélépipédique.....	61
Figure 3-13 : Boîtier (10cm×5cm) pour le circuit des capteurs à effet Hall	61
Figure 3-14 : Relation amplitudes de champs magnétiques/position du faisceau.....	62
Figure 3-15 : Evolutions temporelles des balayages pour trois réglages différents.....	63
Figure 3-16 : Schéma de principe et disposition en ligne du Moniteur X.....	64
Figure 3-17 : Simulation de l'efficacité de détection pour un faisceau de Ne à 13,5A.MeV...	65
Figure 3-18 : Courbe de gain des compteurs proportionnels du Moniteur X.....	66
Figure 3-19 : Principe des mesures de réponse spatiale des compteurs proportionnels.....	67
Figure 3-20 : Réponse spatiale des compteurs proportionnels.....	67
Figure 3-21 : Collection de la lumière de scintillation par le tube PM	70
Figure 3-22 : Photo du dispositif complet en ligne pendant la phase de calibration.....	71
Figure 3-23 : Dispositif d'imagerie (vue de dessus).....	71
Figure 3-24 : Erreur de parallaxe en optique conventionnelle (orthocentrique).....	73

Figure 3-25 : Principe d'un objectif télécentrique	74
Figure 3-26 : Performances de l'objectif télécentrique par rapport à l'objectif conventionnel	74
Figure 3-27 : Structures CCD et EMCCD	75
Figure 3-28 : Dispositif d'imagerie mis en place sur la ligne IRASME en D1	76
Figure 3-29 : Schéma de principe du système d'acquisition	78
Figure 3-30 : Cycle de mesure du système d'acquisition de données.....	79
Figure 3-31 : Circuit ACF2101 comprenant deux modules d'intégration.....	80
Figure 3-32 : Fonctionnement des intégrateurs de courant AF2101	81
Figure 3-33 : Composition du buffer de sortie de la carte SYROCO MI	81
Figure 3-34 : Principe du filtre trapézoïdal utilisé pour la mise en forme des signaux PAC...	83
Figure 3-35 : Echelon de tension mis en forme avec le filtre trapézoïdal.....	83
Figure 3-36 : Correction de la ligne de base après mise en forme des signaux	84
Figure 3-37 : Composition du buffer de sortie des cartes SYROCO MX.....	85
Figure 3-38 : Numérisation par la carte SATRAS en mode oscilloscope.....	86
Figure 3-39 : Buffer de sortie de la carte SATRAS en mode comptage.....	86
Figure 3-40 : Interface de contrôle/commande développée sous LabCVI.....	88
Figure 4-1 : Procédure de construction des spectres conditionnés par le balayage faisceau ...	91
Figure 4-2 : Position absolue du champ d'irradiation crée pour le test du Moniteur X	92
Figure 4-3 : Spectres conditionnés reconstruits pour le pixel (2,5).....	93
Figure 4-4 : Spectres conditionnés reconstruits pour le pixel (5,2).....	93
Figure 4-5 : Résultat de la reconstruction avec le Moniteur X	94
Figure 4-6 : Superposition de cinq reconstructions d'irradiations identiques.....	95
Figure 4-7 : impulsions de sortie du tube PM numérisées à 500MHz sur 4µs	98
Figure 4-8 : Histogramme en amplitude (en bins) et discrimination en nombre d'ions	99
Figure 4-9 : Résultats de la méthode de calibration par comptage	102
Figure 4-10 : Résultats de la méthode de calibration automatique	105
Figure 4-11 : Résultats de la méthode de calibration intégrale	107
Figure 4-12 : Comparaison des trois méthodes entre 0,5Gy/s et 12,5Gy/s.....	107
Figure 4-13 : Comparaison des résultats des trois méthodes entre 0,2Gy/s et 28Gy/s	108
Figure 4-14 : Construction du champ d'irradiation	110
Figure 4-15 : Trois réglages de champs d'irradiation, objectif télécentrique	111
Figure 4-16 : Trois réglages de champs d'irradiation, objectif conventionnel	111
Figure 4-17 : Image de mire avec l'objectif télécentrique.....	112
Figure 4-18 : Carte brute reconstruite par $CHIO[i] = f(B_x[i], B_y[i])$	113
Figure 4-19 : Coupes transversales des cartes pour la calibration en position.....	114
Figure 4-20 : Résultat de la calibration en position.....	115
Figure 4-21 : Profils de spots pour deux faisceaux différents.....	117
Figure 4-22 : Principe de reconstruction des cartes de fluence.....	118

Figure 4-23 : Traitement effectué sur l'image du spot	119
Figure 4-24 : Carte de fluence en ^{20}Ne à 13,7A.MeV et 0,5Gy/s sur 16cm ²	120
Figure 4-25 : Carte de fluence en ^{20}Ne à 13,7A.MeV et 72mGy/s sur 16cm ²	120
Figure 4-26 : Coupe verticale (pixel 200) de la carte de fluence 4-25.....	121
Figure 4-27 : Carte de fluence en ^{36}Ar à 95A.MeV, 5min à 90mGy/s sur 25cm ²	121
Figure 4-28 : Evolution temporelle de la distribution de fluence sur 5min	122
Figure 4-29 : Evolution temporelle de l'intensité du faisceau en 40s.....	123
Figure 4-30 : Evolutions temporelles de l'intensité sur 1s et 200ms.....	124
Figure 4-31 : Images caméra (à gauche) et cartes DOSION (à droite)	125
Figure 4-32 : Coupes verticales des deux cartes obtenues pour une même irradiation.....	126
Figure 4-33 : Deux configurations possibles du dispositif d'imagerie	130
Figure 4-34 : Profil du spot faisceau utilisé au centre de Protonthérapie de Nice	131
Figure 4-35 : Rendement lumineux d'un faisceau de protons à 62MeV	131

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1-1: Elargissement dans l'eau pour un faisceau gaussien (largeur 0.5mm)	18
Tableau 1-2: Facteurs de pondération de rayonnement d'après CIPR60.....	20
Tableau 1-3: Facteurs de pondération tissulaire d'après la CIPR60.....	21
Tableau 2-1 : Caractéristiques des faisceaux de radiobiologie au GANIL	37
Tableau 2-2 : Conditions d'irradiation en radiobiologie au GANIL	38
Tableau 2-3 : Spécifications du cahier des charges de DOSION [04-CDC]	41
Tableau 2-4 : Faisceaux de référence pour DOSION.....	41
Tableau 3-1 : Réduction de parcours dans l'eau à la traversée de la CHIO.....	54
Tableau 4-1: Coefficients de traînage déterminés à trois débits de dose	101
Tableau 4-2 : Coefficients de traînage estimés par la méthode automatique.....	105

Introduction

Le travail effectué au cours de cette thèse consiste en la réalisation d'un dispositif de mesure dédié au contrôle de faisceaux d'ions. Ce développement instrumental s'inscrit dans le cadre d'un projet de collaboration entre trois laboratoires Caennais : le **L**aboratoire de **P**hysique **C**orpusculaire de Caen (LPC Caen), le **C**entre de recherche sur les **I**ons, les **M**atériaux et la **P**hotonique (CIMAP), et le **G**rand **A**ccélérateur **N**ational d'**I**ons **L**ourds (GANIL). Cette collaboration, regroupée autour du projet DOSION, a pour but de développer un dispositif destiné à contrôler la fluence dans une des salles d'expérimentation du GANIL.

Le besoin d'un tel dispositif vient d'un contexte beaucoup plus large, qui concerne la recherche en hadronthérapie, une nouvelle méthode de traitement du cancer. Ce traitement est basé sur l'utilisation de faisceaux de hadrons (des protons ou des ions carbone) pour traiter les tumeurs. L'hadronthérapie est donc une technique de traitement du cancer par irradiation, voisine de la radiothérapie par photons ou électrons, qui elle, est très répandue de nos jours. Pour obtenir une efficacité optimale lors d'un traitement par irradiation, il faut, entre autres, avoir une bonne connaissance des effets biologiques créés par le rayonnement utilisé sur les cellules du corps humain. Ces effets sont bien connus lorsqu'il s'agit d'utiliser des photons ou des électrons. Le passage aux hadrons, et plus particulièrement aux protons et aux ions carbone, nécessite quand à lui, des connaissances supplémentaires. La justification du développement d'une telle technique, les différences avec l'utilisation de photons et d'électrons, et l'état des lieux de la pratique de ce type de traitement, sont des points abordés dans le premier chapitre de cette thèse.

Dans le cadre de la recherche en hadronthérapie, un axe de recherche crucial concerne la connaissance des effets biologiques engendrés par des rayonnements tels que les ions carbone ou les protons. Ces études peuvent être regroupées sous la dénomination de radiobiologie et sont abordées au début du second chapitre. Le CIMAP accueille des équipes d'expérimentateurs venant tester l'effet des ions sur les cellules au GANIL dans la salle d'expérimentation D1. Un passeur d'échantillons permet d'irradier 32 échantillons biologiques, étudiés après irradiation au LARIA (**L**aboratoire d'**A**ccueil en **R**adiobiologie avec les **I**ons **A**ccélérés situé sur le site du GANIL). Pour chaque échantillon, l'utilisateur peut choisir la fluence totale qu'il souhaite voir être utilisée pour l'irradiation. Ceci permet de relier les effets qui seront observés après l'irradiation, à la dose déposée. Pour obtenir des résultats pertinents dans ce type d'expérience, l'évaluation de la dose déposée est donc un

point crucial. Actuellement, la fluence réellement déposée aux échantillons pendant les irradiations n'est pas contrôlée de façon assez précise. Pour améliorer cette précision sur la mesure de la fluence, le CIMAP a donc proposé le projet DOSION (**DOS**imétrie d'irradiation avec les **ION**s), dont le but est de développer un dispositif de contrôle de fluence adapté à la salle D1 et aux conditions d'expérimentations majoritairement utilisées pour les expériences de radiobiologie. Le cahier des charges du projet DOSION [04-CDC], exposé en fin de chapitre deux, est donc construit en fonction de ces deux aspects.

Basé sur ce cahier des charges, un prototype IBIS (**Ion Beam Inspection System**) a été développé au LPC Caen. Le travail effectué au cours de cette thèse débute par la réalisation de ce prototype et les tests des différents détecteurs qui le composent. Le troisième chapitre de ce manuscrit est consacré à la description du moniteur faisceau développé pour répondre au cahier des charges. Les solutions proposées dépendent principalement de la technique de délivrance du faisceau en salle D1, qui est donc exposée. Ensuite, les différentes parties qui composent le moniteur faisceau sont détaillées :

- o les détecteurs utilisés pour les mesures,
- o les dispositifs et méthodes de calibration de ces détecteurs,
- o le système d'acquisition.

Les différents éléments du prototype IBIS présentent des redondances au niveau des informations qui peuvent être obtenues à partir des mesures effectuées. La phase de test du prototype a pour but de déterminer les solutions les plus efficaces et les plus pratiques parmi celles proposées. Le prototype a pu être testé sous faisceau, en salle D1, dans les conditions d'irradiations stipulées par le cahier des charges. Les analyses de ces tests, ainsi que les décisions qui en découlent, sont présentées dans le quatrième chapitre. Il en résulte un dispositif final, le moniteur DOSION, répondant au cahier des charges, dont l'installation en salle D1 au GANIL est prévue pour améliorer les conditions de contrôle de la fluence délivrée aux échantillons biologiques. Les résultats obtenus avec ce moniteur DOSION au cours des différents tests effectués ont, de plus, permis d'imaginer des évolutions de ce dispositif qui sont présentées en fin de chapitre quatre.

Chapitre 1 Le traitement du cancer par les ions

Le traitement du cancer repose actuellement sur plusieurs approches différentes comme la chirurgie, la chimiothérapie ou encore la radiothérapie. La radiothérapie est une technique de traitement du cancer par irradiation : il s'agit d'envoyer un faisceau de rayonnements ionisants sur la tumeur pour la stériliser. En effet, les ionisations induites dans la matière peuvent engendrer des lésions cellulaires difficilement réparables par les cellules tumorales [07-BAR]. Depuis plusieurs dizaines d'années, les rayonnements ionisants utilisés pour ce type de traitement sont les photons et les électrons. La radiothérapie par photons et électrons est efficace et largement maîtrisée de nos jours. Elle est en constante évolution pour répondre au mieux à l'enjeu fondamental du traitement du cancer par irradiation : déposer au niveau de la tumeur l'énergie nécessaire pour tuer les cellules affectées, tout en minimisant les dépôts d'énergie aux tissus sains situés sur la trajectoire du faisceau et à proximité de la tumeur.

L'hadronthérapie est une technique innovante de traitement du cancer par irradiation : elle consiste à irradier une tumeur au moyen de faisceaux de particules lourdes chargées, les hadrons. Les protons ou les ions carbone sont le plus souvent utilisés. La protonthérapie est répandue depuis les années 60 alors que le traitement par ions carbone, bien qu'utilisé en clinique depuis une dizaine d'années au Japon, est encore au stade de développement.

Ce premier chapitre a pour but d'exposer les principes de ce traitement du cancer par les ions. Il est donc naturel de commencer par rappeler, dans une première partie, les mécanismes d'interaction des ions dans la matière. La seconde partie de ce chapitre est consacrée à la dosimétrie, qui consiste à quantifier les effets des rayonnements ionisants sur la matière. Ces deux points permettent d'exposer les principes de l'hadronthérapie et de finir avec un état des lieux de la situation mondiale.

I Interactions des ions dans la matière

Les ions, en tant que particules chargées, interagissent avec la matière suivant différents processus. L'accumulation de ces interactions tout au long de leur trajectoire dans la matière

engendrer une perte d'énergie progressive. Les ions sont alors ralentis de façon continue en traversant la matière.

D'un point de vue fondamental, trois mécanismes caractérisent l'interaction des ions avec la matière :

- Les collisions nucléaires élastiques, qui correspondent aux interactions des ions incidents avec les noyaux des atomes cibles constituant la matière.
- Les collisions nucléaires inélastiques, pouvant conduire à la fragmentation des ions.
- Les collisions entre les ions incidents et les électrons des atomes cibles.

Les **collisions nucléaires élastiques** constituent le processus dominant à basses vitesses. Sur la gamme des énergies utilisées en hadronthérapie (50A.MeV à 430A.MeV), la contribution de ce type de collisions dans la perte d'énergie totale des ions est négligeable.

Les **réactions nucléaires inélastiques** peuvent entraîner la fragmentation des particules incidentes ou des noyaux cibles. En hadronthérapie, la contribution de ces réactions nucléaires dans la distribution volumique de la perte d'énergie des ions incidents n'est pas négligeable et doit être prise en compte.

Les **collisions ions/électrons** constituent le processus dominant pour les ions légers de haute énergie. Les ions interagissent avec la matière par l'intermédiaire des forces de Coulomb existant entre leur charge positive et la charge négative des électrons du cortège des atomes cibles. En fonction de la proximité entre l'ion incident et l'atome cible, il peut se créer soit une ionisation (un électron est éjecté du cortège), soit une excitation (un électron est déplacé sur un niveau d'énergie supérieur dans le cortège). Ces collisions représentent le processus dominant pour le dépôt total d'énergie des ions dont l'énergie initiale se situe dans la gamme des faisceaux d'hadronthérapie.

1 Pouvoir d'arrêt électronique

Nous venons de voir que les processus de collisions ions/électrons constituent le mécanisme prédominant d'interaction des ions avec la matière dans le domaine de l'hadronthérapie (protons ou carbone de 50A.MeV à 430A.MeV). La perte d'énergie par unité de longueur dE/dx subie par les ions lors de ces processus pour ce domaine d'énergie est donnée par la formule de Bethe:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \cdot NZ \cdot \left(\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right)$$

Équation 1-1: Formule de Bethe

$\beta = \frac{v}{c}$, v est la vitesse de l'ion incident, de charge $z.e$, ou e est la charge de l'électron, c la vitesse de la lumière dans le vide.

m_e est la masse de l'électron.

N est le nombre d'atomes par unité de volume du matériau traversé, Z son numéro atomique.

I est le potentiel d'ionisation moyen de l'électron dans l'atome cible engagé dans la collision. Cette grandeur est tabulée de façon empirique.

Cette formule est une approximation réaliste à haute vitesse, lorsque les ions sont totalement épluchés et que les interactions peuvent être traitées en perturbation.

Cette perte d'énergie par unité de longueur est appelée pouvoir d'arrêt linéique. Les travaux de Ziegler [80-ZIE] ont permis de tabuler ces pertes d'énergie des ions dans la matière pour des énergies allant jusqu'à 10^3 A.MeV . Elles sont alors ramenées à la densité du matériau traversé, et donc exprimées en $\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$. Il s'agit alors du pouvoir d'arrêt massique. On définit aussi le T.E.L. pour **T**ransfert d'**E**nergie **L**inéique. Cette grandeur, définie dans le rapport ICRU (**I**nternational **C**ommission on **R**adiation **U**nits and measurements) numéro 60 [98-ICR], est définie comme l'énergie perdue par les processus de collisions électroniques par unité de longueur à laquelle est retranchée la somme des énergies cinétiques des électrons libérés lors de ces processus. Il peut donc, en première approximation, être assimilé au pouvoir d'arrêt linéique quand il s'agit de particules lourdes chargées.

Une analyse simple de la formule de Bethe permet de déduire quelques observations importantes :

- Pour des vitesses v moyennes (terme relativiste en β^2 non dominant), le pouvoir d'arrêt varie de façon prépondérante en $1/v^2$. Ainsi, plus la vitesse des ions incidents diminue, plus la perte d'énergie par unité de longueur augmente.
- Pour une vitesse v donnée, le pouvoir d'arrêt est proportionnel à z^2 . Ainsi, à même vitesse et dans un même milieu, un ion carbone est plus vite ralenti qu'un proton.
- Enfin, pour un projectile donné (v et z), le pouvoir d'arrêt est proportionnel au produit NZ , dépendant du milieu traversé. Ainsi, plus le matériau est lourd ou dense, plus les ions sont arrêtés rapidement.

Les tables de Ziegler donnent le pouvoir d'arrêt massique de tous les ions (jusqu'à l'Uranium) dans des matériaux purs. Pour obtenir le pouvoir d'arrêt massique dans un composé, il suffit de pondérer chaque pouvoir d'arrêt massique des éléments du composé $\frac{1}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx} \right)_i$ par la fraction en masse de cet élément dans le composé (w_i) :

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{composé}} = \sum_i w_i \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx} \right)_i = \frac{1}{M} \sum N_i A_i \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx} \right)_i$$

Équation 1-2 : Pouvoir d'arrêt massique dans un composé

M est la masse moléculaire du composé, N_i est le nombre d'éléments i dans le composé et A_i est la masse atomique de l'élément i .

Ainsi, en début de parcours, un proton de 230MeV perd environ 0,34keV/μm dans l'eau, alors que dans le même milieu, un ion ^{12}C de 430A.MeV, soit 5160MeV, perd environ 7keV/μm, c'est-à-dire 20 fois plus.

La figure 1-1 représente l'évolution du pouvoir d'arrêt massique électronique des protons dans l'eau en fonction de leur énergie (<http://www.nist.gov/srd/physics.htm>).

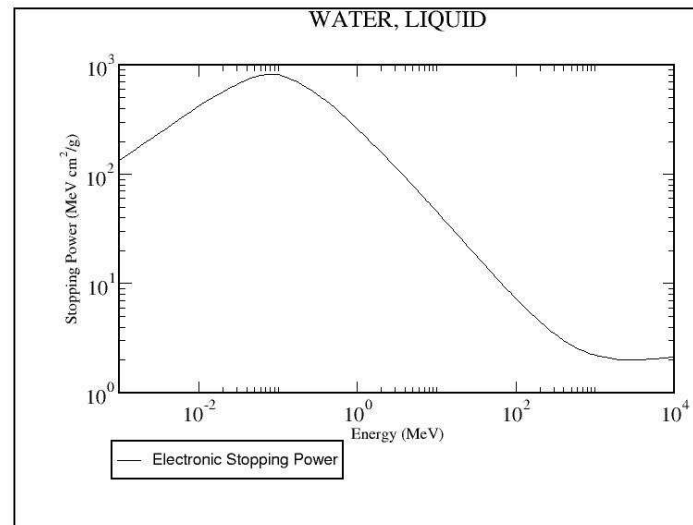


Figure 1-1 : Pouvoir d'arrêt massique électronique des protons dans l'eau (www.nist.gov)

2 Parcours des ions dans la matière

Comme nous venons de le décrire, au cours de leur trajet dans la matière, les ions subissent des pertes successives d'énergie et finissent par s'arrêter. La distance maximale que peuvent parcourir des ions d'une énergie donnée E_0 dans un matériau donné est appelée parcours, noté $\mathcal{R}$. Cette notion est définie à partir du pouvoir d'arrêt linéique selon :

$$\mathcal{R} = \int_{E_0}^0 \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$$

Équation 1-3 : Parcours d'un ion d'énergie E_0 dans la matière

Ainsi, pour atteindre une profondeur d'environ 30cm dans l'eau, des protons doivent avoir une énergie de 230MeV, alors que des ions carbone de 430A.MeV sont nécessaires.

3 Courbe de Bragg

La courbe de Bragg représente le pouvoir d'arrêt linéique électronique d'un ion donné en fonction de la profondeur parcourue dans un milieu donné. L'augmentation découle directement de la formule de Bethe. Le pic provient essentiellement de la diminution de la charge des ions par capture électronique et de l'évolution des sections efficaces d'ionisation en couches profondes. Ainsi, le fameux « pic de Bragg » fortement exploité en hadronthérapie apparaît ici : les ions perdent la majorité de leur énergie en fin de parcours, et ceci sur une très courte distance. La figure ci-dessous montre les courbes de Bragg pour des ions carbone de 200A.MeV et de 330A.MeV dans l'eau. Ces courbes sont simulées à partir d'un code Géant4, avec un pas de 1mm.

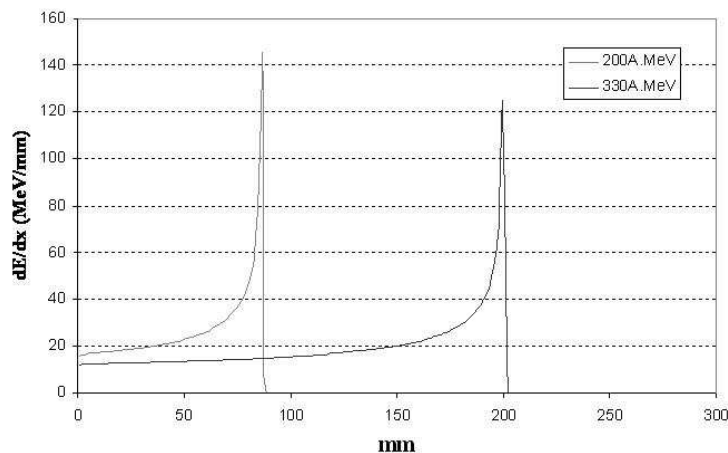


Figure 1-2 : Courbes de Bragg des ions carbone (200A.MeV et 330A.MeV) dans l'eau

Les processus de collisions électroniques étant dominants dans le dépôt d'énergie des ions dans la matière pour l'hadronthérapie, ces courbes montrent un avantage balistique majeur sur la radiothérapie par photons ou électrons : en adaptant l'énergie du faisceau incident pour faire correspondre la profondeur du pic de Bragg avec celle de la tumeur, il est plus facile de maximiser le dépôt d'énergie à la tumeur, tout en préservant les tissus et organes sains. En effet, la différence entre le dépôt d'énergie à l'entrée et au niveau du pic de Bragg est très

élevé (de l'ordre de 7 pour des ions carbone de 200A.MeV). Cet aspect sera détaillé au paragraphe III.

4 Dispersion angulaire

Lorsqu'un faisceau pénètre dans la matière, les ions vont subir une succession d'interactions avec les noyaux et les électrons des atomes de la matière. Au cours de ces interactions successives, les ions sont déviés peu à peu de leur trajectoire initiale. Cet effet est qualifié de dispersion angulaire, ou straggling angulaire. Cette dispersion dépend de la nature de l'ion incident, de son énergie, ainsi que de l'épaisseur et de la nature du matériau traversé. Considérant un faisceau gaussien de largeur 0,5mm à l'entrée, le tableau I-1 résume les largeurs de différents faisceaux après la traversée de 10cm d'eau. Ces données sont issues d'une simulation Géant4.

Tableau 1-1: Elargissement dans l'eau pour un faisceau gaussien (largeur 0.5mm)

<i>Particule</i>	<i>Energie</i>	<i>Largeur à 10cm (mm)</i>
Protons	120MeV	2,1
	200MeV	1,1
Ions Carbone	400A.MeV	0,54

Ainsi, les protons et les ions carbone subissent très peu de déviation angulaire dans l'eau, avec un avantage certain pour les faisceaux d'ions carbone. Le corps humain étant composé à 80% d'eau, ceci constitue un autre avantage balistique important pour les traitements en hadronthérapie.

II Dosimétrie

La dosimétrie est la mesure de l'énergie déposée par un rayonnement ionisant par unité de masse de matière. Le but de cette mesure, dans le cadre d'un traitement du cancer, est d'évaluer les effets de ce dépôt d'énergie à la fois sur les cellules tumorales (le but étant de les détruire) et sur les tissus sains (le but étant de les préserver au maximum). Il existe plusieurs niveaux d'évaluation des doses. Les notions explicitées dans les paragraphes qui suivent sont principalement utilisées pour des considérations de radioprotection. Quand il s'agit de traiter

une tumeur, une autre notion peut-être utilisée : la notion de dose biologique. Cette dernière sera abordée au second chapitre dédié à la radiobiologie.

1 La dose absorbée, D

La dose absorbée est une grandeur purement physique, permettant d'évaluer la quantité d'énergie déposée $d\bar{\epsilon}$ dans un volume élémentaire de masse dm d'un matériau. La définition exacte est stipulée dans le rapport de l'ICRU numéro 60 [98-ICR] :

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}$$

Équation 1-4: Définition de la dose absorbée

L'unité utilisée est le Gray (Gy), correspondant à une quantité d'énergie par unité de masse de matière. Ainsi, 1 Gray correspond à 1 Joule déposé dans 1kg de matière.

La dose absorbée est une grandeur physique ne donnant aucune indication sur les effets biologiques engendrés par le dépôt d'énergie considéré. Elle dépend uniquement des mécanismes d'interaction des particules ionisantes dans la matière. En radiothérapie photons ou électrons, les doses prescrites pour stériliser une tumeur peuvent varier de 50Gy à 70Gy suivant les cas.

2 La dose équivalente, H

La dose équivalente permet d'associer, en plus du simple dépôt d'énergie dans la matière, un degré de complexité supplémentaire qui tient compte de l'effet biologique induit par ce dépôt d'énergie. En effet, comme nous le verrons dans le chapitre 2, les dégâts biologiques induits sur les cellules lors d'une irradiation sont principalement dus à la densité d'ionisations induites. Or, le passage d'une particule chargée induit une densité d'ionisations beaucoup plus élevée que le passage d'une particule neutre. Ainsi, pour un même dépôt d'énergie, la dose équivalente déposée par un faisceau d'ions carbone est plus élevée que celle déposée par un faisceau de photons.

Pour rendre compte de ce phénomène, un coefficient appelé facteur de pondération de rayonnement, noté W_R , est introduit dans le calcul de la dose équivalente [86-ICR] :

$$H = \sum_{\text{Rayonnements}} W_R \cdot D_R$$

Équation 1-5: Définition de la dose équivalente

D_R est la dose absorbée engendrée par le rayonnement R .

W_R est le facteur de pondération pour ce rayonnement R .

Pour un faisceau mixte, chaque contribution est prise en compte individuellement, puis sommée aux autres. L'unité de dose équivalente est le Sievert (Sv).

Les valeurs des facteurs de pondération W_R sont fixées par la Commission Internationale de Protection Radiologique (CIPR) [91-CIP]. Ils sont rassemblés dans le tableau 1-2.

Tableau 1-2: Facteurs de pondération de rayonnement d'après CIPR60

Rayonnement	Energie	W_R
Photons	Toutes énergies	1
Electrons	Toutes énergies	1
Neutrons	<10keV	5
	10keV – 100keV	10
	100keV – 2MeV	20
	2MeV – 20MeV	10
	>20MeV	5
Protons	>20MeV	5
α, noyaux lourds	Toutes énergies	20

Ainsi, pour un organe donné, la dose équivalente qui correspond à une dose absorbée de 1Gy est de 1Sv pour un faisceau de photons, de 5Sv pour un faisceau de protons et de 20Sv pour un faisceau d'ions carbone.

3 La dose efficace, E

Pour rendre compte du risque total résultant de l'exposition de plusieurs organes ou tissus, la CIPR introduit la notion de dose efficace. En effet, chaque organe ou tissu possède une radiosensibilité (sensibilité aux rayonnements ionisants) propre. La dose efficace permet de ramener la dose reçue à l'organe à une dose « corps entier ».

La dose efficace est la somme des doses équivalentes reçues au niveau de tous les organes ou tissus exposés, chacune de ces doses étant pondérée par un facteur W_T , lié à la radiosensibilité propre de l'organe ou du tissu considéré. La dose efficace s'exprime en sievert :

$$E = \sum_{\text{Tissus / Organes}} W_T \cdot H_T$$

Équation 1-6: Définition de la dose efficace

Les valeurs des coefficients de pondération tissulaire W_T sont reportées par la CIPR :

Tableau 1-3: Facteurs de pondération tissulaire d'après la CIPR60

<i>Organe / Tissu</i>	W_T	<i>Organe / Tissu</i>	W_T
Gonades	0,20	Foie	0,05
Seins	0,05	Œsophage	0,05
Moelle osseuse rouge	0,12	Thyroïde	0,05
Côlon	0,12	Surface osseuse	0,01
Poumons	0,12	Peau	0,01
Estomac	0,12	Reste de l'organisme	0,05
Vessie	0,05		

La somme de tous ces coefficients vaut 1. Les gonades sont les organes les plus sensibles aux rayonnements ionisants.

III L'hadronthérapie, principe et avantages

Comme indiqué en introduction de ce chapitre, la radiothérapie par photons et électrons est une technique efficace qui a largement fait ses preuves. Cependant, elle reste confrontée à deux barrières :

- o Les caractéristiques du dépôt d'énergie des photons dans la matière : ce dépôt d'énergie est continu, évoluant globalement selon une exponentielle décroissante avec la profondeur atteinte dans la matière. La figure 1-3 représente le rendement en profondeur d'un faisceau de photons de 18MeV, c'est-à-dire le dépôt de dose sur l'axe du faisceau en fonction de la profondeur d'eau traversée. Avec un maximum de dépôt de dose à 3cm, cette distribution ne correspond pas au profil idéal pour un traitement en profondeur. Cependant, nous verrons comment l'utilisation de plusieurs faisceaux à incidences angulaires différentes permet de modifier favorablement ce profil. De plus, un faisceau de photons s'élargit lors de sa pénétration dans le corps humain, ce qui reste un inconvénient majeur pour la balistique d'un traitement, et les distributions volumiques de dose résultantes.

- o Les mécanismes de radiorésistance (résistance aux rayonnements ionisants): l'effet biologique des photons sur certaines tumeurs reste trop faible pour pouvoir les stériliser tout en préservant les tissus sains. On parle alors de tumeurs radiorésistantes.

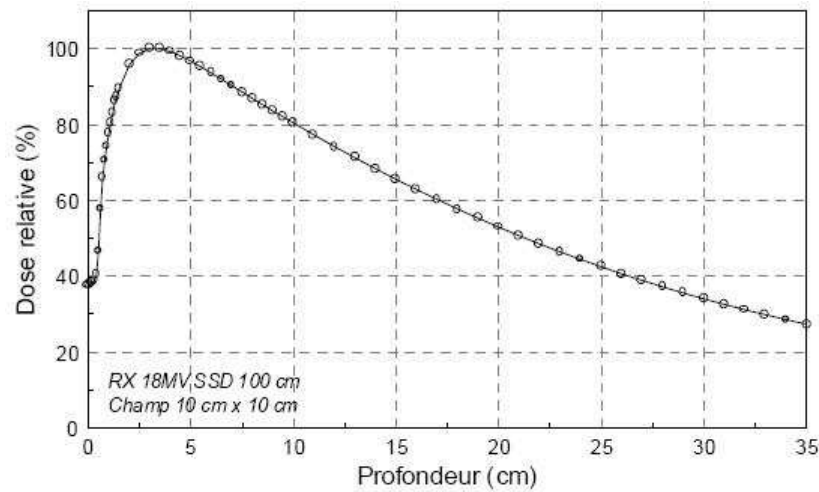


Figure 1-3 : Rendement en profondeur d'un faisceau de photons de 18MeV dans l'eau

Ce troisième paragraphe a pour but de montrer dans quelles mesures l'hadronthérapie permet d'améliorer ces aspects.

1 Principe

L'hadronthérapie consiste à irradier une tumeur au moyen d'un faisceau de protons ou d'ions carbone. Pour cela, la machine utilisée est un accélérateur d'ions (synchrotron ou cyclotron), délivrant un faisceau horizontal ou vertical [05-AMA]. Il existe aussi des bras isocentriques (gantry) permettant de tourner autour du patient pour irradier sous différentes incidences. Cependant, cette technique est très coûteuse et l'avantage réellement apporté n'est pas encore démontré pour l'hadronthérapie. Dans le cas idéal, l'accélérateur est implanté au sein même d'un centre de soin, comprenant tout l'environnement médical nécessaire à la prise en charge des patients.

Les énergies utilisées vont de 50MeV à 200MeV pour les protons et de 80A.MeV à 430A.MeV pour les ions carbone, ce qui permet d'atteindre des profondeurs dans le corps humain allant de 3cm à environ 30cm.

Le principe est de tirer le bénéfice du pic de Bragg, en choisissant une énergie initiale telle qu'il se place à la profondeur que l'on souhaite irradier avec un maximum de dose. Ainsi, pour déposer une dose uniforme sur toute l'épaisseur de la tumeur, en minimisant le dépôt de dose hors de la tumeur, le pic de Bragg est « étalé », en sommant plusieurs pics de Bragg

formés par des ions de différentes énergies. La figure ci-dessous montre un pic de Bragg étalé construit pour traiter une tumeur de 2cm d'épaisseur, située à 10cm de profondeur avec un faisceau de protons. Comparée au cas des photons, cette distribution de dose en profondeur apparaît plus favorable pour maximiser la dose à la tumeur tout en minimisant la dose aux tissus sains, c'est-à-dire pour conformer la dose à la tumeur.

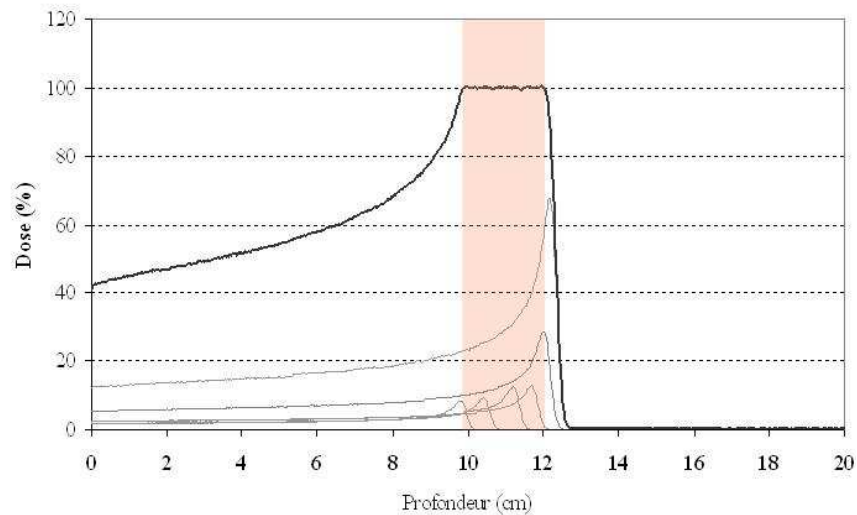


Figure 1-4 : Pic de Bragg étalé sur 2cm pour un faisceau de protons

2 Conformation de la dose

L'utilisation des ions permet d'obtenir un contraste très favorable entre la dose à la tumeur et la dose aux tissus sains, conséquence directe des mécanismes d'interaction des ions dans la matière. En effet, la distribution de dose en profondeur obtenue avec un pic de Bragg étalé offre quatre avantages majeurs :

- o La dose déposée est maximale au niveau du plateau, donc au niveau de la tumeur.
- o La dose déposée avant la tumeur est plus faible qu'au niveau du pic de Bragg.
- o Les ions étant arrêtés dans la matière, la dose après la tumeur est pratiquement nulle.
- o Du fait de la masse des projectiles, les ions sont beaucoup moins déviés de leur trajectoire que les photons. La balistique est donc améliorée car le faisceau ne se disperse que très peu autour de sa direction initiale. Cet avantage est encore plus marqué pour les ions carbone que pour les protons (paragraphe I-4).

En radiothérapie photons, pour mieux conformer la dose à la tumeur, la technique consiste à multiplier les angles d'incidence du faisceau autour du patient. Ainsi, le rapport entre la dose

déposée à la tumeur, située au point de concours de toutes les incidences (isocentre), et la dose déposée hors tumeur est augmenté.

La figure 1-5 montre une distribution spatiale de dose calculée en utilisant un faisceau de photons, envoyé sous 9 incidences, comparée à la distribution obtenue avec des protons.

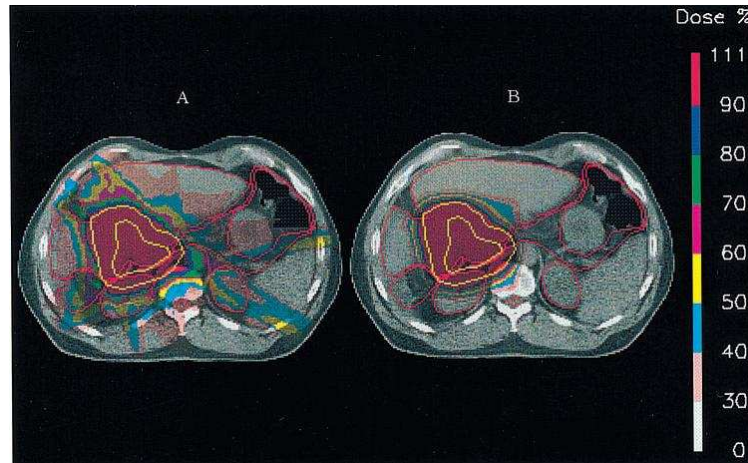


Figure 1-5 : Distributions de dose pour des photons (A) et des protons (B) [00-ZUR]

Ces simulations illustrent parfaitement le gain obtenu, pour ce cas, sur la conformation du dépôt de dose au volume cible lorsque l'on utilise un faisceau de protons. En effet, la distribution de dose déposée par les photons montre que les tissus sains reçoivent une dose moyenne non négligeable. Or, avec un faisceau de protons, les mêmes volumes reçoivent une dose quasi nulle. L'autre avantage majeur de l'arrêt des ions dans la matière est qu'il est alors possible d'éviter complètement certains organes à risques. Sur ce traitement, les organes à risques sont les intestins, le foie et les reins. Pour chacun de ces organes, une dose maximale admissible est fixée. En photons, le foie a reçu 41% de la dose totale, pour une contrainte maximale de 50%, alors qu'il n'a reçu que 36% de la dose totale en protons. La dose déposée au rein gauche avec le traitement par photons représente 16% de la dose totale, ce qui reste largement inférieur à la contrainte maximale fixée à 40%. Cependant, avec le traitement par protons, cet organe ne reçoit aucune dose.

3 Avantage biologique

Lorsque des particules ionisantes déposent de l'énergie dans le corps humain, il en découle des ionisations qui peuvent engendrer des lésions à différents niveaux (ADN, cytoplasme, membrane...). Le but lors de l'irradiation d'une tumeur, est d'administrer une dose suffisante pour que ces effets ne soient pas réparables par les cellules tumorales. Ainsi, elles meurent et

la tumeur est détruite. Avec les accélérateurs actuels, déposer une dose létale à la tumeur n'est pas une contrainte. Le réel enjeu est de préserver les tissus sains touchés lors de l'irradiation. Les études en radiobiologie ont montré que les ions carbone ont un effet biologique sur les cellules supérieur à celui des photons. Ces mécanismes, qui sont étudiés en détails dans le chapitre suivant, impliquent un effet biologique des ions carbone pouvant être jusqu'à trois fois supérieur aux photons au niveau du pic de Bragg, c'est-à-dire au niveau de la tumeur. Ainsi, les dégâts biologiques aux cellules tumorales sont plus importants que ceux causés aux tissus sains. Aujourd'hui, les protons semblent avoir des effets biologiques légèrement supérieurs à ceux engendrés par les photons, mais les études sont encore en cours [02-PAG].

4 Discussion

Comme nous venons de le voir, la conformation du dépôt de dose à la tumeur et les effets biologiques des ions sont deux avantages qui justifient le fait que le traitement par les ions soit envisagé. Cependant, l'hadronthérapie ne doit pas être vue comme la solution unique pour les traitements du cancer par irradiation. En effet, la radiothérapie par photons et électrons possède aussi des avantages non négligeables:

- o Elle bénéficie d'une expérience clinique de longue date.
- o Les accélérateurs (accélérateur linéaires) sont beaucoup moins encombrants et coûteux que les accélérateurs d'ions (synchrotrons ou cyclotrons). Cet aspect permet la multiplication des incidences avec les photons, ce qui reste encore complexe en hadronthérapie, malgré le développement des bras isocentriques.
- o De nombreuses évolutions sont encore possibles pour améliorer la qualité des traitements, c'est-à-dire la conformation du dépôt de dose à la tumeur. Il existe notamment des collimateurs composés de plusieurs lames indépendantes, pouvant évoluer séparément et dynamiquement au cours du traitement. Ces collimateurs multi lames permettent de mieux conformer le dépôt de dose à la forme de la tumeur et aux organes à risques potentiellement proches. De plus, il est aujourd'hui possible de faire varier l'intensité du faisceau au cours de l'irradiation : c'est la technique de **Radiothérapie Conformationnelle par Modulation d'Intensité**, ou RCMI. Grâce à cette méthode, les distributions spatiales de dose obtenues sont largement améliorées du point de vue du dépôt de dose hors de la tumeur [94-BOR], [07-DON], [08-VEL].
- o L'efficacité du traitement de certaines tumeurs pourrait être améliorée en utilisant l'hadronthérapie, mais les études montrent que le nombre de patients concernés reste

mineur. En effet, pour 20000 patients traités aux rayons X par an en Europe, la protonthérapie serait susceptible de donner de meilleurs résultats dans 10% des cas, c'est-à-dire pour 2000 patients par an. Pour le traitement par ions carbone, les indications favorables sont estimées à 1000 patients par an [01-AMA]. La grande majorité des indications concerne donc encore l'utilisation des photons et des électrons. De plus, dans les cas où les deux techniques procureraient des résultats équivalents, il paraît naturel de choisir la méthode la moins coûteuse et la mieux maîtrisée pour le moment.

De manière générale, un traitement efficace repose sur l'utilisation de plusieurs techniques complémentaires en parallèle, comme la radiothérapie, la chimiothérapie et la chirurgie.

IV L' hadronthérapie dans le monde

1 Historique

L'idée de tirer profit du pic de Bragg pour traiter des tumeurs est venue de Robert Wilson, en 1946. Les premiers traitements chez l'homme sont réalisés au laboratoire de Berkeley (Californie, USA), dans le cadre d'une installation de recherche en physique nucléaire. Près de 2500 patients ont été traités en protons, Hélium ou Néon. L'activité médicale est stoppée en 1992 pour raisons économiques. Ces premiers traitements ont néanmoins permis de montrer leur faisabilité et l'avantage gagné au niveau du traitement des tumeurs radiorésistantes [98-ORE].

A partir des années 60, des centres de traitement en protonthérapie se développent à travers le monde. En effet, les accélérateurs sont moins coûteux et moins encombrants que pour des ions carbone, et les effets biologiques des protons sur les cellules semblent être assimilables à ceux des rayons X, bien connus.

Le Japon est le premier pays à accueillir un centre médical dédié au traitement par ions carbone. Le centre HIMAC à Chiba (**H**heavy **I**on **M**edical **A**ccelerator in **C**hiba) accueille des essais cliniques à partir de 1994. Depuis 2001, il est devenu un centre de traitement à part entière. Cette même année, le centre HIBMC (**H**yogo **I**on **B**eam **M**edical **C**enter) ouvre ses portes. Il s'agit d'un synchrotron permettant de fournir à la fois des protons, des ions hélium (énergies de 70A.MeV à 230A.MeV) et des ions carbone (de 70A.MeV à 320A.MeV).

Le deuxième pays moteur dans l'utilisation des ions carbone a été l'Allemagne. En 1997, le centre de recherche GSI (**G**esellschaft für **S**chwer**I**onen**f**orschung) a initié une recherche clinique en coopération avec les équipes de radiothérapie de Heidelberg (figure 1-6). Mais le faisceau connaît une disponibilité limitée, les installations de Darmstadt étant dédiées principalement à des recherches fondamentales en physique. Aujourd'hui, l'activité médicale a été stoppée à Darmstadt, en attendant l'ouverture imminente d'un nouveau centre à Heidelberg.



Figure 1-6 : Salle de traitement au centre GSI, Allemagne

Depuis le début des années 60, plus de 35000 patients ont été traités par faisceaux de protons dans le monde. Les tumeurs oculaires et les tumeurs pédiatriques constituent les indications thérapeutiques majeures pour la protonthérapie. En ce qui concerne l'utilisation des ions carbone, plus de 2000 patients ont été traités à Chiba et environ 250 en Allemagne à GSI.

Il existe actuellement environ 40 centres d'hadronthérapie, utilisant des protons ou des ions carbone. La liste est actualisée régulièrement sur le site du PTCog (**P**article **T**herapy **C**o**O**perative **G**roup, <http://ptcog.web.psi.ch/>). Le traitement par protonthérapie est assez répandu depuis plusieurs années. Il existe deux centres de traitement en France : le **C**entre de **P**rotonthérapie d'**O**rsay (CPO) et le centre Antoine Lacassagne à Nice.

2 Résultats actuels

L'expérience de ces dernières années en protonthérapie a permis de nombreuses publications rendant compte des études cliniques menées dans les différents centres en activité [90-AUS], [98-ORE], [02-MIR]. De manière générale, il a été prouvé que la protonthérapie est

l'indication optimale pour les tumeurs oculaires et les tumeurs de la base du crâne (souvent difficiles à opérer). Le cancer de la prostate semble bien traité par la protonthérapie, mais sans avantage majeur par rapport aux traitements avancés par rayons X.

En ce qui concerne le traitement par les ions carbone, les données sont encore rares. Les deux pays ayant l'expérience clinique dans ce domaine ont publié les résultats suivants :

- o **Le NIRS (National Institute of Radiological Sciences)** à Chiba, accueillant le centre HIMAC expose les résultats d'une étude clinique sur 1601 patients traités entre juin 1994 et août 2003 [04-TSU]. Le traitement par les ions montre une amélioration des résultats pour certains types de cancer comme les sarcomes des os et des tissus non traitables par chirurgie, les cancers avancés de la prostate, ou encore des tumeurs de la base du crâne. Un avantage cité est l'hypofractionnement : la réduction du nombre de fractionnements nécessaires pour un traitement grâce à l'augmentant la dose délivrée par fraction. En effet, la dose prescrite pour un traitement classique de radiothérapie est toujours délivrée en plusieurs irradiations séparées dans le temps (de l'ordre de 24h). Le nombre de fractions, habituellement supérieur à quinze, peut dans certains cas de traitements par hadrons être réduit à six ou quatre. La conclusion est que l'hadronthérapie doit être vue comme une solution efficace pour les tumeurs résistantes à la radiothérapie par photons, ou de localisation critique (trop proche d'organes à risques).
- o **Le centre de recherche allemand GSI** a aussi publié des résultats d'études cliniques effectuées entre 1997 et 2002 sur 152 patients [04-SCH]. Cette étude concerne des tumeurs de la base du crâne, traitées en ions uniquement, mais aussi des traitements combinés ions/rayons X, ainsi que des traitements ions sur des cancers récurrents. Les résultats sont comparés à d'autres études cliniques menées en protons ou en photons pour des tumeurs du même type. L'hadronthérapie semble avantageuse pour les tumeurs de la base du crâne, provoquant moins d'effets secondaires.

V Conclusion

Comme nous l'avons vu au cours de ce premier chapitre, le traitement du cancer par les protons et les ions carbone est une technique en fort développement mondial. Ses avantages reposent sur deux effets principaux. Tout d'abord, il est plus facile de conformer le dépôt de dose à la tumeur car les ions s'arrêtent dans la matière, déposent la majeure partie de leur

énergie en fin de parcours et sont peu déviés au cours de leur trajectoire. Une conséquence supplémentaire est que les tissus sains et organes à risques potentiellement situés sur la trajectoire du faisceau recevront moins de dose lors du traitement. Ensuite, l'effet biologique des ions carbone est plus important que celui des photons, en particulier au niveau du pic de Bragg. Ces effets biologiques sont décrits en détail dans le chapitre suivant.

Chapitre 2 La radiobiologie

La radiobiologie est l'étude des effets des rayonnements ionisants (les rayons X, les ions ou les électrons par exemple) sur les cellules. Ces effets varient principalement en fonction de la densité d'ionisations induites par le rayonnement. Ces ionisations peuvent provoquer des lésions au niveau de l'acide désoxyribonucléique (ADN), qui, si elles sont mal réparées par les cellules, peuvent à leur tour engendrer la mort cellulaire ou l'apparition de cancer. Ces étapes sont explicitées dans la première partie de ce chapitre.

Dans le cadre de la recherche en hadronthérapie, les études de radiobiologie sont indispensables pour comprendre comment les ions agissent sur les cellules du corps humain. Le GANIL accueille depuis plusieurs années des équipes de radiobiologistes à Caen. Des échantillons biologiques sont irradiés avec des ions pour étudier le lien entre la dose administrée aux cellules et les effets observés. La seconde partie de ce chapitre permet de présenter ces expériences.

La troisième partie de ce chapitre est consacrée au projet DOSION, initié dans le but de fournir des conditions d'expérimentation optimales pour les radiobiologistes du GANIL. Ce projet est la trame de fond du travail effectué au cours de cette thèse.

I Effets biologiques des rayonnements ionisants sur les cellules

Les effets biologiques des rayonnements ionisants de haut TEL résultent principalement des dégâts causés au niveau de la molécule d'ADN. Pour cette raison, nous nous limiterons à ce cas dans les paragraphes qui suivent. Les ionisations induites par les rayonnements incidents dans la matière sont pratiquement instantanées (de l'ordre de 10^{-15} s) et aboutissent, de façon directe ou indirecte, à des lésions moléculaires au niveau de l'ADN. Cette étape constitue la réponse initiale de la cellule à l'irradiation. Au bout d'un temps de l'ordre de la minute, des processus de réparations peuvent être amorcés. En fonction de la qualité de ces réparations, les cellules peuvent survivre, dégénérer ou mourir [07-BAR]. Il s'agit de la réponse précoce. Ces mécanismes sont résumés sur la figure ci-dessous.

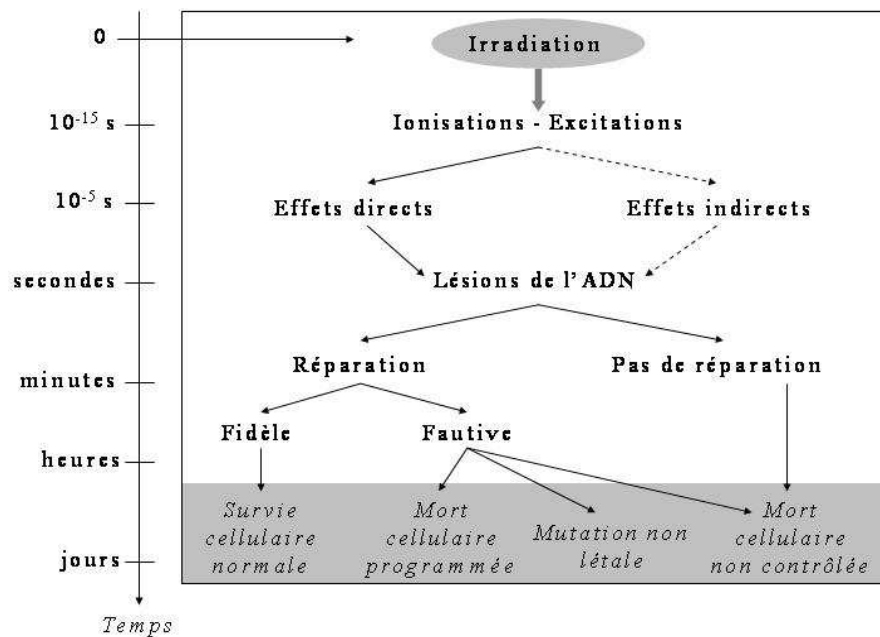


Figure 2-1 : Chronologie de la réponse cellulaire aux rayonnements ionisants

1 La réponse initiale

La réponse initiale des cellules à une irradiation par rayonnements ionisants constitue le cheminement vers l'apparition des lésions sur la molécule d'ADN.

Les rayonnements ionisants peuvent avoir un effet direct sur les molécules en cassant des liaisons covalentes ou en créant des liaisons anormales. Mais la voie majoritaire est la voie indirecte. Par le phénomène de radiolyse de l'eau (l'eau constitue 80% d'un organisme vivant), les rayonnements ionisants vont décomposer les molécules d'eau pour former des radicaux libres, tels que $\text{OH}\cdot$ et $\text{H}\cdot$. Ces espèces chimiques possèdent un ou plusieurs électrons non appariés sur leur couche externe, ce qui les rend très réactifs. Ils peuvent ainsi diffuser suffisamment dans la cellule et endommager la molécule d'ADN.

La molécule d'ADN est constituée, comme le montre la figure 2-2, de deux brins complémentaires, reliés entre eux par des liaisons hydrogène. Chaque brin contient une base (Adénine, Guanine, Cytosine ou Thymine), liée à un sucre (le désoxyribose), qui est lui-même lié au brin par un groupe phosphaté (P).

Les lésions induites sur l'ADN après une irradiation aux rayonnements ionisants peuvent être situées au niveau des bases (modification ou destruction), des sucres ou des brins (ruptures). Les ruptures de brins peuvent affecter un seul brin (ruptures monocaténares), ou bien les deux brins en même temps. Lorsque les deux endroits touchés sont au plus distants de trois

paires de bases, on les qualifie de ruptures bicaténaïres. Ces ruptures bicaténaïres constituent des lésions particulièrement graves, pouvant conduire à des altérations chromosomiques.

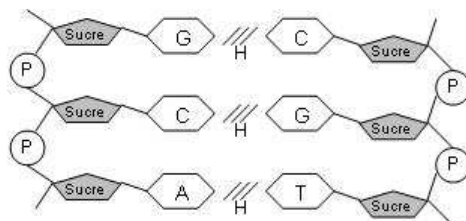


Figure 2-2 : Schéma de la composition de la molécule d'ADN

2 La réponse précoce

Les cellules possédant un pouvoir de réparation, les conséquences induites par les lésions issues de la réponse initiale peuvent être très diverses. Différentes voies de réparation sont possibles pour la cellule atteinte. Ceci constitue la réponse précoce.

Dans le cas où aucun processus de réparation n'est engagé, la cellule meurt de façon non contrôlée. En cas de réparation, le devenir de la cellule dépend de la qualité de cette réparation. Si elle est fidèle, la cellule survit de façon normale. Si la réparation n'est pas parfaite, elle est alors qualifiée de fautive, la cellule peut soit mourir de façon non contrôlée, soit dégénérer (mutation), soit mourir de façon programmée, il s'agit du phénomène d'apoptose. Ces différents cas sont schématisés sur la figure 2-1. Les cancers radio-induits sont le fruit d'une réparation fautive, suivie d'une mutation.

En moyenne, une cellule de mammifère subit au moins 10 000 lésions par jour de façon spontanée [07-BAR]. Cependant, ces lésions sont le plus souvent bien réparées et sans conséquence car leur densité le long de la molécule d'ADN est faible. Lors d'une irradiation par des rayonnements ionisants, la densité des lésions est beaucoup plus élevée. Ainsi, pour un nombre total de lésions moins élevé, les dégâts seront plus importants.

3 Les courbes de survie cellulaire

La réponse cellulaire à une irradiation aux rayonnements ionisants est très complexe et dépend de beaucoup de paramètres. De plus, les mécanismes évoqués précédemment ne concernent que les lésions subies par l'ADN. Or, les irradiations du cytoplasme ou de la membrane peuvent aussi causer des dégâts [07-BAR]. Pour globaliser tous ces effets complexes, les radiobiologistes travaillent sur des courbes de survie cellulaire : il s'agit

d'étudier de façon macroscopique le taux de cellules survivantes à une irradiation en fonction de la dose administrée.

De façon générale, ces courbes de survie ont une allure caractéristique pour les mammifères : la partie initiale est arrondie, appelée « épaulement », suivie d'une partie linéaire (en échelle logarithmique pour le taux de survie) [07-BAR]. Le modèle mathématique suivant est souvent utilisé :

$$S = 1 - \left(1 - e^{\frac{D}{D_0}} \right)^n$$

Équation 2-1 : Modèle de la survie cellulaire

S est le taux de survie cellulaire, c'est-à-dire le quotient du nombre de cellules survivantes par le nombre de cellules présentes avant l'irradiation. D est la dose administrée pendant l'irradiation et D_0 est la dose nécessaire pour faire chuter la population cellulaire à 37%. Le nombre d'extrapolation est noté n. Ces deux paramètres (D_0 et n) permettent de caractériser la radiosensibilité d'une population cellulaire.

La figure 2-3 montre une représentation graphique du modèle précédent pour $D_0 = 1,5\text{Gy}$ et un nombre d'extrapolation de 3.

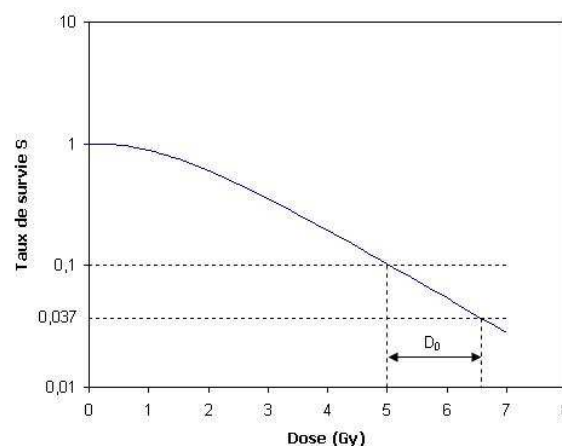


Figure 2-3 : Courbe de survie cellulaire modélisée pour $D_0 = 1,5\text{Gy}$ et $n = 3$

Différents paramètres peuvent influencer la survie cellulaire d'une population :

- o **la position sur le cycle cellulaire** : la radiosensibilité des cellules est maximale en phase mitotique, c'est-à-dire quand la cellule se divise. Elle est minimale pendant les phases de repos, c'est-à-dire entre la mitose et la réplication de l'ADN.
- o **le débit de dose** : à dose égale, le taux de survie augmente lorsque le débit de dose diminue.

- o **le fractionnement de l'irradiation** : en 1959, Elkind montre qu'une irradiation aux rayons X réalisée en deux fractions séparées de quelques heures conduit à un taux de survie cellulaire supérieur à celui obtenu par une irradiation unique [59-ELK]. Cet effet est utilisé en thérapie par irradiation en fractionnant les séances. En effet, les cellules tumorales ont des capacités de réparation moindres par rapport aux cellules des tissus sains. En fractionnant l'irradiation, les cellules saines peuvent enclencher plus de processus de réparation que les cellules tumorales. Le fractionnement permet donc d'augmenter l'efficacité d'un traitement.
- o **le type de rayonnement** : cette dépendance est une des clés de l'avantage biologique de l'hadronthérapie. Pour une même dose absorbée, l'effet biologique peut être plus élevé pour un faisceau d'ions carbone que pour un faisceau de photons. Cette dépendance est caractérisée par un paramètre noté E.B.R, pour **E**fficacité **B**iologique **R**elative. Ce paramètre fait l'objet du paragraphe suivant.
- o **Le taux d'oxygénation des cellules** : les radicaux libres créés par le phénomène de radiolyse de l'eau sont à l'origine d'un bon nombre de dégâts biologiques. Or, la formation de ces radicaux libres est favorisée par la présence d'oxygène dans la cellule. Ainsi, plus le taux d'oxygène est élevé, plus la cellule est radiosensible : il s'agit de l'effet oxygène, discuté au paragraphe 5.

4 L'Efficacité Biologique Relative (EBR)

L'EBR d'un rayonnement ionisant est un paramètre permettant de comparer les effets biologiques d'un rayonnement à celui des photons de 220keV [00-KRA]. Cette comparaison est basée sur la maîtrise actuelle de la radiothérapie et de l'effet des photons sur les cellules.

L'EBR d'un rayonnement ionisant donné est définie à partir de la à fournir avec les photons de référence pour obtenir le même effet biologique:

$$EBR = \frac{D_{X-220keV}}{D_{RI}}$$

Équation 2-2 : Définition de l'EBR

$D_{X-220keV}$ est la dose à fournir avec des photons de 220keV, pris comme référence.

D_{RI} est la dose à fournir avec le rayonnement ionisant étudié pour fournir le même effet biologique.

Cette référence se retrouve dans la définition de la dose biologique équivalente, qui revient à multiplier la dose absorbée par l'EBR du rayonnement considéré. L'unité utilisée est alors le

Gray Equivalent, notée GyE. Les prescriptions médicales d'hadronthérapie sont données en GyE, pour pouvoir se ramener aux connaissances actuelles concernant les irradiations de tumeurs en radiothérapie par photons.

L'avantage apporté par cette efficacité biologique va encore plus loin pour les ions : les études de radiobiologie montrent que l'EBR dépend fortement du TEL. Cette dépendance pour les ions carbone est montrée sur la figure 2-4, illustrant des mesures de coefficients D_{10} pour des ions carbonés à deux TEL différents (13keV/ μm et 77keV/ μm , c'est-à-dire des ions de respectivement 195A.MeV et 25A.MeV). Le coefficient D_{10} utilisé dans cette étude pour calculer l'EBR, et ainsi estimer la radiosensibilité cellulaire, correspond à la dose à administrer pour faire chuter le taux de survie de la population testée à 10%.

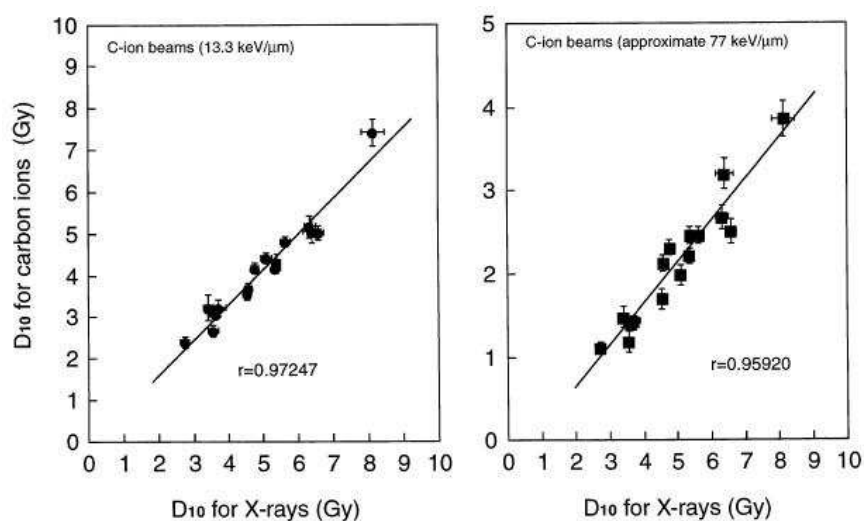


Figure 2-4 : Dépendance de l'EBR avec le TEL des ions carbone [00-SUZ]

Ainsi, l'efficacité relative des ions carbone, calculée avec les coefficients D_{10} , varie de 1,06 à 1,33 pour un TEL de 13keV/ μm (195A.MeV) et de 2,00 à 3,01 pour un TEL de 77keV/ μm (25A.MeV). Cette dépendance de l'EBR avec le TEL a pour effet d'augmenter encore le contraste entre la dose à l'entrée et la dose à la tumeur car elle implique une EBR plus faible au début du parcours des ions dans la matière et plus élevée au niveau du pic de Bragg.

5 L'effet oxygène

L'oxygène est un radiosensibilisateur puissant. En effet, les radicaux libres formés dans un environnement ayant un taux d'oxygène élevé sont plus toxiques. Ceci devient un frein dans le cadre d'un traitement en radiothérapie pour les tumeurs radiorésistantes car ces dernières sont composées de cellules très peu oxygénées. Ainsi, pour produire un même effet biologique que dans un environnement normal, la dose déposée doit être plus élevée. Cet effet

est quantifié par un coefficient appelé O.E.R. pour **O**xxygen **E**nhancement **R**atio. Il s'agit d'évaluer le rapport des doses à délivrer en absence et en présence d'oxygène pour observer les mêmes effets biologiques.

$$O.E.R. = \frac{Dose_{sans\ oxygène}}{Dose_{avec\ oxygène}} \quad \text{pour un même effet observé}$$

Équation 2-3 : Définition de l'O.E.R.

Ce coefficient dépend fortement du TEL des particules ionisantes. Des études récentes montrent que les rayonnements ionisants de haut TEL, comme les ions carbone, ont un OER plus faible que les photons [05-HIR]. Ainsi, il apparaît que le traitement par ions carbone soit une solution plus avantageuse lorsqu'il s'agit de traiter des tumeurs radiorésistantes.

L'étude des courbes de survie cellulaire aux irradiations d'ions fait l'objet de nombreuses études de radiobiologie dont le but est de déterminer des valeurs d'EBR et d'OER pour les faisceaux d'hadronthérapie. Ces informations sont ensuite exploitées pour créer des modèles utilisables pour les planifications des traitements (simulation de la distribution volumique de la dose déposée dans la patient) [99-WEY], [04-WEY], [06-KAN], [08-ELS]. Le GANIL fournit des faisceaux intéressants pour ce type d'études et accueille chaque année, des équipes de radiobiologistes dans le cadre de la recherche en hadronthérapie.

II La radiobiologie au GANIL

Deux laboratoires implantés près du GANIL aident à l'accueil et au bon déroulement des expériences de radiobiologie : Le CIMAP et le LARIA. Ces deux laboratoires permettent aux équipes de disposer d'un support technique pour le contrôle des faisceaux ainsi que du matériel nécessaire pour toutes les manipulations d'échantillons biologiques (préparations de culture, incubation, analyses d'échantillons...).

1 Les faisceaux utilisés

Le GANIL est un accélérateur d'ions lourds pouvant fournir des faisceaux d'ions (du Carbone à l'Uranium) à des énergies allant jusqu'à 95A.MeV. Il est en activité depuis 1983 et compte aujourd'hui 9 salles d'expériences, comme le montre le schéma de la figure 2-5. Les ions sont accélérés par deux cyclotrons à secteurs séparés placés en cascade (CSS1 et CSS2).

Les expériences de radiobiologie sont menées principalement en salle D1 (salle appelée SME sur la figure, pour **S**ortie **M**oyenne **E**nergie). Cette salle contient deux lignes faisceau différentes. La ligne nommée IRABAT est reliée à la sortie du premier cyclotron et délivre des ions de moyenne énergie, typiquement autour de 10A.MeV. La seconde ligne disponible est la ligne IRASME, en sortie du second cyclotron, délivrant des ions d'énergie pouvant atteindre 95A.MeV.

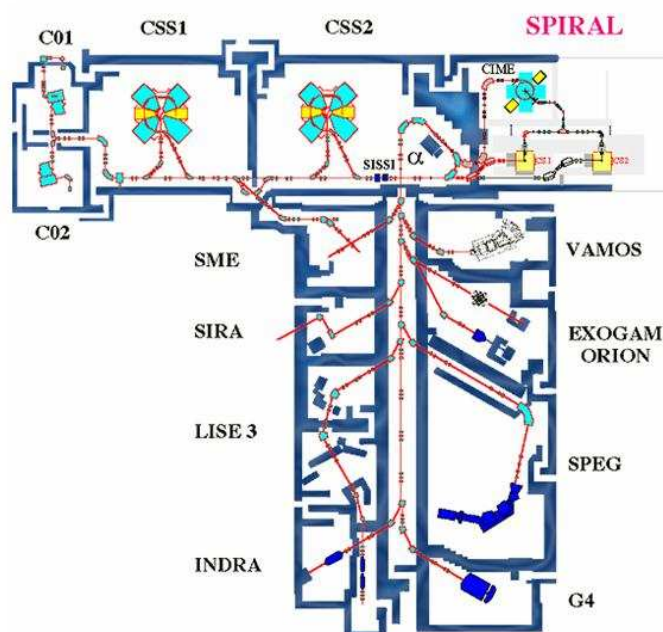


Figure 2-5 : Implantation des salles d'expériences au GANIL

Les caractéristiques des faisceaux utilisés par les radiobiologistes sont les suivantes :

Tableau 2-1 : Caractéristiques des faisceaux de radiobiologie au GANIL

<i>Ions</i>	Du carbone au plomb
<i>Energies</i>	De 10A.MeV à 95A.MeV
<i>TEL_{eau}</i>	De 20keV/μm à 2MeV/μm

Ces faisceaux couvrent donc une large gamme de TEL. Cet aspect est important car les effets biologiques observés dépendent beaucoup de cette grandeur physique.

Pour ces différents faisceaux, une large gamme de débits de dose peut être utilisée en fonction des effets recherchés, les temps d'irradiation variant de 25 secondes à 250 secondes. Le tableau 2-2 résume les conditions d'irradiation le plus souvent utilisées par les radiobiologistes :

Tableau 2-2 : Conditions d'irradiation en radiobiologie au GANIL

<i>Paramètre</i>	<i>Gamme utilisée</i>
Dose	50mGy à 5kGy
Temps d'irradiation	25s à 250s
Débit de dose	2mGy.s ⁻¹ à 20Gy.s ⁻¹
Taille du champ	5cm x 5cm

2 Les différents axes de recherche

Les expériences menées au GANIL consistent en l'irradiation d'échantillons de molécules (ADN ou protéines), ou de cellules. Plusieurs axes de recherches sont explorés :

- o Les lésions ADN.
- o Les lésions au niveau des protéines.
- o L'Efficacité Biologique Relative des ions carbone.
- o Les mécanismes de réparation des cassures de brins d'ADN et leur rôle dans les instabilités chromosomiques induites par les ions.
- o L'établissement de courbes de survie cellulaire pour l'hadronthérapie.

Quel que soit l'axe de recherche, il est indispensable de faire un lien entre les effets observés et la dose déposée aux échantillons biologiques. La dosimétrie est donc un point crucial pour chaque expérience de radiobiologie.

3 La dosimétrie

Différents détecteurs sont utilisés pour effectuer des mesures de dosimétrie. Certaines mesures sont effectuées en ligne, alors que d'autres sont faites a posteriori. On parle alors de dosimétrie passive.

Pour les doses assez faibles, un **système de détection X** est placé juste avant la sortie faisceau. Il s'agit d'une feuille métallique servant à émettre des rayons X de fluorescence au passage des ions. Le nombre de rayons X détectés est proportionnel au nombre d'ions incidents. Ainsi, quand le détecteur est calibré, le comptage des rayons X de fluorescence (caractérisés par leur énergie) permet d'obtenir la dose déposée à l'échantillon.

Le CIMAP utilise aussi une **chambre d'ionisation** PTW (PTW Rigid Stem Chamber 23332 [DAT-PTW]), de volume utile 0,3cm³. Cette chambre d'ionisation, placée dans l'axe à la sortie faisceau, est utilisée pour calibrer le système de détection X. Cette mesure est faite une

fois en début d'expérience. C'est une mesure ponctuelle qui ne donne en aucun cas une idée de la distribution spatiale de dose sur tout le champ d'irradiation (surface de l'échantillon biologique).

L'utilisation de **dosimétrie passive** est assez courante. Deux types de détecteurs sont couramment utilisés : les détecteurs de trace CR39 et les films dosimétriques.

- o Les **CR39** sont des feuilles de plastique de quelques centimètres de cotés, très fines ($\sim 100\mu\text{m}$). Le CR39 est un polymère dur et insoluble. Il résiste donc à tous les solvants mais est extrêmement sensible aux dommages créés par les ions. Les particules chargées, en déposant leur énergie sur leur passage, modifient des liaisons polymères, ce qui modifie les propriétés chimiques du plastique. Les régions irradiées sont donc repérables par les modifications induites par le passage des ions : des traces latentes. Ces dernières sont rendues visibles par une attaque chimique qui les transforme en trous de tailles observables au microscope. Pour une attaque chimique donnée, le diamètre de ces trous dépend de la charge Z des ions et de leur énergie. Pour rendre ces traces exploitables, les feuilles de CR39 sont traitées avec une solution révélatrice (de la soude en général) qui permet de mesurer le diamètre des traces observées au microscope optique (voir figure 2-6).

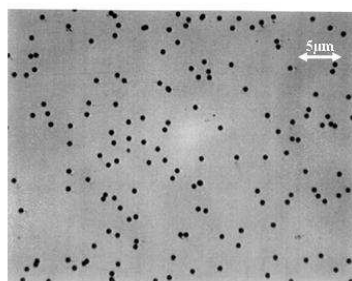


Figure 2-6 : CR39 révélé après irradiation (Ar ; 95A.MeV ; $1,5 \cdot 10^5$ part/cm²)

- o Les **films radiographiques** permettent une mesure de la distribution de dose relative. S'ils sont étalonnés correctement, une mesure absolue est possible. Le principe repose sur l'irradiation d'une émulsion photographique dont le résultat est la formation d'une image dite « latente », rendue visible par un processus de développement. L'émulsion photographique est composée de cristaux de Bromure d'Argent (AgBr) emprisonnés dans une gélatine. Cette technique, couramment utilisée pour les mesures de contrôle en radiothérapie, présente aussi des inconvénients : les films peuvent saturer, et leur réponse peut varier en fonction de l'émulsion et de la technique de développement.

Les mesures de dosimétrie passive faites au cours des expériences de radiobiologie ont permis de mettre en évidence le fait que les distributions spatiales de fluence délivrées par le faisceau en salle D1 présentent souvent des inhomogénéités pouvant entraîner des écarts relatifs à la fluence maximale de l'ordre de 30%. De plus, ces variations apparaissent sous forme de bandes horizontales comme le montre la figure 2-7, illustrant le résultat du développement d'un film utilisé lors d'une expérience avec un faisceau d'Argon à 95A.MeV.

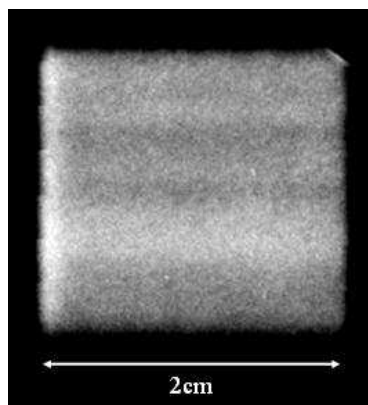


Figure 2-7 : Développement d'un film radiographique irradié en Ar ; 95A.MeV

Les mesures dosimétriques faites pour la radiobiologie au GANIL comportent donc un certain nombre d'inconvénients : la précision est le plus souvent insuffisante (de l'ordre de 15%), les mesures sont faites le plus souvent après les expériences. Les seuls contrôles en ligne possibles ne renseignent pas sur la distribution spatiale de dose, mais seulement sur la dose déposée en un point du champ d'irradiation (Chambre d'ionisation PTW) ou sur la dose totale déposée à l'échantillon (Système de comptage X). De plus, les distributions de dose ne sont parfois pas uniformes (figure 2-7), ce qui nécessite le contrôle des distributions spatiales de fluence. Ce constat est la base du projet DOSION.

III Le projet DOSION

Le projet DOSION est une collaboration entre le LPC Caen, le CIMAP et le GANIL. Le but de ce projet est de développer un moniteur faisceau pour la salle D1 au GANIL.

Les études menées au GANIL sur la radiobiologie nécessitent, comme nous l'avons vu précédemment, un contrôle en ligne précis de la dose délivrée aux cellules irradiées. Or, ce contrôle n'est pas possible avec les moyens disponibles en salle d'irradiation. La demande est donc de développer un moniteur faisceau capable de contrôler avec une précision de 5% la distribution spatiale de fluence délivrée pendant chaque irradiation d'échantillon biologique

en salle D1. Nous rappelons que la fluence est le nombre d'ions par unité de surface irradiée. Cette grandeur permet, en connaissant l'énergie des ions, de déterminer la dose déposée.

Le projet s'est construit autour de plusieurs étapes :

- o Ecriture du cahier des charges en collaboration avec le CIMAP [04-CDC]. Les spécifications sont résumées dans le tableau 2-3.
- o Proposition de solutions et étude de faisabilité.
- o Développement et test d'un prototype. A l'issue de cette phase, les analyses des tests effectués doivent permettre de définir le produit final (DOSION), c'est-à-dire de caractériser les performances des différentes solutions proposées et de choisir celles qui seront conservées.
- o Réalisation du moniteur DOSION, installation sur la ligne au GANIL.

Tableau 2-3 : Spécifications du cahier des charges de DOSION [04-CDC]

<i>Paramètre</i>	<i>Spécification</i>
Dynamique	50.10^{-3}Gy à 5.10^3Gy . (10^4 à 10^{11} ions/cm ²)
Précision relative	$\pm 5\%$
Perte d'énergie induite	ne réduit pas le parcours des ions dans l'eau de plus de 20%
Durée d'intégration	25s à 250s
Débit de dose	de $2.10^{-3}\text{Gy s}^{-1}$ à 20Gy s^{-1} . (10^4 à 10^{10} pps)
Résolution spatiale	1/100 ^e du champ d'exposition suivant les 2 axes
Fichier de sortie	Carte de fluence reçue par échantillon

Dans le cahier des charges, la dynamique de mesure de la dose et du débit de dose est indiquée en Gray. Cependant, le moniteur permet de mesurer des fluences, c'est-à-dire un nombre d'ions par unité de surface. La correspondance en dose indiquée dans la matrice de conformité a été établie en considérant cinq faisceaux typiques utilisés en radiobiologie, indiqués dans le tableau 2-4. Ils constituent les faisceaux de référence du projet DOSION.

Tableau 2-4 : Faisceaux de référence pour DOSION

<i>Faisceau</i>	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>
Ion	¹³ C	¹³ C	³⁶ Ar	²⁰ Ne	⁸⁴ Kr
Energie (A.MeV)	95	13	95	13	60
TEL _{eau} (keV/μm)	25	136	221	370	1270

A partir de ces faisceaux de référence, la correspondance entre la fluence et la dose déposée **dans l'eau** au niveau des **échantillons** est obtenue grâce à la définition de la dose déposée par des particules chargées dans un milieu donné [73-ICR] :

$$D = 1,6 \times 10^{-7} \cdot \Phi \cdot \left(\frac{S}{\rho} \right)_{eau}$$

Équation 2-4 : Relation Dose - Fluence

D est la dose en Gy, Φ est la fluence particulaire en cm^{-2} et $\left(\frac{S}{\rho} \right)_{eau}$ est le pouvoir d'arrêt massique des ions considérés dans l'eau en $\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$.

En effet, pour un faisceau donné, l'énergie initiale est connue. Il est donc possible d'évaluer l'énergie résiduelle des ions à leur arrivée sur la face d'entrée des échantillons. Le pouvoir d'arrêt de ces ions au niveau des échantillons peut alors être déterminé à partir des tables.

Par la formule 2-4, la dynamique de dose indiquée dans le cahier des charges allant de 0,05Gy à 5000Gy correspond à une dynamique de fluence de 10^4 ions/ cm^2 à 10^{11} ions/ cm^2 .

La correspondance entre les débits de dose et les intensités est effectuée en utilisant la même équation 2-4, et en considérant un champ d'irradiation de 5cm x 5cm, pour des temps d'irradiation allant de 25s à 250s. Les plus faibles doses sont délivrées sur 25s alors que les plus fortes doses sont délivrées sur 250s pour limiter la valeur du débit de dose.

Ainsi, pour toutes études qui suivent, la référence prise sera le **débit de dose dans l'eau au niveau des échantillons biologiques**. Nous prendrons une distance de 2cm d'air entre le moniteur et les échantillons pour évaluer l'énergie résiduelle des ions au niveau des échantillons et donc leur pouvoir d'arrêt. La fluence particulaire est mesurée par le moniteur.

IV Conclusion

Dans ce chapitre sur la radiobiologie, nous avons tout d'abord exposé brièvement les effets des rayonnements sur les cellules et la façon dont les radiobiologistes étudient ces phénomènes. La procédure consiste à relier le taux de survie d'une culture cellulaire à des doses absorbées reçues. Le CIMAP et le LARIA accueillent régulièrement des équipes de radiobiologistes venant au GANIL pour mener ces études dans le cadre de la recherche en hadronthérapie. Devant le développement de ces expériences, le CIMAP a souhaité améliorer les techniques de contrôle du faisceau délivré en salle D1. Le projet DOSION consiste donc à

développer un moniteur de faisceaux d'ions destiné à être installé sur les lignes de cette salle du GANIL pour fournir les cartes de fluence pour chaque irradiation d'échantillon biologique. Le développement de ce moniteur passe par la réalisation d'un démonstrateur, c'est-à-dire un prototype utilisé pour tester différentes solutions. Il s'agit du moniteur faisceau IBIS, développé au sein du LPC Caen. Les tests effectués avec ce démonstrateur ont pour but :

- o de caractériser les performances des différentes solutions mises en œuvre.
- o d'évaluer différentes méthodes de calibration et d'analyse.
- o de définir un dispositif final, c'est-à-dire de faire des choix concernant les détecteurs et les méthodes à conserver et/ou à améliorer.

Ainsi, certaines redondances sont présentes dans le dispositif IBIS, mais les performances obtenues diffèrent et conditionnent le choix final pour le moniteur DOSION qui sera installé au GANIL.

Chapitre 3 Description du moniteur de faisceaux d'ions

Ce troisième chapitre est consacré à la description de tous les éléments qui composent le prototype IBIS, contenant certains systèmes redondants. Les tests effectués avec IBIS ont permis de définir le dispositif final DOSION en éliminant ou en modifiant certaines méthodes.

Le développement du moniteur faisceau s'inscrit dans une problématique générale qui est le contrôle de précision d'un faisceau d'ions en temps réel. Le choix des mesures à effectuer et des détecteurs adaptés est donc large et dépend principalement de la façon dont le faisceau est délivré. Pour cette raison, ce chapitre commence par la description de la méthode employée en salle D1 pour irradier les échantillons biologiques. Ce descriptif permet de comprendre la philosophie générale choisie, à savoir, un contrôle des distributions spatiales de fluence passant par deux mesures distinctes : le nombre d'ions et la localisation du faisceau. Le moniteur sera donc exposé brièvement dans cette partie pour être comparé aux moniteurs faisceaux utilisés actuellement dans certains centres d'hadronthérapie.

Les trois parties suivantes sont consacrées à la description technique détaillée de tous les éléments du dispositif de contrôle faisceau : les détecteurs dédiés aux mesures, les dispositifs de calibration de ces détecteurs et le système d'acquisition de données.

I Position du problème

1 La délivrance du faisceau

Les expériences de radiobiologie menées au GANIL consistent à irradier des échantillons biologiques préparés dans des flacons de culture, dont la surface est rectangulaire de dimensions environ 5cm × 3cm (photo de la figure 3-1).

Le faisceau est donc délivré de façon à créer un champ d'irradiation de section transversale rectangulaire, dont la taille couvre la surface de ces flacons. La consigne de dose étant fixée par les expérimentateurs, le but est de déposer cette dose de façon uniforme sur toute la

surface de l'échantillon, pour s'assurer que chaque cellule de la culture biologique reçoive la même dose absorbée. Ainsi, le champ d'irradiation créé à partir du faisceau initial devrait, dans l'idéal, avoir une distribution spatiale de fluence homogène (figure 3-1).

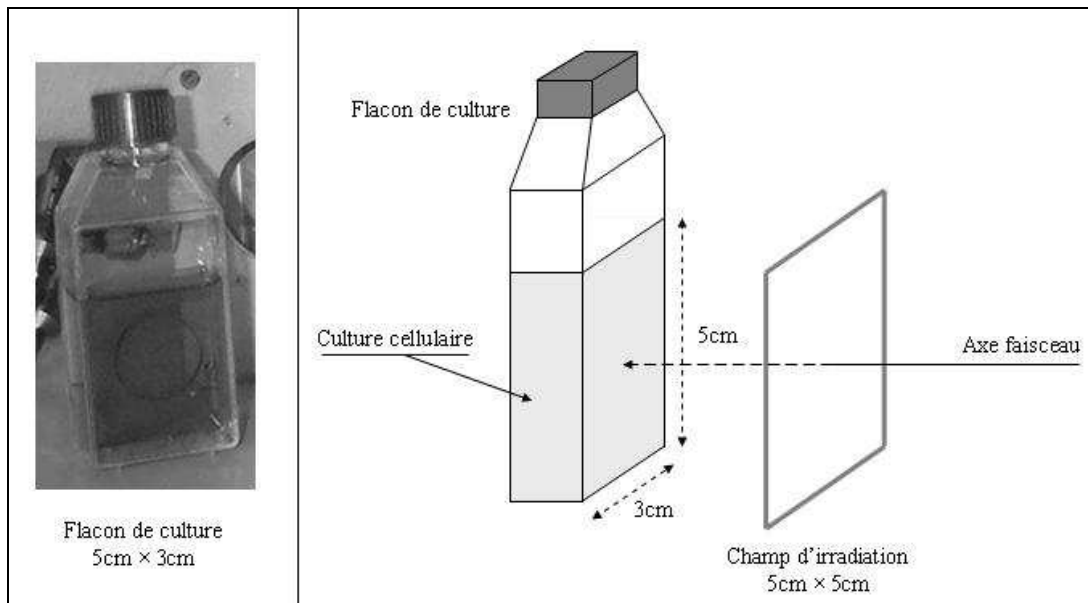


Figure 3-1 : Irradiation d'échantillons biologiques en salle D1 au GANIL

Les éléments des deux lignes de la salle D1 sont schématisés sur la figure 3-2. La technique de délivrance du faisceau est la même pour ces deux lignes: elle consiste à utiliser le faisceau fin initial et à le balayer dynamiquement suivant deux directions perpendiculaires sur toute la surface à irradier. Le balayage est commandé par des aimants placés sur la ligne, quelques mètres avant la sortie du faisceau. Ces aimants (notés « Balayage X » et « Balayage Y » sur le schéma de la figure 3-2) créent des champs magnétiques qui dévient la trajectoire des ions, et donc la direction du faisceau. Ainsi, les valeurs de ces champs magnétiques sont directement reliées à la position du spot faisceau dans le plan d'irradiation.

Comme le montre la figure 3-3, les valeurs des champs magnétiques créés sur la ligne suivent une évolution triangulaire périodique, de fréquence avoisinant 450Hz pour la déviation horizontale et 4Hz pour la déviation verticale. Les dimensions du champ d'irradiation ainsi créé sont déterminées par les valeurs maximales de ces champs magnétiques (B_{x_max} et B_{y_max}). La position initiale du spot est déterminée par deux steerers placés sur la ligne faisceau (notations de la figure 3-2 : DC32HO et DC32VE pour IRASME et DC23HO et DC23VE pour IRABAT).

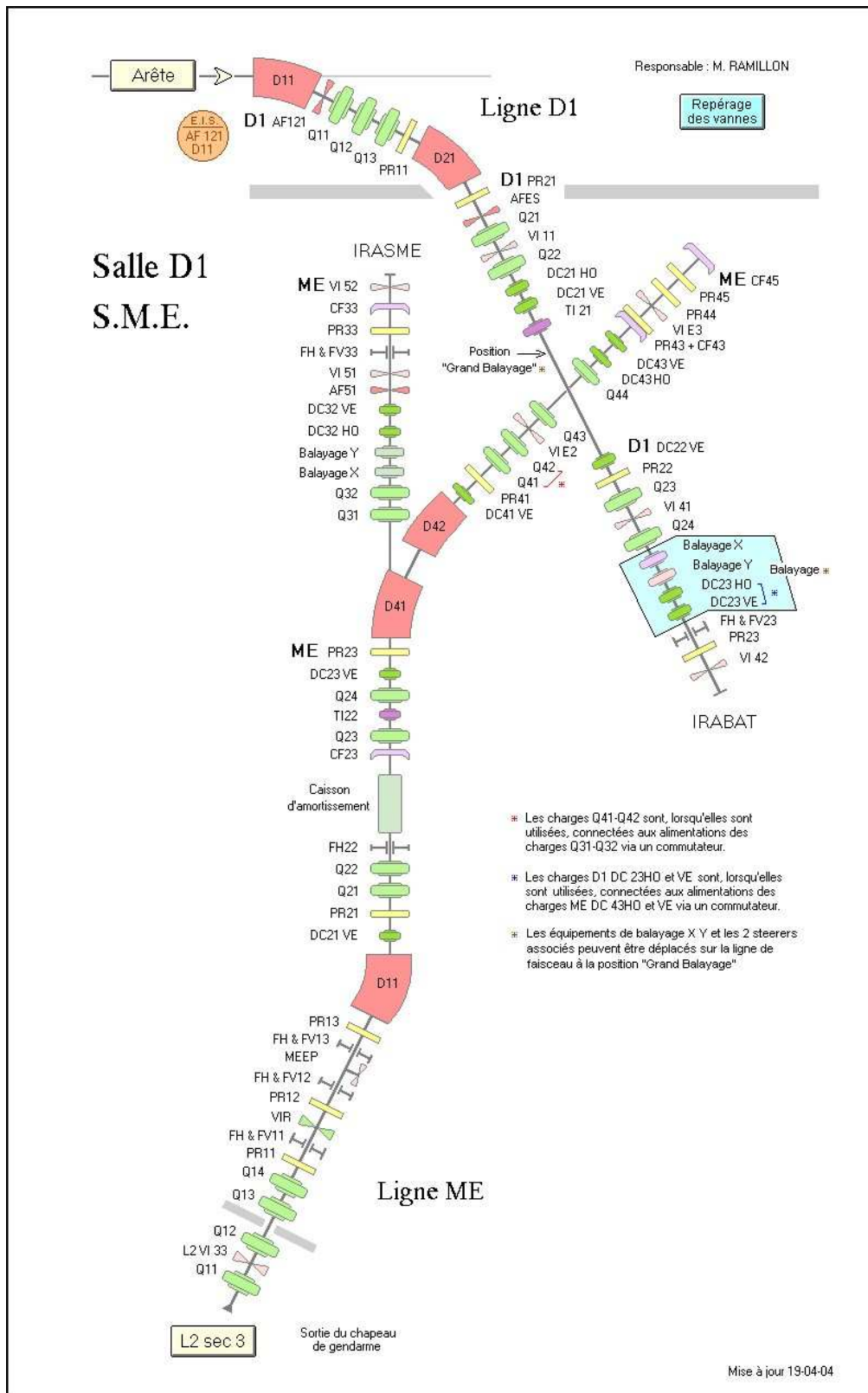


Figure 3-2 : Schéma des lignes de la salle D1 au GANIL

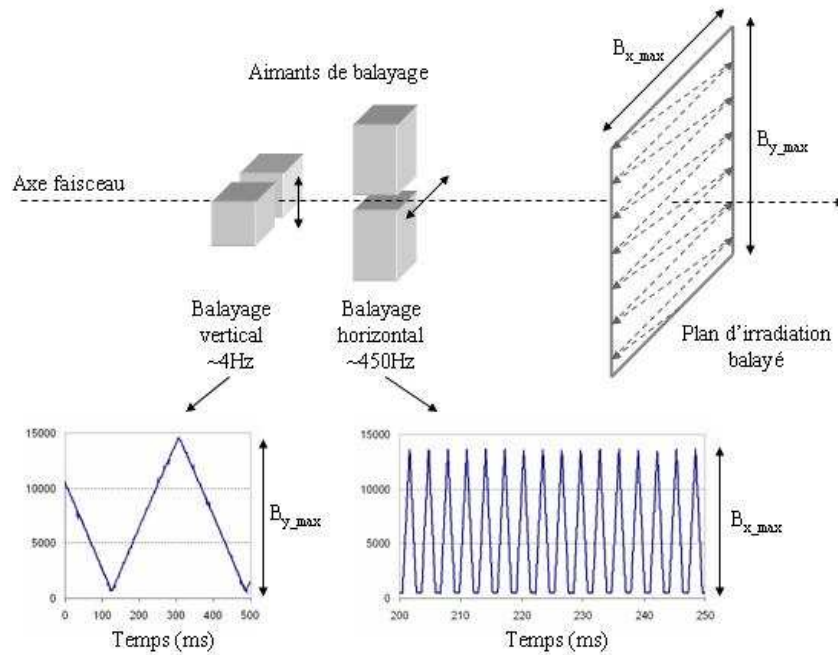


Figure 3-3 : Création du champ d'irradiation en salle D1 au GANIL

Cette technique de délivrance du faisceau, parfois qualifiée de modulation latérale active, est également utilisée sur la ligne de traitement du centre allemand GSI à Darmstadt. Lors d'un traitement d'hadronthérapie, la consigne de dose est donnée par la prescription médicale. Cette dose doit être déposée à la tumeur, c'est-à-dire dans un volume délimité. Si on découpe ce volume en plusieurs plans transverses à la direction du faisceau, le traitement revient à irradier chacun de ces plans un à un, pour y déposer la fraction de dose adéquate, de façon homogène. Pour cela, des aimants commandent le balayage du spot faisceau sur un plan transverse. Le passage au plan suivant se fait en modifiant l'énergie du faisceau pour faire correspondre la position du pic de Bragg résultant avec la profondeur du plan considéré. L'adaptation de cette technique sur la ligne de traitement du centre GSI a été appelée « raster scanning », et est illustrée par la figure 3-4 [93-HAB].

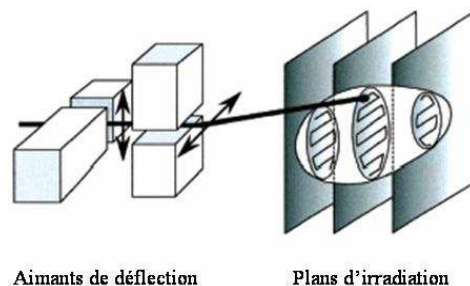


Figure 3-4 : Principe de la technique de raster scanning développée au GSI [93-HAB]

2 Le contrôle faisceau avec IBIS

Le faisceau en salle D1 au GANIL est délivré selon une méthode de modulation latérale active, c'est-à-dire de balayage du spot faisceau sur la surface à irradier. Compte tenu de ces informations, plusieurs questions doivent être posées pour déterminer un dispositif permettant de contrôler ce faisceau (figure 3-5):

- o Quelle est la grandeur à contrôler ? Dans le cadre du projet DOSION, le moniteur doit délivrer des **cartes de fluence**, c'est-à-dire contrôler la distribution spatiale du nombre d'ions ayant atteint le champ d'irradiation par cm^2 pendant la durée de l'irradiation.
- o Compte tenu de la méthode de délivrance du faisceau, comment contrôler cette grandeur ? La solution choisie est de **contrôler les trois éléments** dont dépend la distribution spatiale de fluence obtenue : la **position du spot** faisceau, le **nombre d'ions** et la **forme du spot**.
- o Quels détecteurs choisir pour chacune de ces mesures ? Le cas idéal consiste à trouver un dispositif qui retourne une grandeur proportionnelle à la grandeur à mesurer.
- o Comment obtenir une mesure absolue ? En calibrant les détecteurs, c'est-à-dire en déterminant la relation affine existant entre la grandeur retournée par le détecteur et la grandeur à mesurer. **Un dispositif de calibration doit donc être prévu.**
- o Comment reconstruire la grandeur à contrôler à partir des mesures effectuées par chacun des détecteurs ? Le facteur temps joue ici un rôle déterminant. En effet, pour reconstruire des cartes de fluence en fonction de mesures de positions et de nombre d'ions, il faut pouvoir corréler ces deux mesures entre elles. Ainsi, la durée de l'irradiation est divisée en temps élémentaires (T_e). **A chaque instant élémentaire, le système d'acquisition effectue les mesures de nombre d'ions et de position du spot en synchronisation.** Chaque mesure élémentaire est datée en fonction de l'instant auquel elle a été effectuée. La carte de fluence peut alors être reconstruite en reportant tous ces points de mesure les uns par rapport aux autres, tout en tenant compte de la forme du spot faisceau.

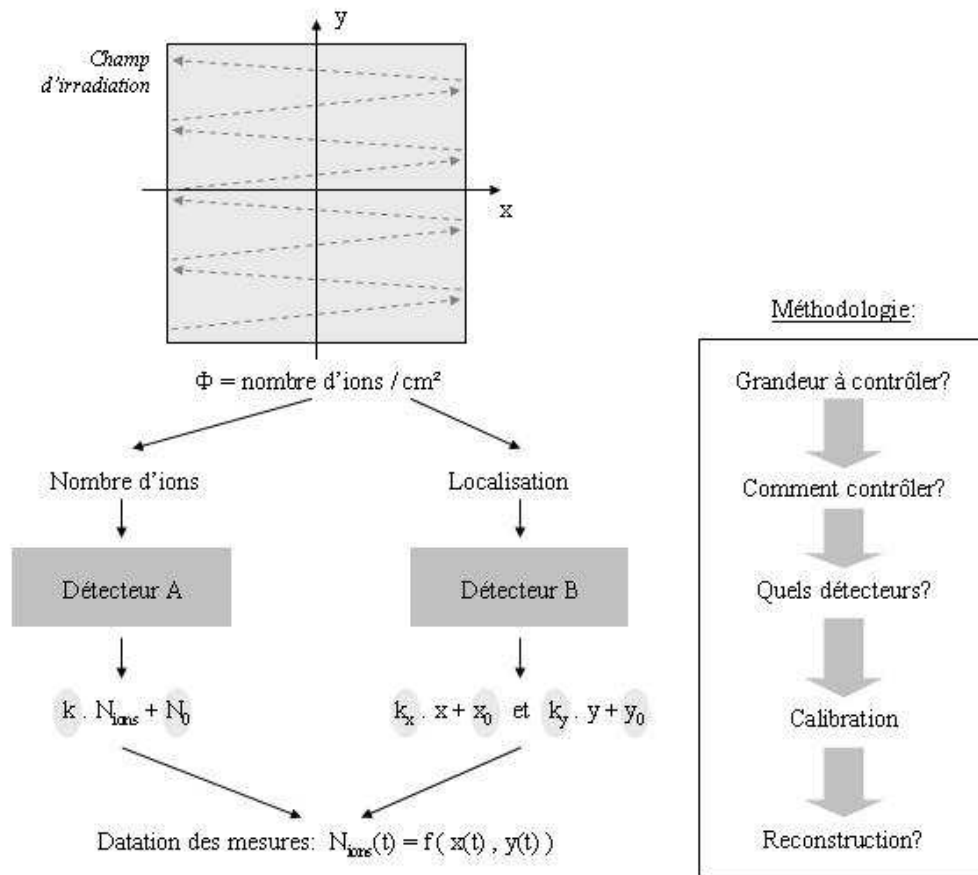


Figure 3-5 : Méthodologie pour le contrôle de faisceau avec DOSION

A partir de cette philosophie générale, le prototype IBIS permet de confronter différentes méthodes pour accéder à une même information. La figure 3-6 schématise la composition générale du démonstrateur:

- o La mesure du nombre d'ions est effectuée par une chambre d'ionisation alors que la localisation faisceau est testée sur deux dispositifs différents : des capteurs à effet Hall et un dispositif de détection X (noté Moniteur X). Ces dispositifs ont été développés au LPC Caen [08-PAU].
- o La calibration des détecteurs est effectuée à l'aide d'un scintillateur couplé soit à un tube photomultiplicateur (noté tube PM), soit à une caméra CCD. Cette partie du dispositif est interceptive et n'est placée sur la ligne que pour la phase de calibration et pour la caractérisation du spot faisceau.
- o Le système d'acquisition de données utilisé est une adaptation d'un système d'acquisition numérique rapide développé au laboratoire. Les détecteurs sont directement connectés à des cartes électroniques (notées carte MI, carte MX et carte SATRAS). Ces cartes servent à acquérir les signaux pour les traiter de façon entièrement numérique et à dater les événements. Les données ainsi obtenues sont

envoyées vers l'ordinateur d'acquisition, utilisé pour le contrôle/commande de l'acquisition, le stockage des données en mémoire et l'analyse. Les données issues de la caméra sont traitées de façon indépendante sur un second ordinateur.

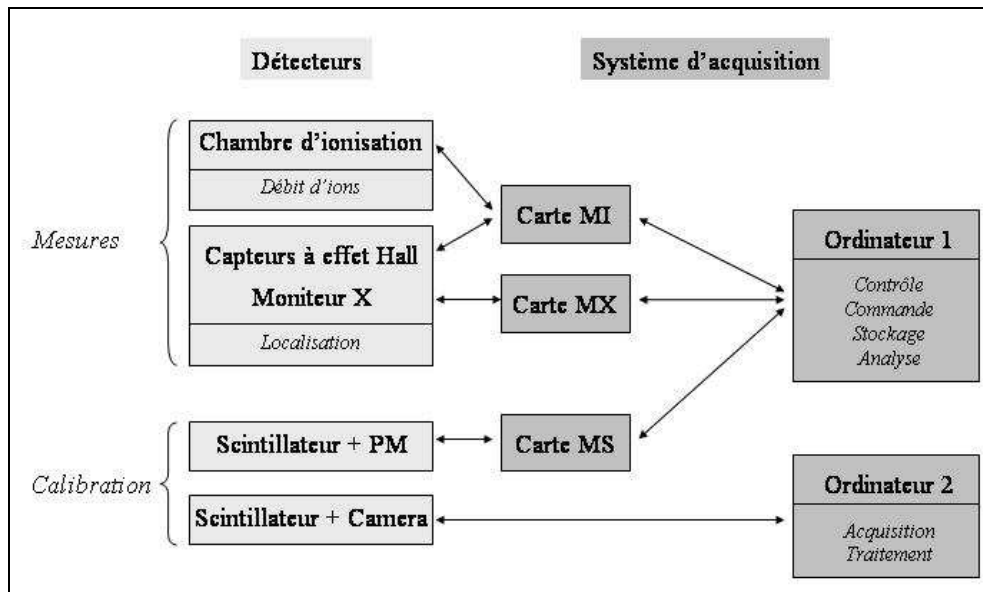


Figure 3-6 : Principe général du moniteur faisceau

3 Le contrôle faisceau en hadronthérapie

En hadronthérapie, les lignes de traitement existantes ou à venir doivent être munies d'un dispositif de contrôle faisceau permettant de mesurer la dose pendant l'irradiation pour la comparer à la prévision calculée. Ceci nécessite un contrôle en temps réel de la valeur de la dose mais aussi de sa distribution spatiale. La problématique est donc similaire à celle du projet DOSION.

Une équipe de l'Institut Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), à Turin, a développé un moniteur de faisceau d'ions basé sur une chambre d'ionisation pixélisée [97-CIR], [04-MAR]. Chaque pixel (il y en a $1024 = 32 \times 32$) est lu par une voie d'acquisition dédiée et permet une mesure du débit d'ions référencée à une position. Ceci permet une reconstruction des distributions transversales de fluence avec une résolution spatiale atteinte de 0.5mm. La surface totale couverte est de 240mm×240mm. Le système a une épaisseur équivalente eau de 600μm.

Plusieurs adaptations de ce système sont utilisées sur des lignes de traitements d'hadronthérapie : la ligne de traitement par protons à Catane [06-PER] ou le CPO, le Centre

de Protonthérapie d'Orsay [06-LAR]. Une adaptation de ce moniteur à la future installation italienne CNAO (Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica) est actuellement à l'étude.

Le centre GSI a équipé sa ligne de traitement d'un système permettant aussi de contrôler la fluence et la position du faisceau en temps réel. Ce système est composé de deux chambres à fil pour le contrôle de la position dans les deux directions (horizontale et verticale) et de trois chambres d'ionisation planes placées entre pour mesurer la fluence [00-BRU].

4 Conclusion

La solution proposée pour DOSION est évidemment inspirée des ces systèmes qui ont comme point commun l'utilisation de chambres d'ionisation. Chacun des moniteurs présentés ci-dessus est adapté aux conditions pour lesquelles il doit être utilisé (particules, énergie, intensités, perturbations faisceau). Le moniteur DOSION doit lui aussi être adapté à des conditions précises, différentes de celles utilisées dans les centres d'hadronthérapie :

- L'énergie des particules est nettement plus faible, les ions ont donc un pouvoir d'arrêt plus élevé. La spécification sur la transparence du système est plus contraignante.
- La gamme des fluences utilisées pour les expériences de radiobiologie est beaucoup plus étendue que celle explorée en traitement. Le moniteur DOSION doit donc être performant sur sept ordres de grandeurs en fluence.
- La vitesse de balayage en salle D1 au GANIL est beaucoup plus rapide que celle utilisée en raster scanning pour un traitement (1100cm/s au maximum à GSI [93-HAB] contre 4200cm/s au GANIL). Les contraintes temporelles sur la prise de données sont donc plus grandes.

La problématique de DOSION est donc comparable à celle du contrôle temps réel pour l'hadronthérapie (contrôle de la fluence et de la position d'un faisceau d'ions) mais les conditions d'irradiation diffèrent.

II Dispositifs proposés pour les mesures

Les mesures sont effectuées par la chambre d'ionisation et les deux dispositifs de contrôle de la position : les capteurs à effet Hall et le Moniteur X.

1 La chambre d'ionisation

a Principe de fonctionnement

Les chambres d'ionisation sont des détecteurs très utilisés pour les mesures de dosimétrie. En effet, ce type de détecteur à gaz permet de mesurer directement la perte d'énergie des particules dans le gaz du volume actif, grandeur directement reliée à la dose déposée. La quantité d'énergie nécessaire à la création d'une paire électron/ion par ionisation étant constante pour un faisceau donné ($(34,2 \pm 1,0)$ eV dans l'air pour des ions carbone, [00-ROD]), la quantité de charges mesurées par une chambre d'ionisation pendant un temps donné est proportionnelle à la quantité d'énergie cédée par le faisceau à la traversée du détecteur, et donc au nombre d'ions ayant traversé le détecteur pendant ce même temps. La chambre d'ionisation peut donc être utilisée pour mesurer le nombre d'ions ayant traversé le détecteur pendant le temps élémentaire T_e , donc le débit en nombre d'ions.

Pour acquérir le signal mesuré par la chambre d'ionisation, le détecteur est couplé à un intégrateur de courant. Ce circuit permet de stocker toutes les charges collectées dans des capacités d'intégration pour retourner une tension proportionnelle à cette quantité de charges. Ainsi, la chaîne de mesure délivre une tension proportionnelle au nombre d'ions incidents, grandeur que l'on souhaite mesurer.

b Dimensionnement et « design »

La chambre d'ionisation doit être placée en ligne, entre la sortie du faisceau et les échantillons biologiques irradiés, pour mesurer le nombre d'ions à intervalles de temps réguliers (T_e). Les spécifications du cahier des charges (tableau 2-3) imposent des contraintes sur le design :

- o Le détecteur doit pouvoir couvrir une surface d'irradiation de $5\text{cm} \times 5\text{cm}$.
- o Le détecteur doit être assez fin : la diminution du parcours des ions dans l'eau induite par la traversée de la chambre d'ionisation ne doit pas excéder 20%.
- o La dynamique de mesure requise est très large (4 ordres de grandeur en débits de dose, 7 ordres de grandeur en fluence). Ainsi, la chambre d'ionisation doit pouvoir fonctionner à bas débits de dose (le rapport signal sur bruit doit être optimisé) comme à hauts débits (les recombinaisons potentielles doivent être minimisées).

Dimensions

Pour répondre aux deux premières contraintes, la chambre d'ionisation (notée CHIO par la suite) est une chambre d'ionisation à électrodes parallèles, de surface active carrée de 10cm

de côté. Les cinq électrodes sont des feuilles de mylar aluminisé de $2,5\mu\text{m}$ d'épaisseur, tendues sur des cadres rigides en époxy. L'épaisseur de gaz entre chaque électrode est fixée à $6,4\text{mm}$ pour limiter le parcours des ions à travers le détecteur tout en assurant une certaine robustesse du détecteur. Pour des questions de simplicité d'utilisation, la CHIO fonctionne dans l'air. La disposition et la polarisation des électrodes sont schématisées sur la figure 3-7. Cette figure contient aussi une photo du détecteur monté sur son support.

Connaissant les épaisseurs des matériaux qui constituent la CHIO, la diminution du parcours des ions dans l'eau peut être calculée pour les cinq faisceaux de référence (tableau 2-4). L'énergie initiale du faisceau est notée E_0 . Le moniteur et les échantillons biologiques étant placés dans l'air, la sortie du faisceau est protégée par une fenêtre en acier inoxydable de $15\mu\text{m}$ d'épaisseur. Après les 2cm d'air séparant la fenêtre de sortie et la face d'entrée de la CHIO, les ions ont une énergie E_1 . L'énergie des ions après la traversée de la CHIO est notée E_2 (figure 3-8).

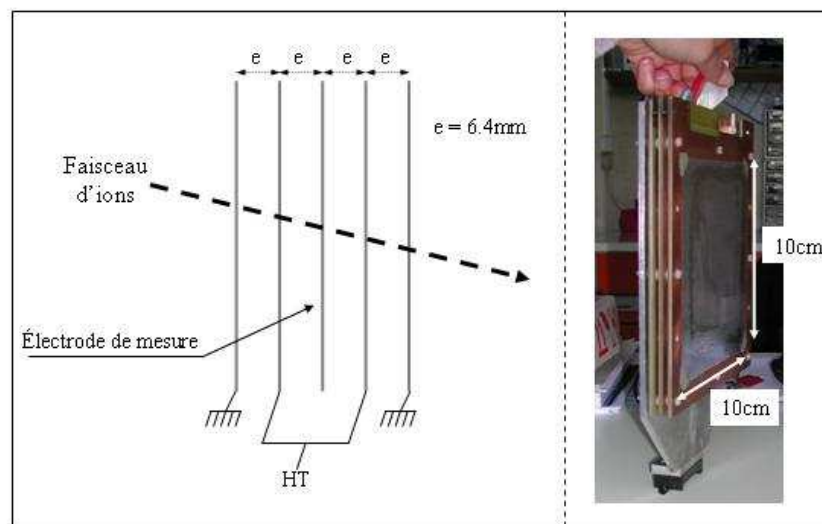


Figure 3-7 : Schéma de principe et photo de la chambre d'ionisation d'IBIS

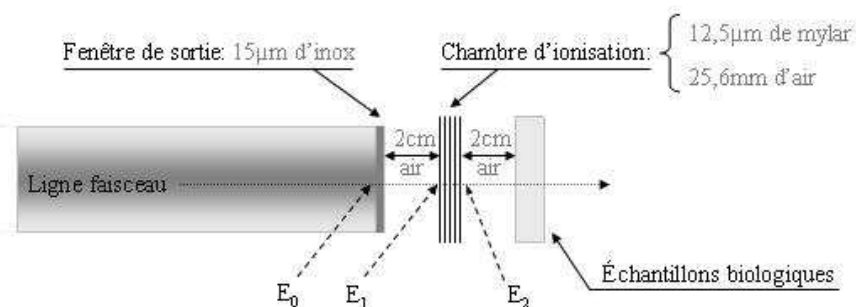


Figure 3-8 : Parcours des ions à la traversée de la CHIO

Pour chaque faisceau de référence, les tables de Ziegler [85-ZIE] sont utilisées pour calculer les énergies E_1 et E_2 . A ces deux énergies correspondent deux parcours dans l'eau (R_1 et R_2), évalués à partir des mêmes tables. Les résultats sont résumés dans le tableau 3-1.

Ce tableau montre que l'épaisseur équivalente eau de ce détecteur est de $42\mu\text{m}$. Ainsi, la diminution maximale de parcours des ions dans l'eau engendrée par la présence de la CHIO sur la ligne faisceau est de 12,7%, ce qui répond à la contrainte maximale de 20% imposée par le cahier des charges.

Tableau 3-1 : Réduction de parcours dans l'eau à la traversée de la CHIO

<i>Faisceau</i>	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>
Ion	^{13}C	^{13}C	^{36}Ar	^{20}Ne	^{60}Kr
Energie initiale E_0 (A.MeV)	95	13	95	13	60
Energie à l'entrée E_1 (A. MeV)	94.77	11.97	94.27	11.12	58.3
Parcours dans l'eau R_1 (μm)	24880	625.7	8281	336.5	2249
Energie à la sortie E_2 (A.MeV)	94.68	11.51	94	10.24	57.63
Parcours dans l'eau R_2 (μm)	24840	583.4	8239	293.8	2207
Réduction du parcours	0.2%	6.8%	0.5%	12.7%	1.9%

Dynamique de mesure

Pour répondre à la contrainte sur la dynamique de mesure, deux aspects sont à prendre en compte : l'optimisation du rapport signal sur bruit pour mesurer correctement les bas débits de dose et la limitation des recombinaisons dans l'enceinte du détecteur pour mesurer correctement les hauts débits de dose.

- o Pour optimiser le rapport signal sur bruit, une soustraction systématique du bruit de fond est mise en place. La partie centrale de l'électrode est soumise au faisceau alors que la partie externe (appelée anneau de garde) est destinée à une mesure de référence. Le courant généré par ces deux parties est mesuré de façon systématique et il est possible de faire la soustraction des deux signaux pour augmenter le rapport signal sur bruit de la mesure.
- o Pour limiter les recombinaisons, la densité de charges dans le volume de détection doit être limitée. Pour cela, le temps de dérive des charges vers l'électrode de mesure doit être minimisé. Le temps de dérive maximal s'exprime en fonction de la vitesse des ions (v) et de la distance maximale à parcourir (e) par : $T_d = e/v$. De plus, la vitesse

des ions s'exprime en fonction de la mobilité des ions dans l'air (μ) et du champ électrique E créé entre les électrodes : $v = \mu.E$. Or, le champ électrique crée par une différence de potentiel de valeur HT entre deux électrodes espacées de e est donné par : $E = HT/e$. Ainsi, on obtient :

$$T_d = \frac{e^2}{\mu.HT}$$

Équation 3-1 : Temps de dérive maximal des ions dans la CHIO

L'épaisseur du détecteur est déjà optimisée pour répondre à la contrainte de transparence. L'utilisation de la CHIO dans l'air est aussi imposée, il n'est pas envisagé de modifier le gaz pour augmenter la mobilité des ions. Ainsi, pour diminuer le temps de dérive, seule la haute tension appliquée peut être augmentée. Il sera donc nécessaire de travailler avec une haute tension élevée. En prenant une mobilité des ions dans l'air de $1,65\text{cm}^2.\text{s}^{-1}.\text{V}^{-1}$ [64-GRE], et en travaillant à 4kV, le temps de dérive des ions doit rester inférieur à 62 μs . Le temps élémentaire de mesure doit donc être adapté à ce temps de dérive maximal.

c Réponse

Il s'agit de vérifier tout d'abord que le détecteur peut fonctionner sur la gamme de débits de dose imposée par le cahier des charges (vérifier le niveau de bruit en sortie des intégrateurs de courant et vérifier que le phénomène de recombinaisons est maîtrisé). Ensuite, la proportionnalité entre la quantité de charges collectée et le nombre d'ions incidents doit être vérifiée.

Bruit :

Le bruit est évalué sur des mesures de zéro, c'est-à-dire en alimentant le détecteur sans envoyer de faisceau. La valeur efficace de bruit est évaluée à : $Q_{rms} = 58.8 \pm 0.7 \text{ fC}$ pour une tension d'alimentation de 4kV.

Linéarité :

La linéarité de réponse de la chambre d'ionisation est un aspect essentiel à vérifier. En effet, le principe de la mesure repose sur la proportionnalité entre le nombre d'ions incidents et la quantité de charges collectées sur l'électrode de mesure. Pour vérifier le bon fonctionnement du détecteur, la réponse de la CHIO est comparée à la réponse d'un système de référence, pour différents débits de dose compris dans la gamme spécifiée par le cahier des charges (2mGy/s à 20Gy/s). Le système de référence choisi est un scintillateur plastique placé juste

derrière la chambre d'ionisation sur la trajectoire faisceau. La quantité de lumière de scintillation créée, proportionnelle au nombre d'ions incidents, est mesurée à partir d'une image acquise par une caméra CCD. Ce dispositif sera exposé en détail dans le paragraphe consacré au dispositif de calibration du moniteur faisceau (paragraphe III). Les conditions de cette mesure sont les suivantes :

- o Faisceau d'ions ^{20}Ne à 13,7A.MeV (TEL de 354keV/ μm dans l'eau).
- o Balayage 4×4cm².
- o Temps d'acquisition de 40s.

Le temps d'irradiation étant fixé, l'excursion en débits de dose revient à faire varier l'intensité du faisceau d'une mesure à l'autre. Ces variations sont effectuées par l'intermédiaire du réglage de l'émittance du faisceau. Douze mesures sont ainsi effectuées, sur une gamme de débits de dose située entre 5mGy/s et 1,6Gy/s. La figure 3-9 représente les mesures de quantité de lumière en fonction du débit de dose évalué à partir des mesures de la CHIO. L'approximation linéaire est vérifiée à $\pm 4\%$.

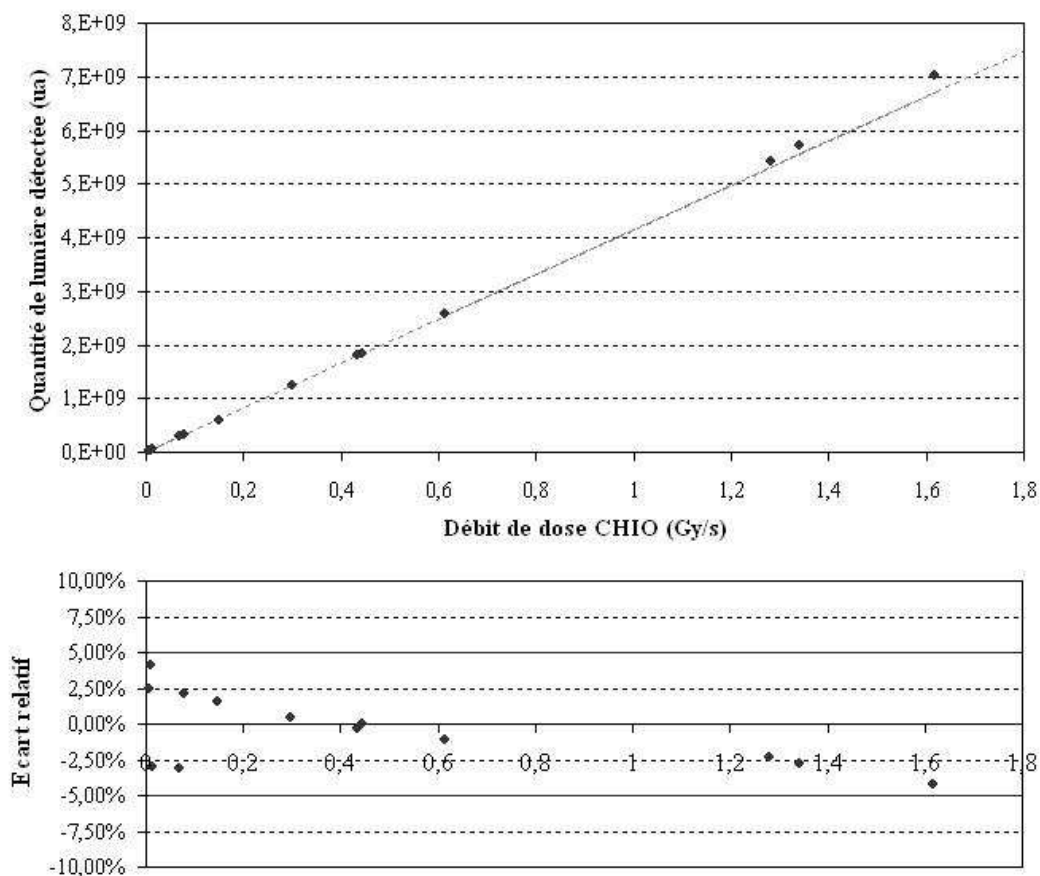


Figure 3-9 : Réponse de la CHIO et écarts relatifs à l'approximation linéaire

Il est important de garder à l'esprit que cette linéarité est vérifiée relativement à la quantité de lumière créée dans un scintillateur plastique, prise comme référence. Cependant, sur une telle

gamme de débits de dose, la réponse de ce système peut subir des effets qui rendent sa réponse non linéaire. Ainsi, l'écart relatif de 4% représente les effets combinés des deux détecteurs testés. Il s'agit d'une borne supérieure sur la précision de mesure de la CHIO, qui reste en accord avec la spécification du cahier des charges de DOSION ($\pm 5\%$). La difficulté de cette mesure est de trouver un système de référence stable sur toute la gamme de débits de dose.

Recombinaisons :

Les recombinaisons des charges dans le volume de la chambre d'ionisation peuvent entraîner la perte de la linéarité entre la quantité de charges collectées et le nombre d'ions incidents à haut débit de dose. En effet, si la densité de charges devient trop élevée, certaines d'entre elles peuvent se recombiner avant d'avoir atteint l'électrode de mesure. Dans ce cas, le signal collecté sur l'électrode de mesure est inférieur à celui qui serait mesuré si toutes les charges créées par ionisation avaient été collectées. Il existe trois types de recombinaisons [89-KNO], [50-WIL]:

- La recombinaison en **colonne** : les paires d'ions se forment à l'intérieur d'une colonne, délimitée par le trajet de la particule ionisante. Ainsi, avant que les charges créées ne dévient vers les électrodes, la densité de charge est très élevée tout au long de cette colonne et peut entraîner la recombinaison de certaines charges entre elles. Le taux de ce type de recombinaisons dépend uniquement du TEL de la particule ionisante, c'est-à-dire du nombre d'ionisations créées sur la trajectoire de la particule.
- La recombinaison en **volume** : ce type de recombinaisons apparaît entre des charges ayant quitté leur point de formation. Il s'agit de charges issues de traces différentes qui se rencontrent lors de leur dérive vers les électrodes. Le taux de ce type de recombinaisons dépend du nombre de traces qui coexistent dans le volume de la chambre pendant le temps de collection. Ainsi, ces recombinaisons sont directement dépendantes du débit d'ions et donc du débit de dose.
- La recombinaison **préférentielle** : il s'agit de la recombinaison d'un ion négatif avec l'ion positif issu de la séparation de l'électron qui a servi à former l'ion négatif.

Des mesures sont effectuées pour vérifier que les recombinaisons n'altèrent pas le fonctionnement de la CHIO pour les conditions dans lesquelles elle sera utilisée. Le but est de trouver la haute tension qui permet d'utiliser la CHIO sur une gamme de 2mGy/s à 20Gy/s. Pour cela, la réponse de la CHIO est testée à deux débits de dose, sur une gamme de haute tension allant de 500V à 4kV. Le but est d'atteindre un plateau : cette zone correspond à la

zone pour laquelle il n'y a plus de pertes de charges entre l'ionisation et la collection. Les conditions de mesures sont les suivantes :

- o Faisceau d'ions ^{20}Ne à 13,7A.MeV.
- o Faisceau ponctuel, 5mm de largeur à mi-hauteur.
- o Temps d'acquisition de 20s pour 10s de faisceau.
- o Deux débits de dose moyens : 90Gy/s et 680Gy/s.
- o Gamme de haute tension testée : 500V à 4kV.

Les données de la chambre d'ionisation sont normalisées par rapport à un comptage X. En effet, l'intensité du faisceau délivré en D1 varie énormément. Ainsi, pour un même réglage d'émittance, le débit de dose moyen peut varier d'une irradiation à l'autre. Pour pouvoir confronter tous les points de mesures, il faut donc les ramener à un débit de dose identique. Le système de comptage X est celui utilisé par les radiobiologistes et présenté au chapitre 2.

La figure 3-10 représente les mesures de la chambre d'ionisation en fonction de la haute tension appliquée, pour les deux débits testés. Cette mesure est donnée en fraction de charges collectées en normalisant par rapport à la mesure faite à 4kV, supposée non soumise à des recombinaisons (fraction récoltée de 1). L'intérêt ici est de vérifier que l'on obtient un plateau à partir d'une certaine tension d'alimentation. Pour le débit de 90Gy/s, le plateau est atteint (à $\pm 5\%$) à partir de 1,5kV. Cependant, pour le débit de dose élevé (680Gy/s), le plateau ne semble pas être atteint. En effet, la normalisation place ce point à 1 artificiellement, mais la tendance ne semble pas stabilisée.

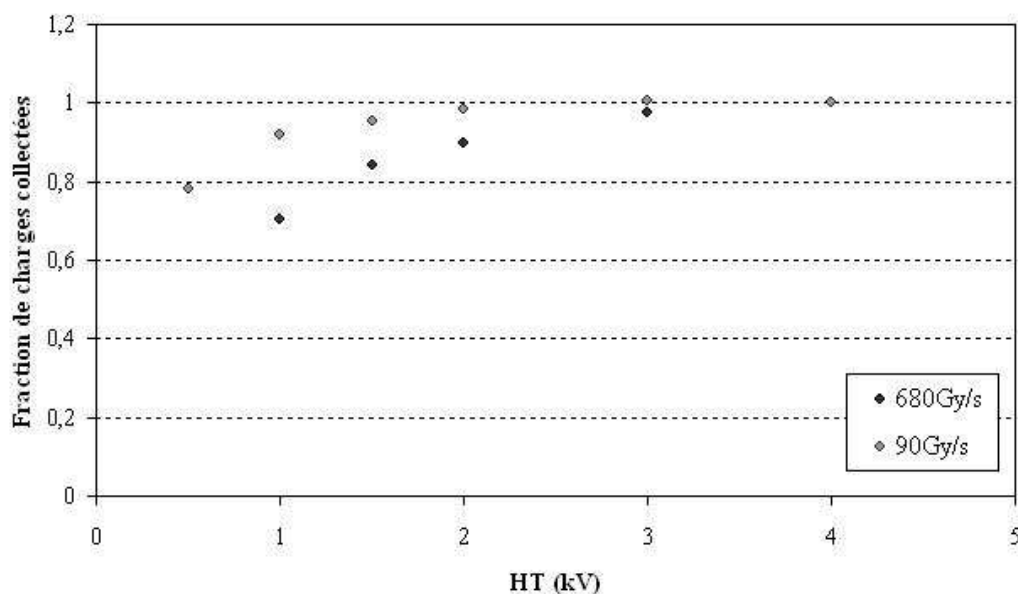


Figure 3-10 : Mesures des recombinaisons dans la CHIO à 90Gy/s et à 680Gy/s

Pour analyser ces mesures plus en détail, il est possible de modéliser ces résultats à partir de la théorie de Mie [86-ATT]. Cette théorie permet d'exprimer la fraction de charges collectées (référéncée à une collection non soumise à des recombinaisons) comme suit :

$$f = \frac{Q'}{Q} = \frac{1}{1 + \frac{1}{6}\varepsilon^2} \quad \text{avec } \varepsilon = \sqrt{\frac{\alpha}{ek^+k^-}} \cdot \frac{d^2\sqrt{q}}{HT}$$

Q est le taux de création de charges par ionisation, Q' le taux de charges collectées

α est le coefficient de recombinaisons (en $\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$)

e est la charge élémentaire

k^+ et k^- sont les mobilités des charges positives et négatives dans le gaz

d est la distance entre les électrodes et q le taux de création de charges par unité de volume

Ces données sont exprimées en fonction de la géométrie du problème et confrontées aux données expérimentales (figure 3-11).

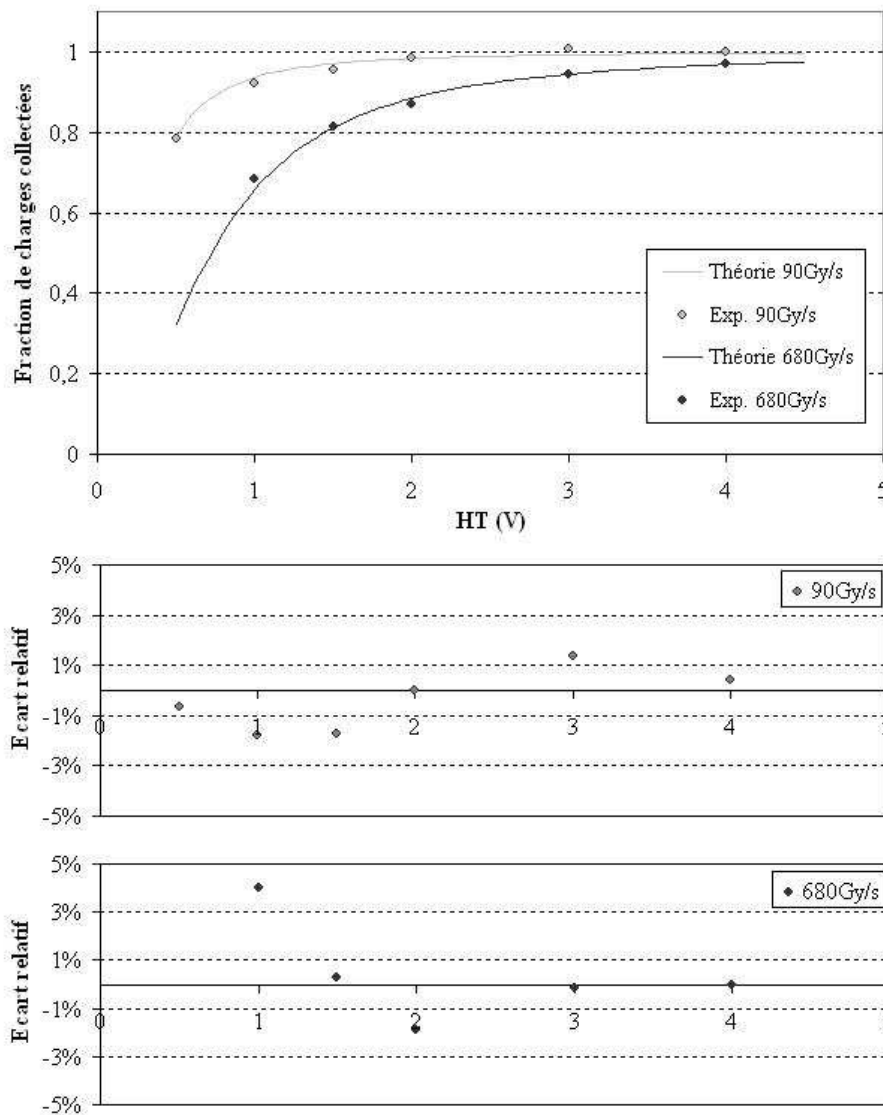


Figure 3-11 : Confrontation des mesures de recombinaisons avec la théorie de Mie

L'écart relatif entre la théorie et les données expérimentales n'excède pas 2% pour les mesures à 90Gy/s et 4% pour les mesures à 680Gy/s. Ainsi, en alimentant la CHIO à 1,5kV, les recombinaisons n'altèrent pas le signal mesuré, et ceci sur toute la gamme de débits de dose du cahier des charges (de 2mGy/s à 20Gy/s).

d Bilan

La CHIO a été conçue pour être la plus transparente possible au faisceau : son épaisseur équivalente eau est de 42 μ m, ce qui diminue le parcours des ions dans l'eau de 12,7% au maximum. La linéarité de la réponse du détecteur a été testée en comparaison avec la quantité de lumière créée dans un scintillateur. Les résultats donnent une réponse linéaire à au moins $\pm 4\%$. Enfin, en alimentant la chambre d'ionisation à 4kV, les recombinaisons des charges ne biaiseront pas la mesure pour la gamme de débits de dose prévue par le cahier des charges. La CHIO satisfait donc au cahier des charges imposé par DOSION.

2 Les capteurs à effet Hall

Pour la mesure de localisation du spot faisceau, deux dispositifs sont testés dans le prototype IBIS. Les capteurs à effet Hall constituent le premier dispositif permettant une localisation par une mesure indirecte des champs magnétiques créés par les aimants de balayage du faisceau.

a L'effet Hall

L'effet Hall, découvert en 1879, est l'apparition d'une différence de potentiel dans un métal ou un semi-conducteur parcouru par un courant et soumis à un champ magnétique perpendiculaire à la direction de ce courant.

Considérons un matériau conducteur parallélépipédique parcouru par un courant. Les charges se déplacent à la vitesse v . (figure 3-12). Le champ magnétique orienté perpendiculairement à cette vitesse induit une force de Lorentz $\vec{F}_l = q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B}$. Les électrons libres soumis à cette force vont donc se concentrer sur l'une des parois du matériau, laissant un déficit de charges sur la paroi opposée : une différence de potentiel apparaît alors sur les faces latérales du matériau. Un deuxième effet entre en compétition avec la force de Lorentz : le déséquilibre de charges sur les deux parois opposées crée un champ électrique E_H . Sous l'effet de ce champ, les charges sont soumises à une force $\vec{F} = q \cdot \vec{E}_H$, qui est donc opposée à la force de Lorentz. Le mouvement transverse des charges stoppe lorsque l'équilibre est atteint entre ces deux

forces, c'est-à-dire lorsque $E_H = vB$. Alors, la différence de potentiel entre les parois chargées du conducteur vaut : $V_{Hall} = e.E_H = e.vB$, ou e est la distance entre les deux parois chargées.

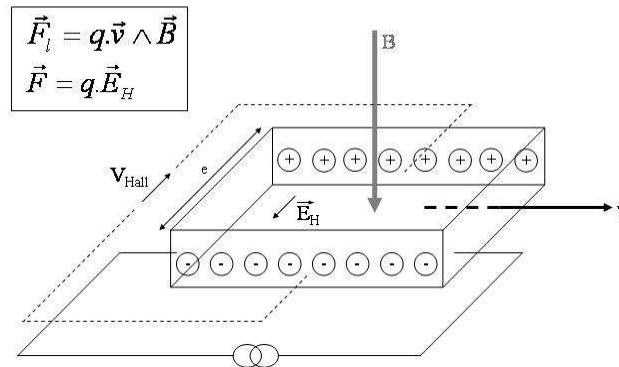


Figure 3-12 : Effet Hall dans un conducteur parallélépipédique

L'effet Hall conduit donc à la création d'une différence de potentiel proportionnelle au champ magnétique appliqué perpendiculairement au courant qui traverse le conducteur.

b Description et principe de fonctionnement des capteurs Hall

Les capteurs à effet Hall sont utilisés pour mesurer les valeurs des champs magnétiques créés par les aimants de balayage de la ligne dans les deux directions orthogonales.

Ces capteurs ont été développés au LPC ([08-PAU]) à partir d'un composant commercial (AD22151, [DAT-AD2]). Cette cellule Hall et les composants nécessaires sont assemblés sur un circuit imprimé, enfermé dans un boîtier plat permettant de le placer perpendiculairement aux directions des champs magnétiques dans les aimants (figure 3-13). En effet, la cellule délivre une tension proportionnelle à la valeur du champ magnétique appliqué perpendiculairement à sa surface.

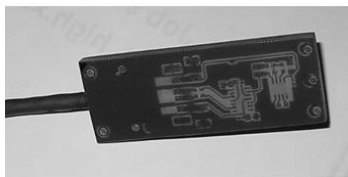


Figure 3-13 : Boîtier (10cm×5cm) pour le circuit des capteurs à effet Hall

Comme le montre le schéma des lignes de la salle D1 (figure 3-2), les aimants de déflexion de la ligne sont à quelques mètres de la sortie faisceau. Or, les cartes d'acquisition sont placées à proximité des détecteurs, à la sortie faisceau. Les capteurs à effet Hall sont donc éloignés de l'acquisition de quelques mètres. Afin d'éliminer au maximum les perturbations que le signal recevrait pendant cette transmission vers l'acquisition, la sortie des capteurs est

passée en différentiel le long des câbles, puis repassée en mode commun en bout de ligne. Grâce à ce traitement, le rapport signal sur bruit est optimisé.

Toutes ces précautions prises, ces capteurs permettent une mesure des amplitudes des deux champs magnétiques (horizontal et vertical) créés sur la ligne faisceau. La figure 3-14 représente les évolutions temporelles des deux champs magnétiques, mesurées avec les capteurs à effet Hall. Deux instants de mesure (210ms et 230ms) sont représentés à la fois en fonction des amplitudes des champs magnétiques et en fonction de la position résultante dans le champ d'irradiation. La relation entre les champs magnétiques et la position étant précisée lors d'une phase d'étalonnage, ces capteurs permettent une mesure en temps réel de la position du faisceau.

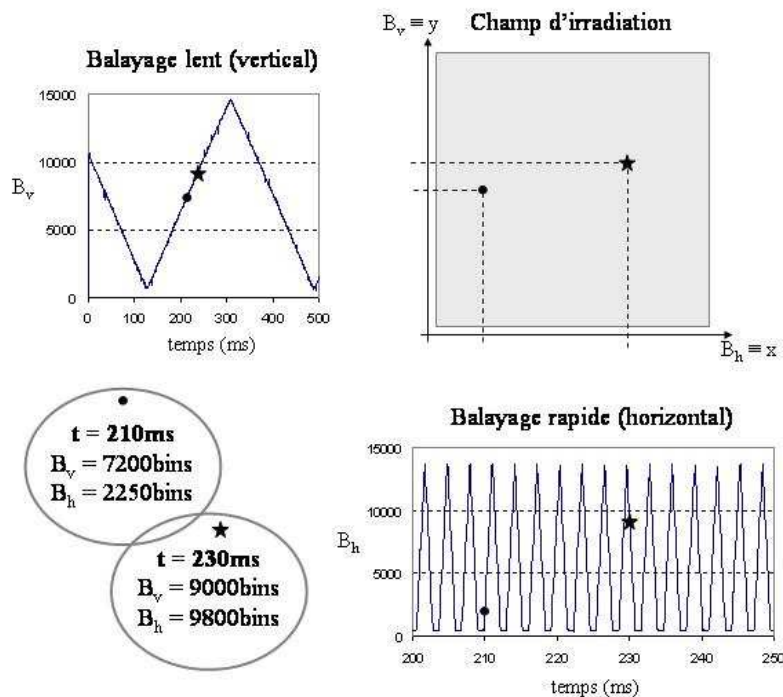


Figure 3-14 : Relation amplitudes de champs magnétiques/position du faisceau

Une remarque importante doit être faite : cette mesure de localisation est relative. En effet, la position absolue du champ d'irradiation dans la pièce dépend de la position initiale du spot sans balayage. Cette position est déterminée par les steerers placés sur la ligne (notations de la figure 3-2 : DC32Ho&Ve pour IRASME et DC23Ho&Ve pour IRABAT). La mesure des champs magnétiques ne renseigne que sur la position du spot dans le champ d'irradiation référencée à cette position initiale. Si le réglage des steerers est modifié, une même valeur de champ magnétique correspondra à une position absolue différente.

c Réponse

La figure 3-15 représente la mesure des évolutions temporelles des champs magnétiques de la ligne IRASME pour différents réglages de courant d'alimentation des aimants. Les capteurs sont calibrés, c'est-à-dire qu'une amplitude donnée (en Ampère) correspond à une position (en cm). Les amplitudes maximales testées sont 10A, 20A et 40A.

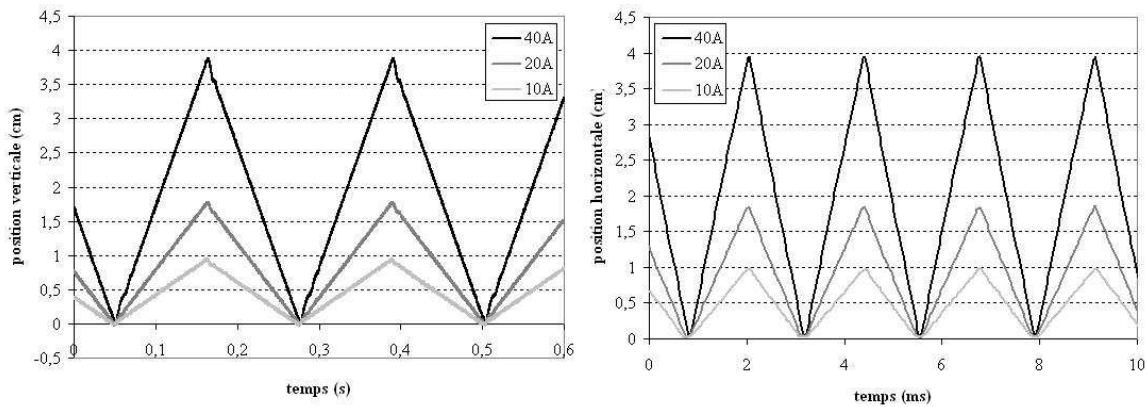


Figure 3-15 : Evolutions temporelles des balayages pour trois réglages différents

Les fréquences exactes, fixées par les alimentations des aimants, sont de 423Hz pour le balayage rapide (position horizontale) et 4,4Hz pour le balayage lent (position verticale). Ces balayages correspondent à un temps de 1,2ms pour parcourir un axe horizontal et de 110ms pour parcourir un axe vertical. Le rapport signal sur bruit est très élevé, conduisant à une incertitude de mesure de 150 μ m sur la position horizontale et 110 μ m sur la position verticale.

d Bilan

Les capteurs à effet Hall permettent de localiser le faisceau grâce à une mesure relative des amplitudes des champs magnétiques créés sur la ligne. Les premiers tests permettent de vérifier que le bruit n'altère pas la mesure : le rapport signal sur bruit obtenu permet une localisation du spot faisceau à 150 μ m près.

3 Le Moniteur X

Il s'agit du second dispositif de localisation testé dans IBIS. Ce dispositif est plus complexe que les capteurs à effet Hall, mais permet une mesure absolue de la position du faisceau.

a Principe

Le principe de ce dispositif est basé sur la détection de photons X de fluorescence créés lors du passage des ions à travers une feuille de cuivre intercalée sur la trajectoire du faisceau.

Lorsque certains atomes de cette feuille sont ionisés par le passage des ions incidents, des lacunes sont créées au sein de leurs cortèges électroniques et par conséquent, des photons X caractéristiques sont émis par réarrangement électronique. Il s'agit du phénomène de fluorescence. Les photons de fluorescence ont une énergie caractéristique de l'atome ionisé car elle est égale à la différence des énergies de liaisons électroniques des deux niveaux mis en jeu lors du réarrangement électronique. Pour le cuivre, la transition la plus probable conduit à la production de photons de 8,9keV.

La détection de ces photons d'énergie caractéristique est faite par quatre compteurs proportionnels parallélépipédiques placés autour de la feuille métallique. Un compteur proportionnel est un parallélépipède de dimensions 10cm × 4cm × 4cm. Deux vannes sont prévues pour la circulation du gaz (ArCH_4) et les fenêtres d'entrée sont en mylar. La polarisation des compteurs proportionnels est assurée par quatre fils tendus de manière symétrique à l'intérieur du boîtier afin de diviser le volume en quatre parties électriquement identiques. Ainsi, nous limitons au maximum les distances fils électrodes et par conséquent les recombinaisons des paires électron-ion créées par ionisation des molécules de gaz. Tous ces éléments sont schématisés dans la figure 3-16.

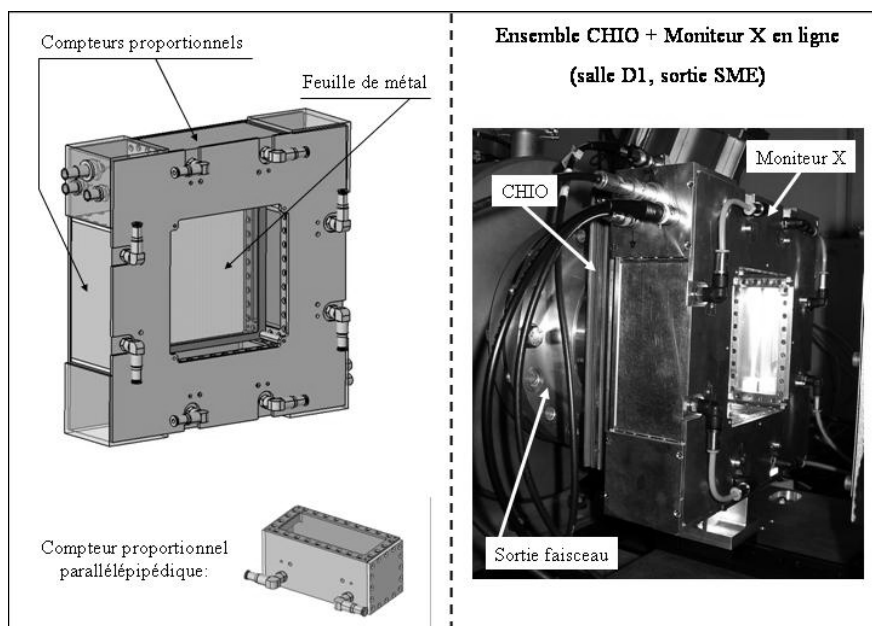


Figure 3-16 : Schéma de principe et disposition en ligne du Moniteur X

Les photons entrant dans un compteur proportionnel vont interagir avec les molécules du gaz, principalement par effet photoélectrique car leur énergie est faible. Les électrons mis en mouvement vont perdre leur énergie dans l'enceinte du compteur proportionnel et déposer ainsi une quantité d'énergie égale à l'énergie du photon. La quantité de charges alors créée est proportionnelle à l'énergie du photon incident.

Chaque compteur proportionnel est relié à un préamplificateur de charge qui délivre un échelon de tension dont l'amplitude est proportionnelle à la quantité de charges collectées sur les électrodes et donc à l'énergie du photon détecté. La mesure consiste à effectuer un histogramme en amplitude de ces échelons, pour pouvoir compter le nombre de photons X d'énergie 8,9keV ayant été détectés. La chaîne de spectroscopie est implantée numériquement sur la carte MX, qui est détaillée dans le paragraphe concernant le système d'acquisition.

La reconstruction de la position est basée sur une comparaison du comptage de chacun des compteurs proportionnels. En effet, si le faisceau est situé dans la partie gauche du champ d'irradiation, le compteur gauche aura reçu plus de photons X de fluorescence que le compteur droit [06-PAU].

b Dimensionnement

Le dimensionnement de ce détecteur consiste à déterminer de façon optimale la nature et l'épaisseur de la feuille métallique placée sur la trajectoire faisceau. Le but de cette étude est donc de simuler le nombre d'X détectés par un compteur proportionnel pour un ion incident, ceci en fonction de la nature et de l'épaisseur de la feuille métallique. Une simulation, décrite en annexe numéro 1, permet d'évaluer cette efficacité de détection pour les différents faisceaux de référence définis par le cahier des charges de DOSION. La figure 3-17 représente le résultat en fonction du métal choisi pour la feuille pour un faisceau de ^{20}Ne à 13,5A.MeV.

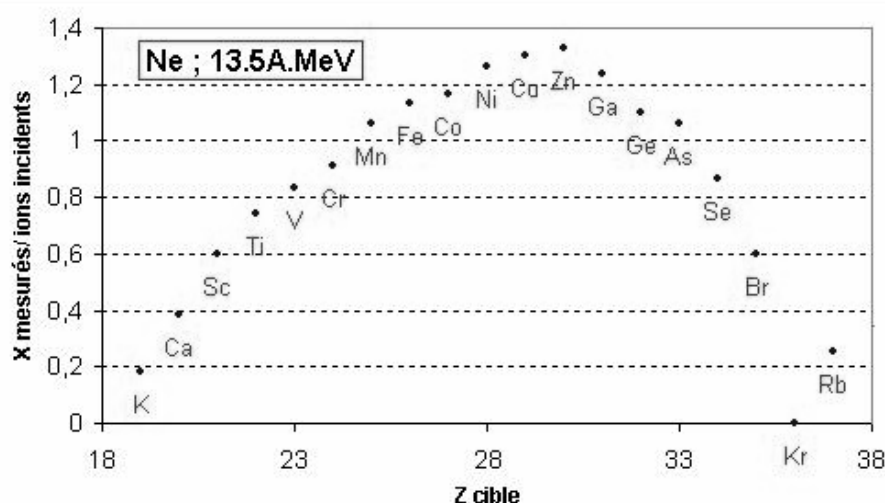


Figure 3-17 : Simulation de l'efficacité de détection pour un faisceau de Ne à 13,5A.MeV

Ces résultats montrent une efficacité de détection maximale pour le Zinc ou le Cuivre, ce qui explique pourquoi le cuivre a été retenu pour équiper le Moniteur X. L'épaisseur est optimisée aussi par la simulation : deux épaisseurs de feuille sont testées : 10 μm et 17,5 μm .

c Réponse des compteurs proportionnels

Il s'agit maintenant de vérifier que les détecteurs développés au laboratoire fonctionnent bien en régime de compteur proportionnel, et que leur réponse spatiale est stable sur la surface de la fenêtre d'entrée.

Gain

Le gain d'un compteur proportionnel représente l'amplification induite par le phénomène d'avalanche dans le détecteur. En effet, comme une chambre d'ionisation, un compteur proportionnel fonctionne sur le principe de la collection de charges créées par ionisation des molécules du gaz de l'enceinte. La différence entre les deux types de détecteurs réside dans le fait que les compteurs proportionnels sont alimentés de façon à créer un gradient de champ électrique dans l'enceinte. Ceci permet d'induire le phénomène d'avalanche : un électron dit primaire, c'est-à-dire issu d'une ionisation induite par la particule à détecter (des photons dans notre cas), va être accéléré par ce gradient de champ électrique vers l'électrode de mesure. Il peut alors acquérir une énergie assez élevée pour à son tour ioniser les molécules du gaz. Il se crée alors des électrons secondaires et ainsi de suite. Le gain du détecteur est le nombre d'électrons collectés divisé par le nombre d'électrons primaires.

Pour tester ce gain, une source de ^{55}Fe est placée devant le détecteur. Cette source émet des photons X de 5,9keV. Le spectre en amplitude des échelons de sortie des PAC présentera donc un pic photoélectrique centré sur l'amplitude liée à cette énergie, le facteur entre les deux étant le gain total de la chaîne d'acquisition. En faisant varier la tension d'alimentation, le gain varie de façon exponentielle. La position du pic est relevée pour des hautes tensions comprises entre 1,3kV et 1,8kV. Les résultats sont illustrés par la figure3-18. En échelle logarithmique, l'évolution exponentielle du gain avec la haute tension est bien vérifiée.

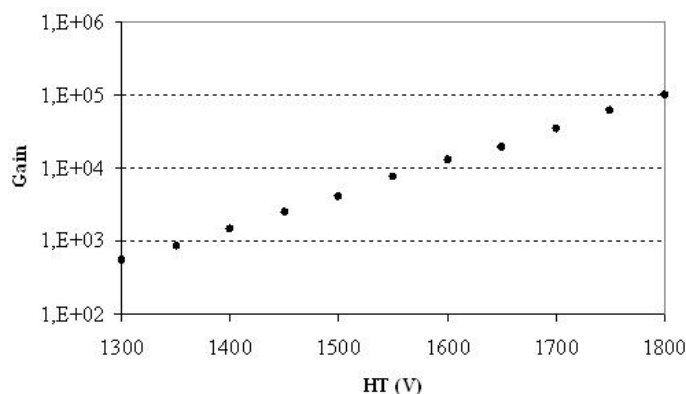


Figure 3-18 : Courbe de gain des compteurs proportionnels du Moniteur X

Réponse spatiale

Il s'agit de vérifier la réponse d'un détecteur en déplaçant la même source de ^{55}Fe devant la surface de la fenêtre d'entrée en suivant des lignes horizontales comme le montre le schéma de la figure 3-19. La figure 3-20 illustre les résultats correspondants : la position du pic photoélectrique (photons de 5,9keV) en fonction du positionnement de la source.

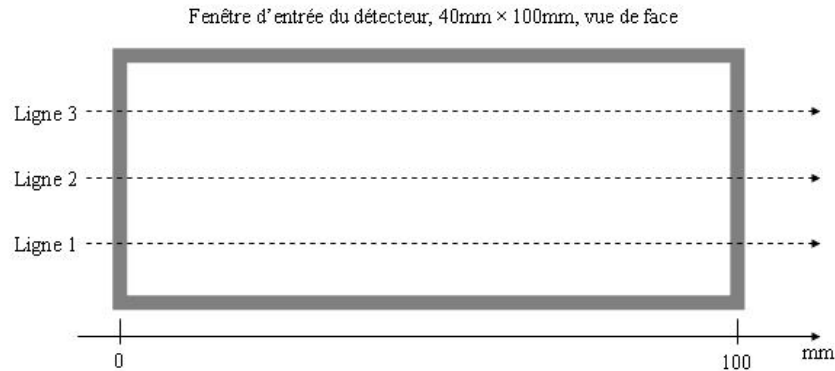


Figure 3-19 : Principe des mesures de réponse spatiale des compteurs proportionnels

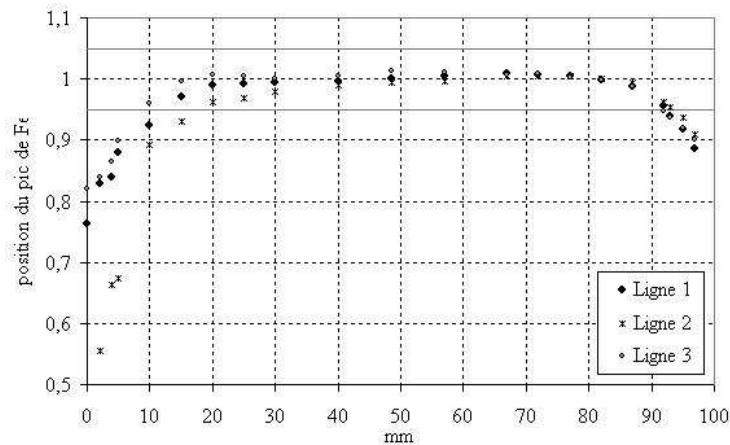


Figure 3-20 : Réponse spatiale des compteurs proportionnels

La réponse spatiale du compteur proportionnel testé est stable à 5% près entre 15mm et 95mm.

d Bilan

Le moniteur X est un dispositif de localisation basé sur la détection de photons X de fluorescence créés lorsque les ions incidents traversent une feuille métallique. Compte tenu des faisceaux de référence, une simulation permet de déduire qu'une feuille de cuivre permettrait de maximiser l'efficacité de détection. Avant de tester les performances de localisation du dispositif complet (point qui sera abordé dans le chapitre 4), les courbes de gain et les réponses spatiales des compteurs ont été vérifiées.

4 Conclusion sur les détecteurs

Le prototype IBIS est donc composé d'une chambre d'ionisation pour la mesure du débit d'ions et de deux dispositifs de localisation : les capteurs Hall et le Moniteur X.

La CHIO satisfait au cahier des charges en terme de précision de mesure ($\pm 4\%$) et de dynamique de débit de dose.

Les deux systèmes de localisation proposés possèdent des différences : les capteurs Hall fournissent une localisation relative, mais ont l'avantage d'être d'utilisation simple et d'encombrement minimal par rapport au Moniteur X. Les résultats des tests effectués en faisceau, présentés au chapitre 4, permettront de conclure quand au dispositif choisi pour équiper DOSION.

III Dispositifs proposés pour la calibration

Le prototype IBIS contrôle la distribution spatiale de fluence en mesurant le débit d'ions et la position du faisceau à intervalles de temps réguliers. Les dispositifs mis en œuvre pour ces mesures (chambre d'ionisation, capteurs à effet Hall et Moniteur X) nécessitent des calibrations spécifiques. Pour ces calibrations, un dispositif est placé sur la ligne, juste derrière les détecteurs. Il s'agit d'un scintillateur qui intercepte le faisceau. Deux méthodes sont testées pour analyser la lumière créée par les ions incidents dans ce scintillateur :

- un tube photomultiplicateur (tube PM).
- un système d'imagerie pour analyser les distributions lumineuses.

1 La création de lumière dans un scintillateur organique

Un scintillateur est un matériau qui a la propriété d'émettre de la lumière visible sous excitation. Le passage d'une particule chargée dans le scintillateur va placer certaines molécules dans des états excités. La désexcitation peut se faire suivant trois processus :

- **La fluorescence** : C'est la désexcitation la plus rapide vers l'état fondamental de la molécule excitée. L'intensité du rayonnement émis suit une loi du type : $I = I_0.e^{-t/\tau}$, où τ est le temps de décroissance ($\sim 10\text{ns}$).

- o **La phosphorescence** : La désexcitation passe par un état intermédiaire de durée de vie plus longue, entraînant l'émission d'un rayonnement de longueur d'onde plus élevée, qui paraît retardée.
- o **La fluorescence retardée** : Dans certains cas, pendant la désexcitation, la molécule est ré-excitée et retombe alors dans son état fondamental par une fluorescence. Cette émission apparaît alors retardée.

Les molécules organiques composant un scintillateur ont une structure électronique telle que la fluorescence est le phénomène prépondérant. Les spectres d'absorption et d'émission d'un scintillateur organique se recouvrent très peu, ce qui explique pourquoi ces matériaux sont transparents à leur propre lumière.

La réponse lumineuse d'un scintillateur peut être modélisée par la loi de Birks [51-BIR], donnant la quantité de lumière de scintillation produite par unité de parcours dL/dx en fonction de l'énergie déposée par une particule incidente sur cette même unité de parcours dE/dx :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + k_B \cdot \frac{dE}{dx}}$$

Équation 3-2 : Loi de Birks

k_B est le coefficient de quenching. Le phénomène de quenching correspond à l'absorption d'une partie de l'énergie déposée par les particules incidentes par le milieu, sans ré émission de photons. En l'absence de quenching, la quantité de scintillation produite est directement proportionnelle à la perte d'énergie par unité de longueur. Ce phénomène est plus présent pour les particules de haut TEL car elles induisent une haute densité d'ionisations sur leur parcours, créant ainsi des dépôts de dose élevés.

Comme nous le verrons au chapitre quatre, l'optimisation des procédures de calibrations dépend à la fois de l'efficacité de scintillation et du vieillissement du scintillateur choisi. Deux types de scintillateurs organiques ont été testés :

- o Un scintillateur liquide « Ready Safe », fabriqué par Beckman Coulter. Ce scintillateur paraît être optimal à la fois pour l'efficacité de scintillation et pour le vieillissement. Le liquide est enfermé dans une chambre parallélépipédique, la fenêtre d'entrée est en aluminium (12,5µm), pour isoler de la lumière, alors que la fenêtre de sortie est en plexiglas. L'utilisation d'un liquide permet d'installer une mise en circulation à l'intérieur de la chambre. Les impuretés créées par les ions au fur et à mesure des

irradiations peuvent être mélangées dans tout le volume de scintillateur et ainsi, réparties uniformément. Le vieillissement du scintillateur est donc ralenti. Cependant, l'utilisation d'un liquide présente un inconvénient majeur en terme de radioprotection.

- o Un scintillateur plastique a aussi été testé. En effet, son utilisation est beaucoup plus pratique car elle évite les problèmes de fuites éventuelles du liquide en dehors de la chambre le contenant. Les tests des procédures de calibration permettront de vérifier s'il est possible de l'utiliser à la place du scintillateur liquide.

2 Collection de lumière par le tube photomultiplicateur

Pour collecter la lumière émise par le scintillateur, un tube photomultiplicateur est placé juste derrière. Le modèle choisi est le XP2020 fabriqué par Photonis [DAT-XP2]. Il a été choisi pour ses performances de détection de faibles quantités de lumière. Chaque impulsion lumineuse créée dans le scintillateur est convertie en impulsion électrique par une photocathode. Ensuite, une série de dynodes assure l'amplification de ce signal électrique. La linéarité de l'amplification de charges dans le tube implique que les amplitudes des impulsions de sorties du tube PM soient proportionnelles au nombre de photoélectrons créés sur la photocathode. Ainsi, pour un faisceau d'ions d'énergie connue, l'amplitude des impulsions de sortie du tube PM est proportionnelle au nombre d'ions incidents ayant été arrêtés dans le scintillateur. Le tube PM monté avec le scintillateur liquide est schématisé sur la figure 3-21.

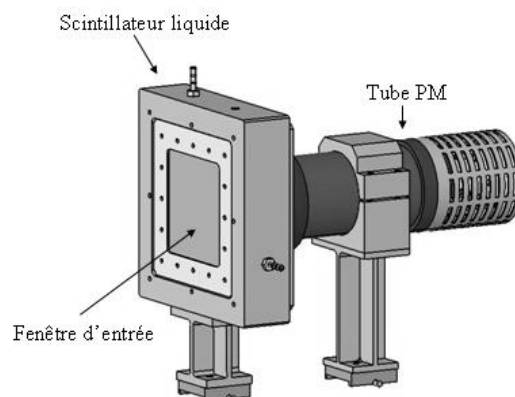


Figure 3-21 : Collection de la lumière de scintillation par le tube PM

La figure 3-22 montre une photo du dispositif IBIS en phase de calibration : la chambre d'ionisation et le moniteur X, qui sont toujours en ligne, et le scintillateur liquide suivi du tube PM, placés derrière les deux détecteurs pour la phase de calibration.

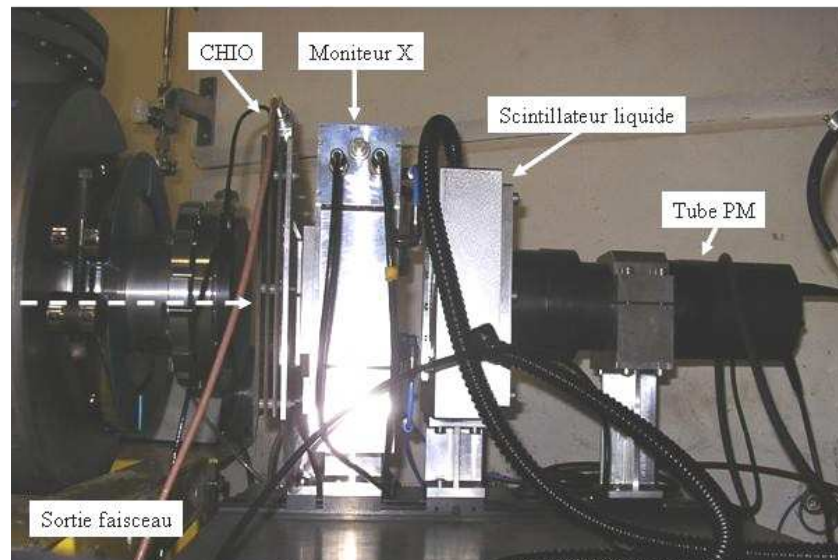


Figure 3-22 : Photo du dispositif complet en ligne pendant la phase de calibration

3 Collection de lumière par le dispositif d'imagerie

L'utilisation du dispositif d'imagerie pour analyser la lumière de scintillation permet de contrôler les distributions spatiales de lumière. Il est composé d'un objectif couplé à une caméra EMCCD (**E**lectron **M**ultiplying **C**harged **C**oupled **D**evice). Deux types d'objectifs sont testés : un conventionnel et un télécentrique. Le dispositif se place orthogonalement à l'axe faisceau, au niveau d'un miroir placé à 45° par rapport à l'axe faisceau. Ceci permet d'imager des profils sans placer la caméra dans l'axe faisceau (figure 3-23).

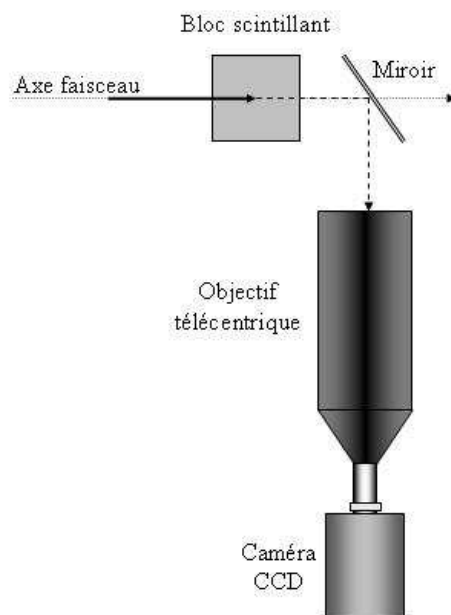


Figure 3-23 : Dispositif d'imagerie (vue de dessus)

Le dimensionnement des éléments de ce dispositif (caméra et objectifs) repose sur une problématique commune : la détection de faibles flux lumineux avec une bonne résolution spatiale.

a Objectif conventionnel (orthocentrique)

Le dispositif d'imagerie est utilisé pour acquérir des images de face de champs balayés. Il s'agit donc de détecter la quantité de lumière laissée par les photons avec la meilleure résolution spatiale possible.

L'objectif M2514-MP de chez Computar [DAT-M25] est choisi pour ses performances aussi bien au niveau de la résolution spatiale qu'au niveau de sa faible distorsion (déformation de l'image sur les bords du champ). Il est utilisé avec un capteur CCD 2/3'', c'est-à-dire un capteur de dimensions 8,8mm × 9,6mm. Le champ maximal à imager étant de 100mm (surfaces actives des détecteurs mis en ligne), le grandissement maximal admissible est de :

$$m_{\max} = \frac{\text{image}}{\text{objet}} = \frac{CCD}{\text{champ}_{\max}} = \frac{8,8}{100} = 0,088$$

Équation 3-3 : Grandissement maximal admissible

L'objectif M2514 a une distance focale fixe de 25mm. La taille du champ de vision lorsque l'objet imagé est à la distance minimale de travail spécifiée à 300mm est de 77mm. Ainsi, pour imager un champ de 100mm de côté, l'objectif doit être placé à 400mm du scintillateur.

L'ouverture de cet objectif, représentée par le nombre d'ouverture noté $f/\#$, peut varier entre 1,4 et 16. Ce paramètre correspond au rapport entre la distance focale et le diamètre utile de la pupille d'entrée de l'objectif. Ainsi, en prenant une ouverture la plus petite possible, on augmente le diamètre d'entrée et donc la quantité de lumière reçue. L'ouverture de 1,4 est la plus petite existant sur le marché actuel.

Cet objectif, offrant une haute résolution spatiale et un très petit nombre d'ouverture, permet de répondre à la problématique de détection de faibles flux lumineux avec une bonne résolution spatiale.

b Objectif télécentrique

Malgré les performances en résolution spatiale de l'objectif choisi, un biais ne peut être corrigé : l'erreur de parallaxe. En effet, les photons créés dans le scintillateur vont laisser des traces supposées rectilignes, parallèles à l'axe du faisceau. L'erreur de parallaxe induite par une optique conventionnelle correspond au fait que ces traces ont une certaine épaisseur sur le capteur CCD de la caméra, comme le montre la figure 3-24.

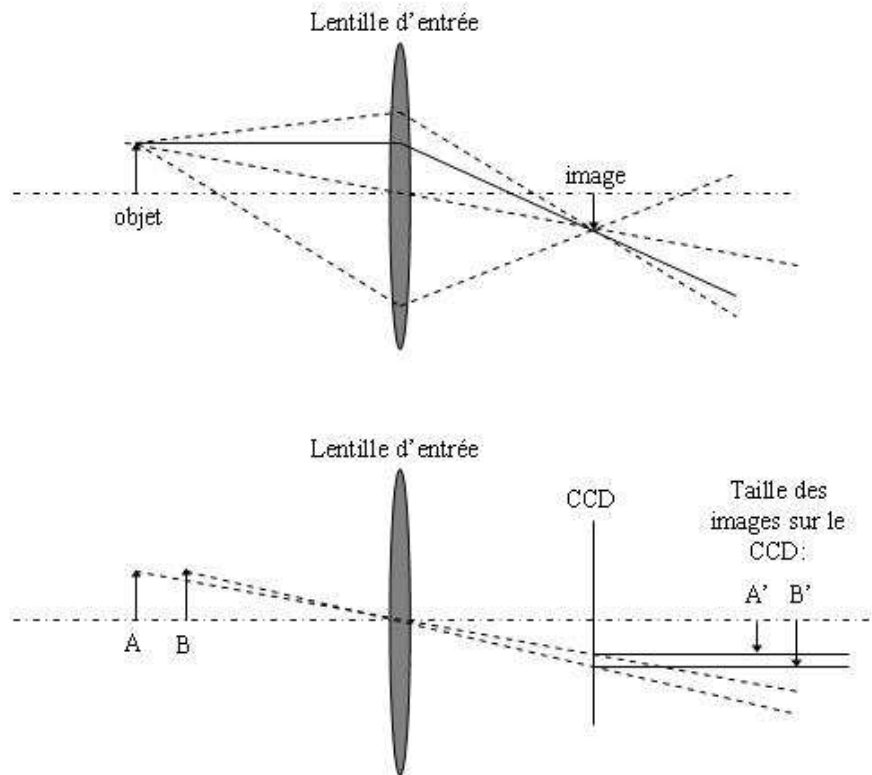


Figure 3-24 : Erreur de parallaxe en optique conventionnelle (orthocentrique)

Le schéma du haut correspond à la construction d'une image à travers une lentille mince. L'image mise au point se situe au point de concours des différents rayons issus de l'objet et ayant traversé la lentille. Le rayon passant par le centre n'est pas dévié, et le rayon arrivant parallèlement à l'axe optique converge vers le foyer image (déterminé par la distance focale de la lentille). Cette image sera correctement mise au point si le capteur CCD coïncide avec le plan image. Le schéma du bas illustre l'image obtenue sur le capteur CCD si la mise au point est faite sur l'objet A. On voit que l'objet B, pourtant de la même taille que l'objet A, n'a pas la même taille sur l'image. C'est l'erreur de parallaxe.

Pour s'affranchir de ces erreurs, un objectif télécentrique peut être utilisé. Une telle optique est conçue de manière à ce que deux objets de taille identique placés à des distances différentes de l'entrée du système aient la même taille dans le plan image. Ce phénomène est rendu possible en plaçant une pupille dans le plan focal image de la lentille d'entrée de manière à ce que seuls les rayons quasiment parallèles à l'axe optique arrivent sur le plan image (figure 3-25).

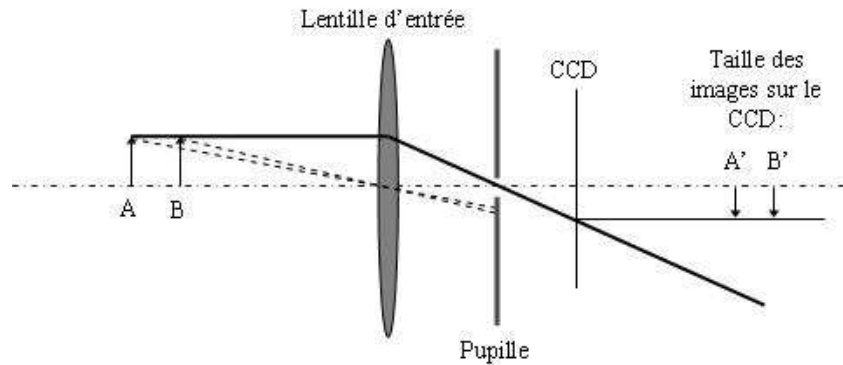


Figure 3-25 : Principe d'un objectif télécentrique

La différence principale entre un objectif orthocentrique et un objectif télécentrique est donc l'emplacement du diaphragme d'ouverture : pour une optique orthocentrique, il se situe au niveau de la lentille frontale, laissant ainsi passer une grande partie des rayons incidents. Dans un objectif télécentrique, le diaphragme d'ouverture est placé, comme nous l'avons exposé précédemment, au niveau du plan focal image, ne laissant passer que les rayons sensiblement parallèles à l'axe faisceau.

Un objectif télécentrique est caractérisé par sa distance de travail et son champ de vision. L'objectif télécentrique choisi (S5 LPJ 1835 de Sill Optics [DAT-S5L]) offre un champ de vision de 119mm × 89mm avec un capteur CCD 2/3'', ce qui correspond à un grandissement de 0,075. La distance de travail est de 300mm. L'ouverture peut varier de 6 à 25.

La figure 3-26 permet de visualiser les performances de l'objectif télécentrique.

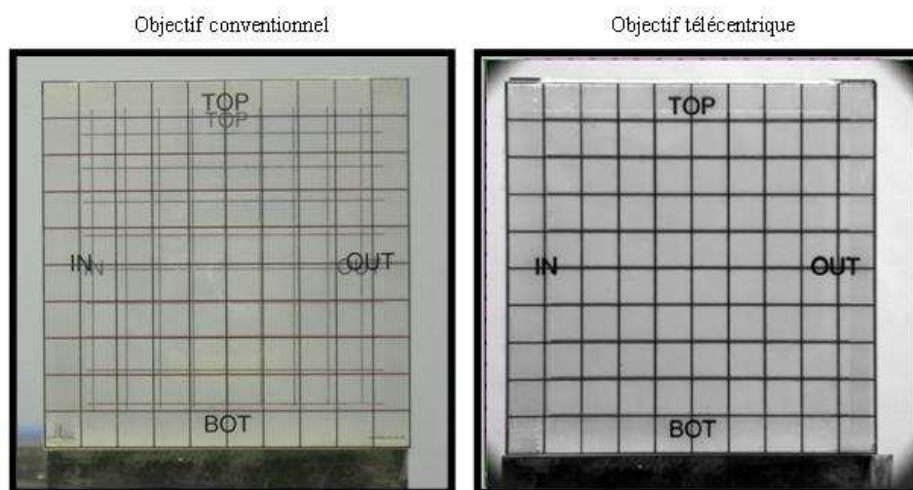


Figure 3-26 : Performances de l'objectif télécentrique par rapport à l'objectif conventionnel

La photo correspond à une image d'un bloc plastique transparent cubique d'arête 5cm. Une mire imprimée sur un papier calque est scotchée sur les faces avant et arrière du bloc. L'image de gauche est prise avec un objectif conventionnel (appareil photo). L'erreur de parallaxe due

au décalage en profondeur de 5cm entre les deux mires est clairement visible. La photo de droite est la même image, mais acquise avec l'objectif télécentrique : il n'y a aucun décalage entre la mire avant et la mire arrière. La télécentricité est parfaite.

c Caméra à comptage de photons

La caméra choisie est une caméra EMCCD permettant de détecter des faibles flux lumineux. La technologie EMCCD permet, par l'intermédiaire d'un registre d'amplification, d'optimiser le rapport signal sur bruit et ainsi d'augmenter la sensibilité de détection du système d'imagerie [06-AND].

Un capteur CCD est composé, comme le montre la partie encadrée en pointillée de la figure 3-27, d'une zone active et d'un registre de lecture. Les photons arrivant sur la surface active du capteur créent des paires électrons-trous dans les pixels (des semi-conducteurs au silicium) pendant tout le temps d'exposition. A la fin de l'acquisition, les quantités de charges accumulées dans les pixels sont transmises ligne par ligne dans le registre de lecture. Pour chaque ligne transmise dans le registre, les données sont envoyées pixel par pixel vers l'électronique de lecture, composée d'un intégrateur de charge et d'un amplificateur. Cette étape génère un bruit électronique appelé bruit de lecture, souvent prépondérant devant toutes les autres sources de bruit.

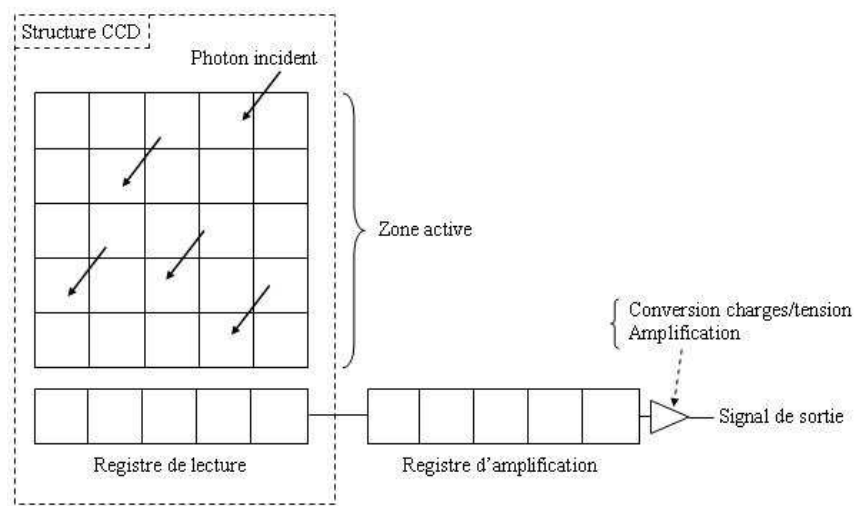


Figure 3-27 : Structures CCD et EMCCD

Un capteur EMCCD utilise la même structure de base, mais agrémentée d'un registre supplémentaire placé entre le registre de lecture et l'électronique (figure 3-27). Chaque ligne arrivant dans le registre de lecture passe ensuite dans le registre d'amplification. La quantité de charges accumulées dans chaque pixel est alors multipliée par le gain M du registre. C'est seulement après cette amplification que le signal est converti en tension et subit le bruit de

lecture de l'électronique. Ainsi, le rapport signal sur bruit est amélioré par rapport à celui obtenu avec un capteur CCD classique.

La caméra EMCCD Cascade 512B de chez Roper Scientific [DAT-CAS] a un bruit de lecture inférieur à 0,15 photoélectrons lorsque le registre d'amplification est utilisé. La caméra est refroidie à -30° pour éviter la création de paires électrons/trous dans le silicium par agitation thermique. De plus, l'efficacité quantique, c'est-à-dire la probabilité de détecter un photon d'une longueur donnée, est de 70% à 420nm. (Les scintillateurs plastiques émettent préférentiellement dans le bleu). Enfin, les pixels du capteur CCD sont de taille $16\mu\text{m} \times 16\mu\text{m}$. Le grandissement du système optique muni de l'objectif télécentrique étant de 0,075, la résolution spatiale correspondante, en prenant deux fois la taille du pixel, est de $426\mu\text{m}$.

La figure 3-28 est une photo de la caméra montée avec l'objectif télécentrique sur la ligne IRASME en salle D1 au GANIL. La sortie faisceau (à gauche sur la photo) est immédiatement suivie de la CHIO, du support contenant le scintillateur liquide puis du miroir.

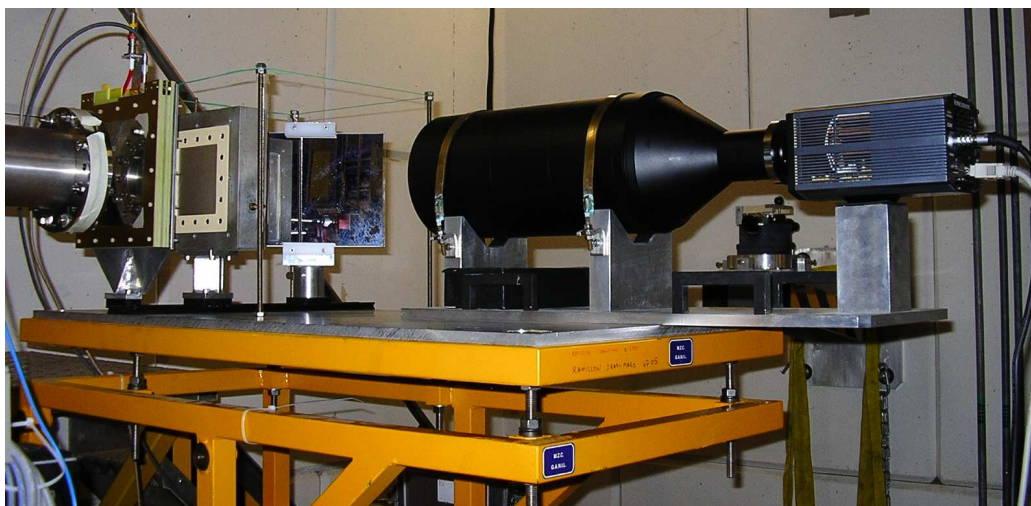


Figure 3-28 : Dispositif d'imagerie mis en place sur la ligne IRASME en D1

4 Conclusion sur les dispositifs de calibration

La calibration des dispositifs de mesure est basée sur l'utilisation d'un scintillateur organique, interceptant le faisceau. Les tests faisceau devront permettre de choisir le type de scintillateur dont DOSION sera équipé, à savoir soit un liquide, soit un bloc de scintillateur plastique, présentant moins de contraintes de radioprotection.

Suivant le détecteur à calibrer, la lumière de scintillation est analysée soit avec un tube PM, soit avec un dispositif d'imagerie. En particulier, la calibration des capteurs Hall est effectuée à l'aide du dispositif d'imagerie. Les résultats des calibrations effectuées sur ces capteurs

permettront de choisir l'objectif le mieux adapté au problème parmi les deux proposés au sein du prototype IBIS.

IV Le système d'acquisition des données

Le système d'acquisition utilisé est une adaptation du système d'acquisition numérique rapide FASTER (Fast Acquisition SysTEm for nuclear Research), développé au LPC Caen. Ce système utilise une chaîne entièrement numérique pour traiter les signaux de sortie des détecteurs et transmettre les données par liaison Ethernet. L'acquisition des données issues de la caméra se fait de façon complètement indépendante avec le logiciel de traitement d'image fourni par le constructeur.

1 Description générale

Le système d'acquisition adapté du système FASTER repose sur l'utilisation de cartes électroniques directement reliées aux sorties des détecteurs. Ces cartes servent à numériser le signal directement en sortie du détecteur, et à le traiter pour envoyer les données utiles à un ordinateur d'acquisition via une liaison Ethernet. La description faite ici (figure 3-29) correspond à la configuration la plus fournie en détecteurs du moniteur faisceau (prototype IBIS). Cette configuration contient six détecteurs : la chambre d'ionisation (noté CHIO sur la figure), les quatre compteurs proportionnels du Moniteur X (MX_G , MX_D , ...) et le tube photomultiplicateur utilisé pour calibrer la chambre d'ionisation (Calib). L'acquisition des données issues des capteurs à effet Hall est effectuée sur la même carte que la CHIO (CEH). Le système d'acquisition est donc composé de six cartes électroniques, nommées cartes SYROCO (SYstème Reconfigurable et Original de COmmunication). Ces cartes sont divisées en trois étages :

- o L'étage **alimentation**.
- o La **carte mère** : Cette carte contient un FPGA Cyclone EP1C20 (Field Programmable Gate Array) dans lequel est implanté un processeur NIOS 2. Ce dernier permet d'installer un système d'exploitation embarqué (Linux noyau 2.6.11) pour pouvoir bénéficier du protocole de communication TCP/IP pour la transmission Ethernet mise en place entre les cartes et l'ordinateur. Cette carte est commune à toutes les cartes SYROCO et se charge de la communication.

- o La **carte fille** : elle est destinée au traitement spécifique des données et contient les composants nécessaires (convertisseurs analogique-numérique, comparateurs, un FPGA pour implémenter les fonctions logiques nécessaires au traitement). Cette carte est spécifique au détecteur auquel elle est reliée.

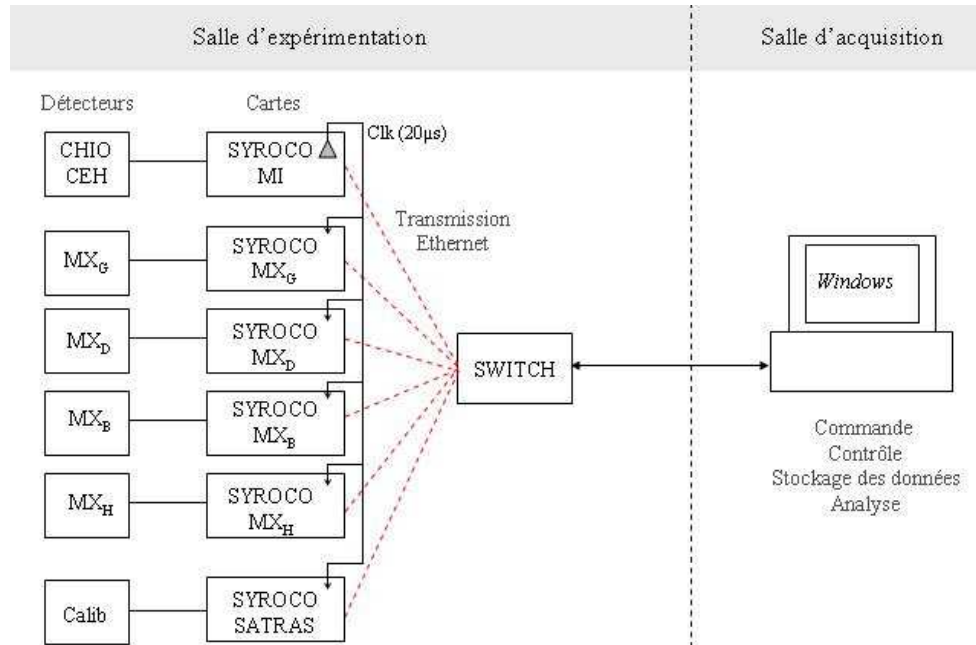


Figure 3-29 : Schéma de principe du système d'acquisition

Les données traitées dans les cartes SYROCO sont envoyées par une liaison Ethernet Gigabit vers un ordinateur placé en salle d'acquisition.

Le cycle de mesure (figure 3-30) est découpé en temps élémentaires T_e . Ce temps a été fixé à $20\mu s$. Ce choix est basé sur plusieurs compromis :

- o Le cahier des charges impose une résolution spatiale de 100 pixels avec un balayage à 420Hz. Ainsi, pour avoir 100 points sur un aller (effectué en 1,2ms), il faudrait un échantillonnage de $12\mu s$.
- o La donnée de sortie est la carte de fluence. Les mesures élémentaires vont donc être sommées pour obtenir la fluence totale déposée en un pixel. Or, à chaque mesure élémentaire correspond un bruit électronique, qui sera donc aussi sommé. Le temps élémentaire ne doit donc pas être trop court, de façon à minimiser le nombre de mesure à sommer entre elles et ainsi augmenter le rapport signal sur bruit.
- o Enfin, le temps de dérive maximal des ions dans la chambre d'ionisation a été estimé à $62\mu s$. En prenant un temps élémentaire trop court, les charges créées par un ion incident n'auront pas le temps d'atteindre l'électrode de mesure avant la fin de l'intégration du courant.

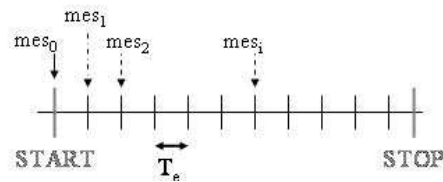


Figure 3-30 : Cycle de mesure du système d'acquisition de données

Un point de mesure représente l'ensemble des données issues des différents détecteurs (CHIO, capteurs Hall, Moniteur X et dispositif de calibration le cas échéant) intégrées sur le temps élémentaire, et datées par un même numéro d'événement (i) pour pouvoir être corrélées lors de l'analyse. La datation des événements est obtenue en incrémentant un compteur d'événement au rythme de l'horloge unique, implantée sur la carte MI, et redistribuée sur les 6 cartes de façon synchrone. Chaque carte fournit, toutes les 20 μ s, une donnée de sortie codée dans un buffer construit sur un schéma commun : un numéro de carte (codé sur 16bits), le numéro de l'événement (32bits), le nombre de mots de 16bits qui composent la donnée utile (16bits), puis cette donnée utile. Cette dernière est spécifique à chaque carte, comme nous allons le voir dans les paragraphes suivants.

2 Carte MI

La carte MI est utilisée pour acquérir les données issues de la chambre d'ionisation, mais aussi les données issues des capteurs à effet Hall.

Les signaux des capteurs Hall sont simplement numérisés par un ADC 16bits, 250kHz (ADS7815, [DAT-ADS]). Deux mots de 16bits sont donc obtenus, un pour l'échantillonnage d'une tension proportionnelle au champ magnétique servant à la déviation horizontale du faisceau (B_x) et un pour l'échantillonnage de la tension proportionnelle au champ magnétique correspondant à la déviation verticale du faisceau (B_y).

Les courants issus de la chambre d'ionisation (électrode de mesure et anneau de garde) sont dans un premier temps envoyés sur des intégrateurs de courant (ACF2101 [DAT-ACF]). Ce circuit, dont le schéma d'implantation est montré sur la figure 3-31, est constitué d'un amplificateur opérationnel monté en intégrateur par l'intermédiaire d'une capacité ($C_{INTERNAL}$). Ainsi, la tension de sortie (V) est proportionnelle à la quantité de charges stockées dans la capacité d'intégration ($V = Q/C_{INTERNAL}$).

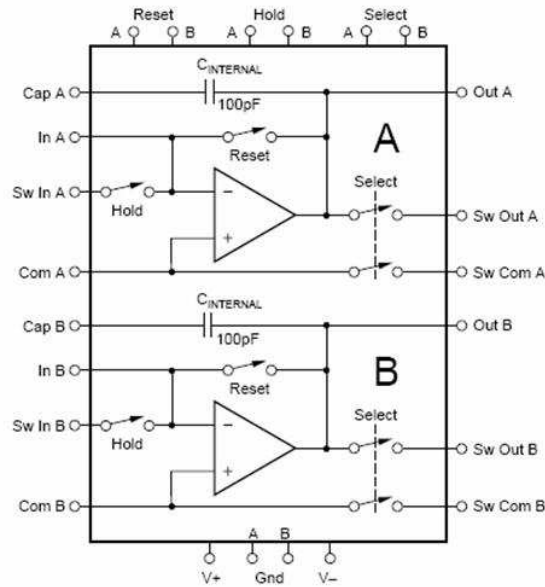


Figure 3-31 : Circuit ACF2101 comprenant deux modules d'intégration

Deux interrupteurs (*HOLD* et *RESET*) commandent le fonctionnement du circuit suivant un cycle bien déterminé, précisé sur la figure 3-32 :

- o Mode « *HOLD* » : les deux interrupteurs sont ouverts. Dans ce cas, tout est figé, les charges présentes dans la capacité y restent donc stockées.
- o Mode « *INTEGRATE* » : l'interrupteur *RESET* ouvert et l'interrupteur *HOLD* fermé. Pendant ce cycle, le courant d'entrée débite dans la capacité d'intégration, cette dernière se charge progressivement. La durée de ce mode est fixée à 20 μ s.
- o Mode « *RESET* » : l'interrupteur *HOLD* est ouvert tandis que l'interrupteur *RESET* est fermé. Cette configuration permet la remise à zéro du signal de sortie car la capacité d'intégration peut se décharger. Cependant, pendant ce mode de remise à zéro, les capacités de stockage placées en entrée du circuit continuent de se charger, assurant ainsi qu'il n'y ait aucune perte.

Ces interrupteurs sont contrôlés par un code VHDL implanté dans le FPGA.

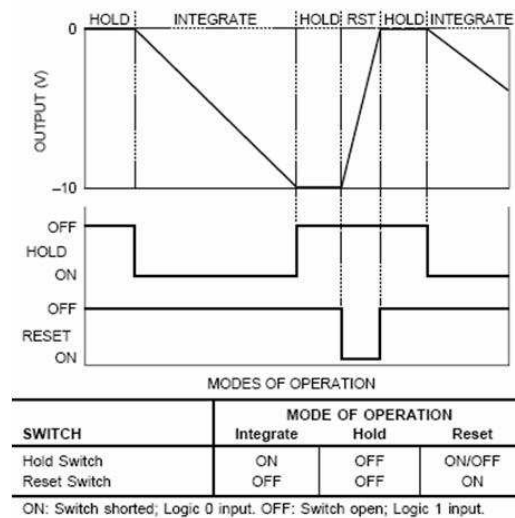


Figure 3-32 : Fonctionnement des intégrateurs de courant AF2101

La donnée utile à récupérer est la valeur des tensions intégrées en $20\mu\text{s}$ sur le signal de mesure (Sig) et sur le signal de référence (Ref). L'échantillonnage se fait pendant le mode HOLD avec les mêmes convertisseurs analogique – numérique que pour les signaux des capteurs à effet Hall (ADS7815, 16bits, 250kHz [DAT-ADS]). Ces convertisseurs 16 bits codent des signaux entre -2,5V et +2,5V. Nous aurons donc la conversion bins/tension donnée

$$\text{par : } 1\text{bin} = \frac{5V}{65536} = 76,3\mu V.$$

La donnée de sortie utile de la carte MI contient donc 4 mots codés sur 16bits : B_x , B_y , Sig et Ref. Le buffer de sortie est composé comme le montre la figure 3-33 :

Buffer de sortie de la carte MI (128bits)						
N° Carte	N° Événement	Nb mots(4)	B_x	B_y	Sig	Ref

Figure 3-33 : Composition du buffer de sortie de la carte SYROCO MI

Le taux d'acquisition de la carte MI est de 128bits par tranches de $20\mu\text{s}$ soit un taux fixe de 0,8Mo/s.

Enfin, la carte SYROCO MI contient les composants nécessaires à la gestion de l'horloge qui synchronise toutes les cartes entre elles et permet de dater les événements. Cette horloge est distribuée sur les autres cartes SYROCO par l'intermédiaire d'un bus de communication parallèle. Les compteurs d'événements de chaque carte sont incrémentés à chaque front montant de l'horloge.

3 Cartes MX

Les cartes MX servent à numériser les signaux de sortie des compteurs proportionnels. Chaque compteur est tout d'abord relié à un préamplificateur de charges délivrant un échelon de tension dont l'amplitude est proportionnelle à la quantité de charges collectées sur les électrodes de mesure. Or, la quantité de charges collectées est proportionnelle à l'énergie déposée dans le gaz du compteur proportionnel et donc à l'énergie du photon X ayant interagit dans l'enceinte du détecteur. L'amplitude des échelons de tension signe donc l'énergie du photon incident. Le nombre de photons X issus de la fluorescence du cuivre (d'énergie 8,9keV) est proportionnel au nombre d'ions ayant traversé le Moniteur X.

Le but du Moniteur X est de comparer le nombre de photons X de fluorescence détectés dans chaque compteur proportionnel. Pour cela, il faut pouvoir identifier, parmi tous les photons détectés, ceux provenant de la fluorescence des atomes de la feuille de Cuivre, c'est-à-dire, ceux ayant une énergie de 8,9keV. Le traitement des données consiste donc, pour chaque échelon de tension détecté, à relever son amplitude pour pouvoir tracer un histogramme en amplitude des impulsions de sortie des préamplificateurs.

Pour cela, le signal de sortie du PAC envoyé en entrée de la carte SYROCO MX est numérisé à l'aide d'un convertisseur analogique – numérique 14bits, 80MHz (AD9245, [DAT-AD9]). La mise en forme de ces signaux est faite de façon entièrement numérique : un algorithme est implanté dans le FPGA de la carte SYROCO. Plusieurs étapes sont nécessaires :

- o **Mise en forme des signaux** : un filtre trapézoïdal est appliqué aux échelons pour obtenir des impulsions rapides (de l'ordre de la μ s). Comme illustré sur la figure 3-34, l'échantillon n du signal filtré correspond à la différence entre deux moyennes de longueur fixe (16 échantillons), espacées d'un nombre d'échantillons donné (20). La figure 3-35 montre le résultat obtenu par cette méthode en filtrant un échelon d'amplitude 1 et de temps de montée 150ns. Le dimensionnement de ce filtre a été réalisé par simulation. Il s'agissait de minimiser l'écart type sur la distribution des maxima obtenus en filtrant un signal composé d'échelons de tension.

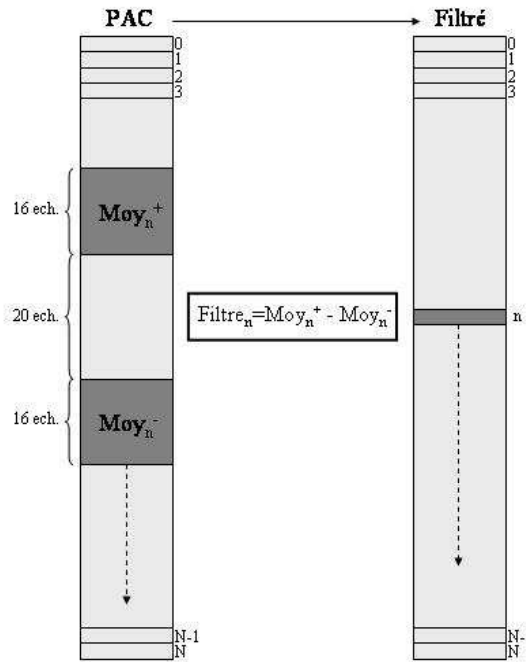


Figure 3-34 : Principe du filtre trapézoïdal utilisé pour la mise en forme des signaux PAC

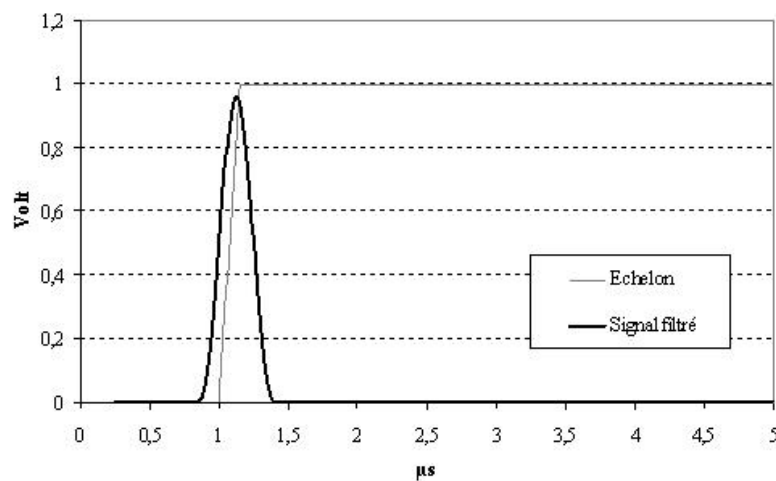


Figure 3-35 : Echelon de tension mis en forme avec le filtre trapézoïdal

- o **Restauration de la ligne de base** : Quand le taux de photons détectés est élevé devant les constantes de temps des impulsions de sortie des PAC, le phénomène d'empilement peut apparaître. Le graphique en haut de la figure 3-36 illustre une mesure faite à l'oscilloscope du signal de sortie d'un PAC relié à l'un des compteurs proportionnels.

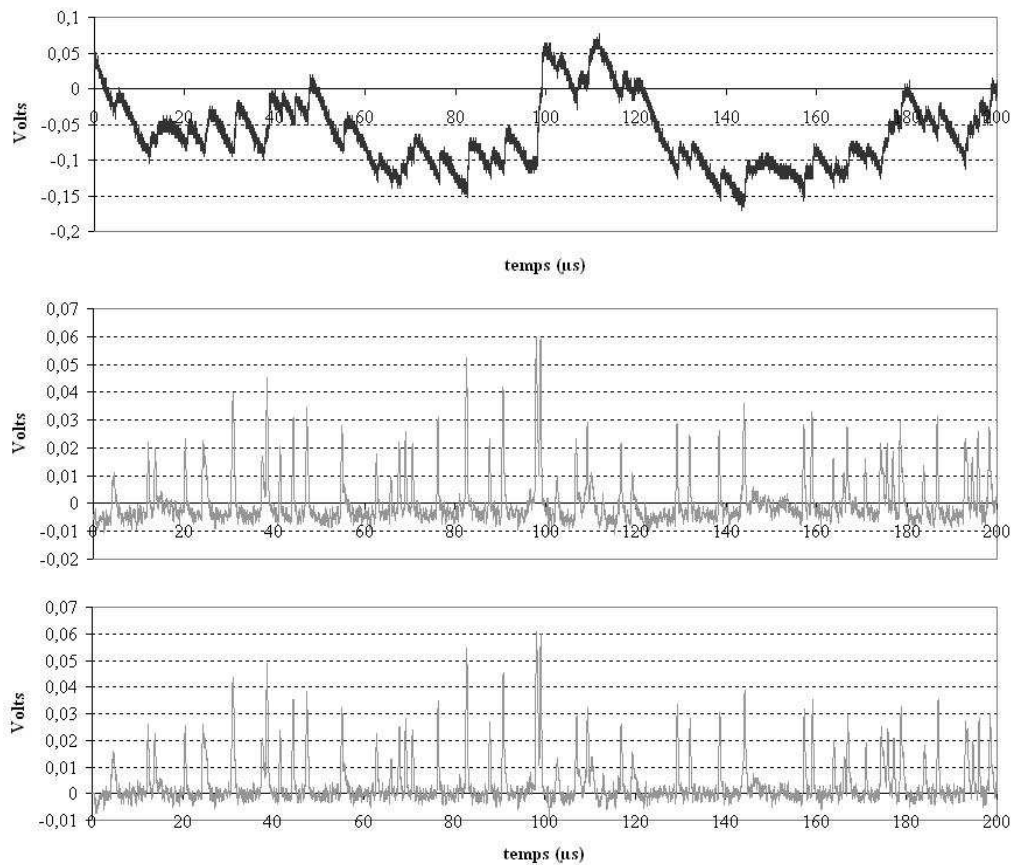


Figure 3-36 : Correction de la ligne de base après mise en forme des signaux

La source de rayonnement utilisée est un générateur de rayons X, muni d'une plaque de cuivre de $50\mu\text{m}$ placée juste à la sortie. Environ 2.10^5 photons sont détectés par seconde. En cas d'empilement, les impulsions obtenues par le filtrage subissent une déviation de la ligne de base, qui peut donc entraîner une erreur dans la détermination du maximum. Le graphique central de la figure 3-36 illustre le résultat du filtrage sur les signaux précédents. La ligne de base subie des variations pouvant atteindre 5mV, ce qui correspond à 10% de l'amplitude moyenne des impulsions. Sans correction, l'erreur de 5% se répercute sur la valeur du maximum détectée et donc sur l'énergie que l'on associera à cette impulsion. La correction consiste à évaluer l'évolution moyenne de la ligne de base et à soustraire ce signal moyen au signal filtré. Cette méthode fonctionne car les variations subies par la ligne de base sont lentes. Le troisième graphique illustre le résultat de la correction de la ligne de base : elle est centrée en zéro, avec des variations minimales par rapport aux amplitudes des signaux.

- o **Détection des pics et des maxima** : le signal étant mis en forme et la ligne de base étant corrigée, le but est de détecter le maximum de chacune des impulsions détectées

pendant les 20 μ s. Le nombre d'impulsions détectées dépend du nombre de photons détectés dans le compteur proportionnel et donc du nombre d'ions incidents.

Le buffer de sortie de la carte SYROCO MX est donc de taille variable en fonction de l'intensité du faisceau. Les éléments communs à toutes les cartes sont présents (N° de carte, N° d'événement et nombre de mots 16bits contenant les données). Ensuite, N zones de 16bits contiennent les maxima de chaque impulsion détectée pendant le temps élémentaire de mesure T_e fixé à 20 μ s.

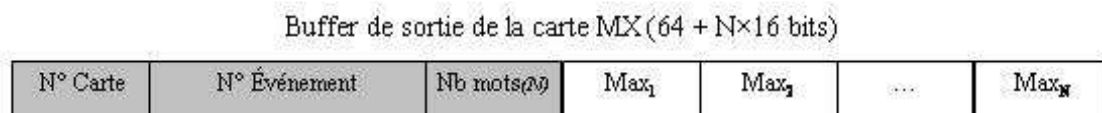


Figure 3-37 : Composition du buffer de sortie des cartes SYROCO MX

Le spectre en amplitude est construit en relisant les données depuis l'ordinateur de contrôle/commande. Le taux d'acquisition de cette carte peut être très variable et dépend du taux de comptage dans les compteurs proportionnels. Le taux minimum (une amplitude en 20 μ s) est de 0,5Mo/s.

4 Carte SATRAS

La carte SATRAS (Système d'Acquisition et de **TRA**itement des Signaux) est la carte fille reliée au tube PM pendant les phases de calibration de la chambre d'ionisation. Le principe de la calibration faite avec le tube PM est de compter le nombre d'ions ayant été stoppés dans le scintillateur pendant 20 μ s. Or, les amplitudes de sortie du tube PM sont proportionnelles à ce nombre d'ions. Il s'agit donc de relever ces amplitudes. Pour cela, deux étapes sont envisagées :

- o Numérisation du signal de sortie du tube PM.
- o Relevé des amplitudes de chaque impulsion détectée.

a Mode oscilloscope : numérisation 500MHz

Dans un premier temps, la carte fille fonctionne en mode oscilloscope : un convertisseur analogique digital haute fréquence permet de numériser les impulsions de sortie du PM à 500MHz, c'est-à-dire toutes les 2ns sur 12bits (composant ADS5463, [DAT-ADS5]). Ce mode de fonctionnement est différent des autres du point de vue de la transmission: les données sont simplement envoyées par paquet de 2020 échantillons. Ainsi, elles peuvent être relues et analysées dans l'ordinateur de contrôle/commande. Il est possible de visualiser le

signal par fenêtres de $4\mu\text{s}$ ($2020\text{échantillons} \times 2\text{ns}$). La figure 3-38 illustre les signaux enregistrés avec un faisceau de ^{36}S à $11,37\text{A.MeV}$. L'intensité moyenne du faisceau était de $1,4.10^7\text{pps}$. Les impulsions visualisées ici ont un temps de décroissance de l'ordre de 20ns .

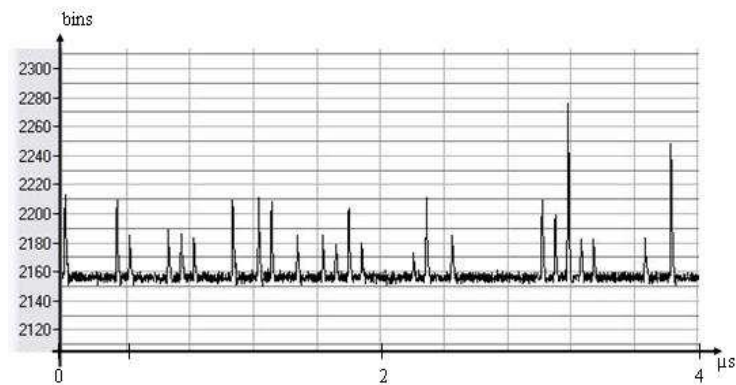


Figure 3-38 : Numérisation par la carte SATRAS en mode oscilloscope

Ce mode de fonctionnement offre les mêmes possibilités qu'une visualisation à l'oscilloscope numérique 500MHz . Cependant, les données visualisées sont toutes accessibles car stockées dans l'ordinateur. Un traitement de ces données, qui est détaillé au chapitre 4, permet de déterminer des valeurs d'intérêt pour la seconde étape de la calibration : le mode comptage.

b Mode comptage : comparateurs à seuils

Ce second mode de fonctionnement permet, par l'intermédiaire de comparateurs à seuils, de confronter les amplitudes des impulsions de sortie du tube PM à huit seuils numériques réglés par l'utilisateur. Les valeurs de ces seuils sont déterminées grâce à l'analyse des données acquises pendant la phase de numérisation expliquée précédemment. La carte contient donc 8 comparateurs à seuils réglables par lesquels passe le signal. C'est le résultat de ces comparaisons qui fournit la donnée utile codée sur 16bits : le nombre d'ions ayant traversé le détecteur par tranche de $20\mu\text{s}$. Le buffer de sortie de la carte SATRAS en mode comptage est construit sur le schéma commun aux cartes SYROCO, et contient un nombre fixe de données codées sur 80bits (figure 3-39).

Buffer de sortie de la carte SATRAS en mode comptage (80bits)

N° Carte	N° Événement	Nb mots(1)	N_{ions}
----------	--------------	------------	-------------------

Figure 3-39 : Buffer de sortie de la carte SATRAS en mode comptage

Le taux d'acquisition de cette carte est donc de 80bits par $20\mu\text{s}$ soit $0,5\text{Mo/s}$.

5 Commande / Contrôle

Toutes les données issues des cartes SYROCO sont envoyées par liaison Ethernet à l'ordinateur de contrôle/commande. Cet ordinateur est utilisé à plusieurs fins :

- o Contrôle/commande de l'acquisition : il s'agit d'envoyer les données utiles aux cartes SYROCO pour l'acquisition et le traitement. Pour cela, une interface a été développée sous LabCVI-NI. Elle permet de fixer le temps de l'acquisition, le nom du fichier dans lequel l'utilisateur souhaite sauvegarder les données, le mode d'utilisation de la carte SATRAS (oscilloscope ou comptage) et les 8 seuils dont la carte SATRAS a besoin pour fonctionner en mode comptage (figure 3-40).
- o Stockage des données : les données contenues dans les buffers de sortie des cartes sont sauvegardées dans des fichiers texte sur le disque dur de l'ordinateur. Un fichier par carte SYROCO est créé : un fichier MI, quatre fichiers MX et un fichier SATRAS. Les fichiers MI et SATRAS ont une taille proportionnelle au temps d'acquisition car les taux d'acquisition sont fixes. Les tailles des fichiers MX varient en fonction du taux de comptage. Les acquisitions pouvant varier de 25s à 250s, les fichiers MI varient de 20Mo à 200Mo. Les fichiers SATRAS ont une taille qui varie de 12,5Mo à 125Mo.
- o Analyse des données : les données stockées dans les fichiers sont relues et analysées par le programme de contrôle/commande réalisé sous LabCVI-NI. Des boutons présents sur la fenêtre d'acquisition permettent d'accéder aux utilitaires d'analyse des données (calibrations, visualisation des signaux ou créations des cartes de fluence).

V Conclusion

Les lignes de la salle D1 au GANIL délivrent un faisceau balayé. Ceci nous a conduit à opter pour un contrôle de ce faisceau basé sur une localisation du spot corrélée à une mesure du débit d'ions. Ces mesures sont faites à intervalles de temps réguliers ($T_e = 20\mu s$) et de façon synchrone.

La réalisation du moniteur faisceau adapté au cahier des charges de DOSION est passée par le développement d'un prototype IBIS, composé de différents systèmes menant parfois à une même information. Cette stratégie permet de tester plusieurs détecteurs et plusieurs techniques pour ne retenir que les solutions répondant au mieux au cahier des charges.

Ainsi, la localisation du spot faisceau au cours du temps est une mesure testée sur deux dispositifs différents : une mesure indirecte donnée par des capteurs Hall placés à proximité

des aimants de balayage et une mesure directe grâce au Moniteur X. Ce dispositif est constitué d'une feuille mince de cuivre placée sur la trajectoire faisceau. Au passage des ions, les photons X émis par fluorescence sont détectés par quatre compteurs proportionnels placés autour de cette feuille. La comparaison du taux de comptage relevé dans chaque compteur permet de remonter à la position du spot. Les résultats concernant ce dispositif de localisation seront présentés au chapitre suivant.

La mesure du débit d'ions est effectuée à l'aide d'une chambre d'ionisation à électrodes parallèles développée au LPC Caen. Cette chambre d'ionisation, d'épaisseur équivalente eau de 42 μ m, permet un contrôle du débit d'ions à $\pm 4\%$.

La synchronisation de ces mesures est réalisée par le système d'acquisition numérique qui permet de dater tous les événements issus de chaque détecteur en référence à une horloge commune. Le traitement entièrement numérique des données permet un taux d'acquisition rapide et une transmission par liaison Ethernet.

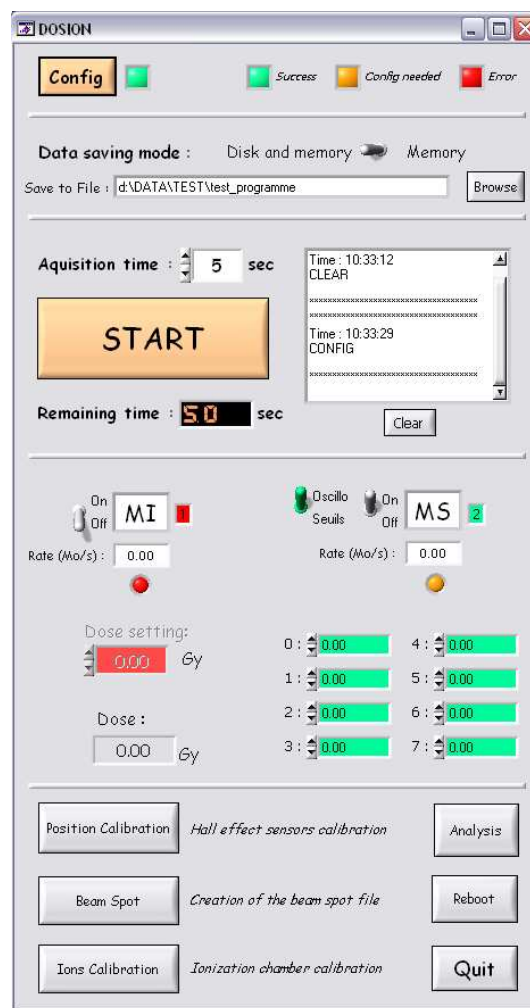


Figure 3-40 : Interface de contrôle/commande développée sous LabCVI

Chapitre 4 Les performances du dispositif

Ce chapitre a pour but d'exposer les performances de DOSION en tant que dispositif de contrôle faisceau dédié à fournir des cartes de fluence pendant les expériences de radiobiologie menées en salle D1 au GANIL. Pour cela, les résultats des différents dispositifs testés au sein du prototype sont présentés et comparés dans ce chapitre. Ces résultats permettent de conclure sur la version du moniteur faisceau répondant au mieux au cahier des charges du projet DOSION. Les choix à faire pour passer du prototype IBIS au moniteur final DOSION concernent trois points principaux :

- o La mesure de localisation, qui peut être effectuée soit par le Moniteur X soit par les capteurs à effet Hall.
- o Le type de scintillateur utilisé pour le dispositif de calibration : un liquide ou un plastique.
- o L'objectif associé à la caméra dans le dispositif d'imagerie utilisé pour la calibration : conventionnel (orthocentrique) ou télécentrique.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons les performances de localisation du Moniteur X et les raisons pour lesquelles ce dispositif n'a pas été retenu pour équiper DOSION. La seconde partie est consacrée à la calibration de la chambre d'ionisation utilisée pour mesurer le débit d'ions. La calibration des capteurs à effet hall est détaillée dans la troisième partie de ce chapitre. Ces deux parties sur les calibrations permettent de conclure quand au type de scintillateur et à l'objectif choisi pour DOSION. Ensuite, les résultats concernant les cartes de fluence seront présentés dans la quatrième partie : la méthode de reconstruction ainsi que les résultats et les analyses des différentes cartes obtenues dans des conditions typiques du cahier des charges. Enfin, nous verrons les évolutions et les perspectives qui peuvent être envisagées.

I Localisation par le Moniteur X

Les capteurs Hall présentés au chapitre précédent permettent une mesure de localisation relative, c'est-à-dire dépendante des réglages faisceau. Les signaux mesurés en sortie du circuit sont très peu bruités. Ainsi, la localisation du spot est obtenue avec une incertitude de l'ordre de 150 μ m. Le Moniteur X a l'avantage d'être un capteur de position absolue.

Cependant, pour déterminer le moyen le plus efficace pour localiser le spot faisceau, il reste à étudier ses performances en terme de précision.

1 Principe de la mesure de localisation

Le principe de la mesure par le Moniteur X repose sur une comparaison des différents comptages relevés dans les quatre compteurs proportionnels placés autour de la feuille de cuivre. Ces compteurs proportionnels seront notés Gauche, Droit, Bas et Haut, pour leurs positions référencées faisceau dans le dos. La position $(\tilde{x}, \tilde{y})$ du spot faisceau est calculée par reconstruction barycentrique selon:

$$\tilde{x} = \frac{Droit - Gauche}{Droit + Gauche}$$

$$\tilde{y} = \frac{Haut - Bas}{Haut + Bas}$$

Équation 4-1 : Détermination des positions estimées par les comptages

Ou Gauche, Droit, Haut et Bas sont le nombre de coups relevés dans le spectre issu de l'irradiation étudiée.

$\tilde{x}$ et $\tilde{y}$ sont des positions estimées car la calibration n'est pas prise en compte à ce stade.

Pour compter le nombre de photons mesurés par chaque compteur, les spectres en amplitudes des impulsions de sortie des préamplificateurs de charges sont reconstruits grâce aux cartes d'acquisition MX. Seulement, la précision obtenue sur la position reconstruite dépend de la statistique. Si on utilise les données acquises sur 20 μ s, il n'y aura évidemment pas assez de coups dans chaque compteur pour reconstruire une position avec une précision raisonnable. Pour augmenter la statistique, l'idée est de regrouper un certain nombre de mesures prises sur 20 μ s. Le champ d'irradiation est divisé en un nombre de pixels donné. Le faisceau étant balayé à grande vitesse, sur une irradiation complète (25 secondes au minimum), chaque pixel sera parcouru plusieurs fois par le spot. Ainsi, il est possible de cumuler les données issues de chaque compteur à chaque passage du faisceau sur un pixel. On construit ainsi des spectres dits conditionnés : quatre spectres par pixel (Gauche, Droit, Bas et Haut).

Pour appliquer cette méthode de construction de spectres conditionnés, il faut trouver un moyen de repérer le passage du faisceau sur chaque pixel, de façon à accéder aux bonnes informations concernant les compteurs proportionnels. Pour cela, les capteurs à effet Hall peuvent être utilisés. Aucune calibration n'est nécessaire, la seule information utilisée est le fait qu'un couple de valeurs (B_x, B_y) correspond à une position unique dans le champ irradié. Il

est donc possible de relier chaque pixel du champ d'irradiation à un couple d'intervalle en valeurs B_x et B_y . Ainsi, un spectre conditionné par un pixel sera reconstruit en cumulant toutes les données dont les mesures de champs magnétiques sont comprises dans ces intervalles.

Nous rappelons que le système d'acquisition fonctionne à la cadence de $20\mu s$. Pour chaque mesure élémentaire de $20\mu s$, toutes les données issues des détecteurs sont synchronisées par une numérotation cadencée par une horloge distribuée sur toutes les cartes d'acquisition. Ainsi, la procédure utilisée pour la mesure, schématisée sur la figure 4-1, est la suivante :

- o Le champ d'irradiation est découpé en pixels, référencés à des intervalles de valeurs de champs magnétiques. Ces pixels sont reconnus par une ligne (l) et une colonne (c).
- o Les données acquises sont numérotées en synchronisation. Nous appellerons donc événement, l'ensemble des données d'intérêt mesurées à l'instant i , c'est à dire:
 - ✓ les valeurs de champs magnétiques B_x et B_y mesurées à l'instant numéro i .
 - ✓ les données issues des cartes MX pour les compteurs proportionnels gauche (G), droit (D), bas (B) et haut (H). Ces données correspondent aux amplitudes de toutes les impulsions enregistrées pendant les $20\mu s$ de la mesure i .
- o Pour chaque événement, les valeurs B_x et B_y sont utilisées pour remonter au pixel correspondant (l,c).
- o Les quatre spectres conditionnés correspondants à ce pixel sont ensuite incrémentés avec les données G, D, B et H.

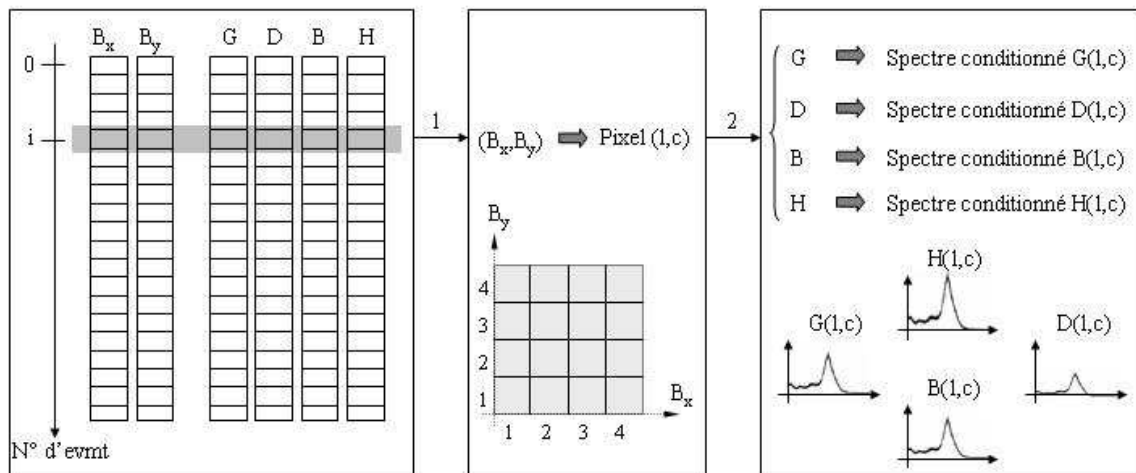


Figure 4-1 : Procédure de construction des spectres conditionnés par le balayage faisceau

Ainsi, pour chaque pixel, quatre spectres sont reconstruits en fonction des données acquises sur toute la durée de l'irradiation. La reconstruction barycentrique des positions de chaque pixel peut donc être faite en comptant le nombre de coups dans les quatre spectres conditionnés correspondants. Quand le Moniteur X est calibré, la relation entre la position

ainsi estimée ($\tilde{x}$) et la position absolue (x) est connue. Le Moniteur X devient donc un capteur de position absolue.

2 Résultats

La localisation par le Moniteur X est testée avec un faisceau de ^{13}C à 11,12A.MeV. Un champ d'irradiation de 3cm de côté est créé grâce aux réglages des balayages, des fentes et des steerers de la ligne. Le champ est découpé en 36 pixels de 5mm de côté.

Les conditions d'irradiation sont les suivantes :

- o Faisceau de ^{13}C à 11,12A.MeV (154keV/ μm dans l'eau).
- o Débit de dose moyen de 0,36Gy/s, soit une intensité moyenne de $7,8 \cdot 10^6$ pps.
- o Temps d'irradiation de 60 secondes.
- o Cinq irradiations consécutives.

La figure 4-2 illustre la position absolue du champ d'irradiation dans la pièce. La référence des positions absolues est l'axe faisceau, au centre de la feuille de cuivre du Moniteur X.

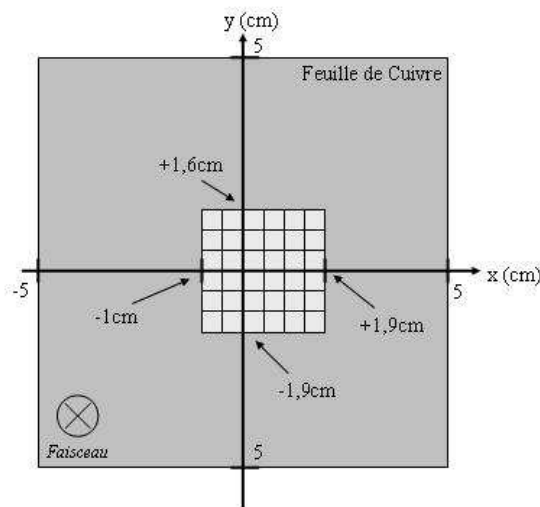


Figure 4-2 : Position absolue du champ d'irradiation créé pour le test du Moniteur X

Les mesures des capteurs à effet Hall permettent de déterminer les valeurs maximales et minimales des deux champs magnétiques et ainsi de définir les intervalles en position correspondants aux 36 pixels qui divisent le champ d'irradiation.

Les spectres conditionnés par ce balayage sont reconstruits par la méthode exposée précédemment. Les figures 4-3 et 4-4 illustrent, pour deux pixels du champ d'irradiation, les quatre spectres conditionnés calculés, ainsi que le nombre de coups relevés dans chacun des spectres (mesurés avec une incertitude de 0,8%).

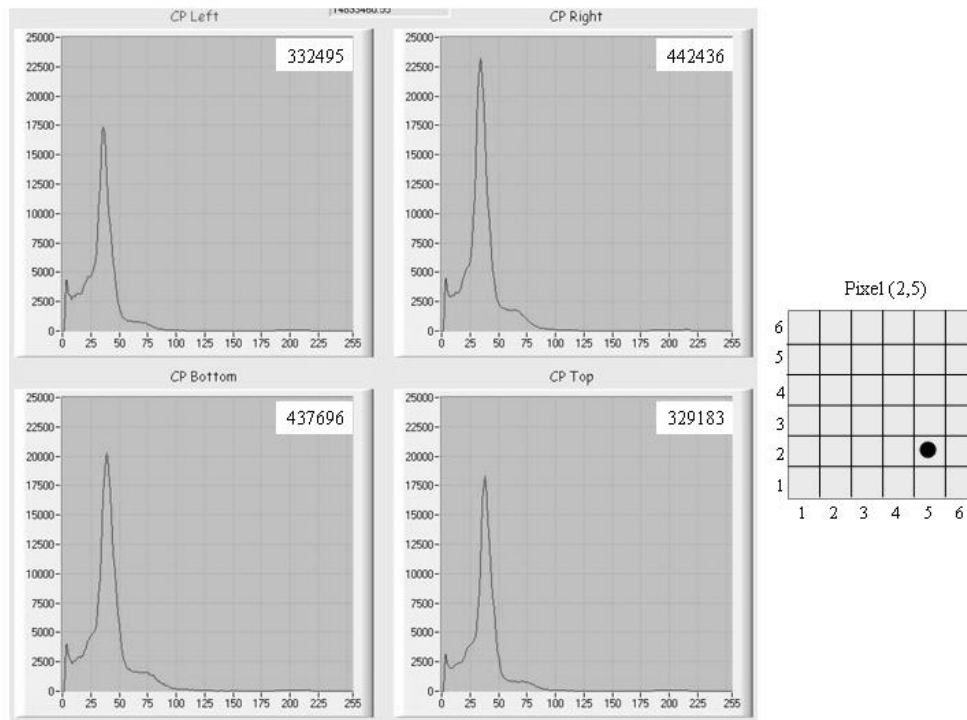


Figure 4-3 : Spectres conditionnés reconstruits pour le pixel (2,5)

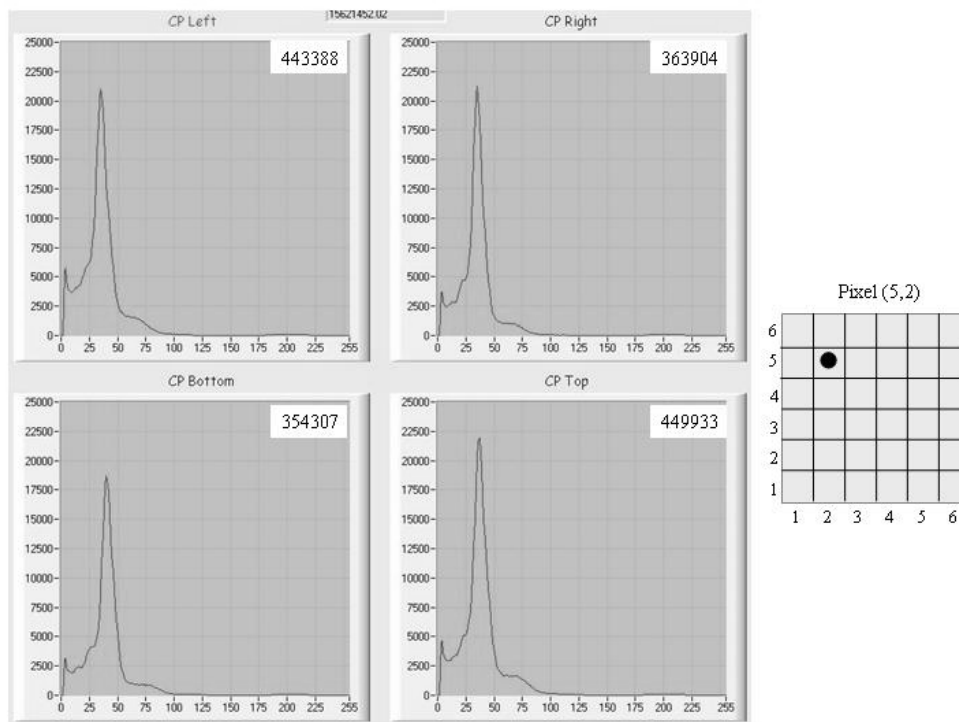


Figure 4-4 : Spectres conditionnés reconstruits pour le pixel (5,2)

Les comptages sont en accord avec les positions des deux pixels. En effet, pour le pixel (2,5) par exemple, le compteur Gauche a détecté moins de photons (332495 coups) que le compteur Droit (442436 coups). De plus, en passant du pixel (2,5) au pixel (5,2), le comptage dans le

compteur Gauche a augmenté, en passant à 443388 coups, à l'inverse du comptage dans le compteur Droit qui n'est plus que de 363904 coups.

Pour la reconstruction des positions de chaque pixel, les spectres conditionnés sont normalisés par rapport au comptage de la CHIO, pour s'affranchir des éventuelles variations spatiales de fluence. La figure 4-5 montre le résultat de cette localisation sur une des cinq irradiations testées. Le maillage gris correspond aux positions absolues des 36 pixels. Les points sont les résultats des positions reconstruites. Ils devraient donc être exactement au centre de chaque pixel.

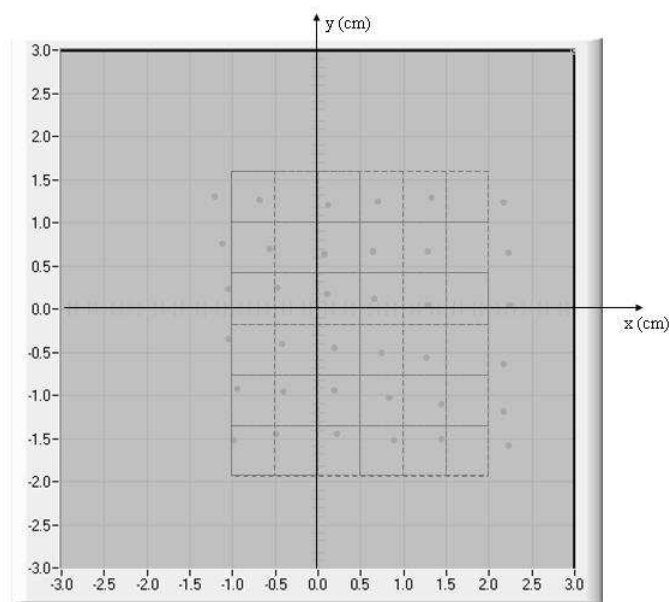


Figure 4-5 : Résultat de la reconstruction avec le Moniteur X

Il apparaît que la reconstruction effectuée est soumise à une déviation par rapport à la position absolue. La déviation maximale est de 2mm sur la position horizontale (x) et de 0,7mm sur la position verticale (y). Cette erreur est moins prononcée au centre du champ d'irradiation que sur les bords. Il serait possible d'envisager une méthode de correction de cette erreur absolue. Pour évaluer l'incertitude sur la mesure de position, les cartes des cinq irradiations successives sont reconstruites et superposées. La figure 4-6 représente la superposition spatiale des cinq reconstructions.

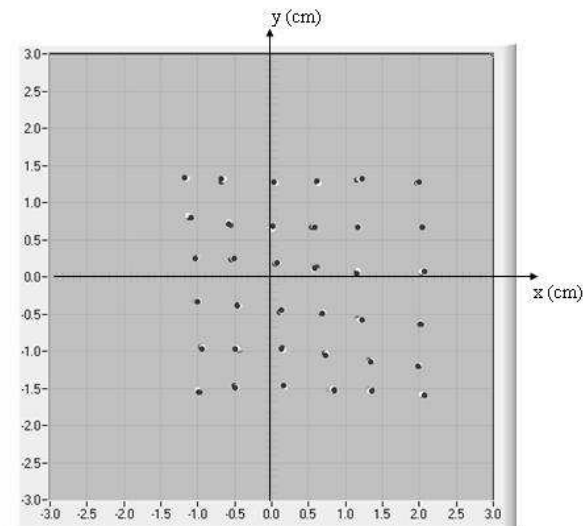


Figure 4-6 : Superposition de cinq reconstructions d'irradiations identiques

L'incertitude est très faible, principalement grâce à la grande statistique de comptage. L'incertitude est mesurée à $178\mu\text{m}$ sur la position horizontale (x) et $124\mu\text{m}$ sur la position verticale (y). Ces incertitudes sont mesurées sur 36 pixels pour des irradiations de 60 secondes, à $0,36\text{Gy/s}$. Le comptage dans chaque spectre conditionné est de l'ordre de 400 000 coups. Avec moins de statistique, l'incertitude augmente et vice versa. Dans les conditions présentées ici, le Moniteur X présente donc une très bonne incertitude de mesure.

3 Bilan sur la localisation par le Moniteur X

Ces tests ont montré que les performances de localisation du Moniteur X ne sont a priori pas meilleures que l'utilisation seule des capteurs à effet Hall. De plus, l'utilisation du détecteur est plus lourde techniquement car il faut mettre les compteurs proportionnels en gaz, et il mobilise 4 cartes SYROCO. Enfin, la présence du Moniteur X sur la ligne augmente l'épaisseur équivalente eau du moniteur au complet. En effet, 4cm d'air et $17\mu\text{m}$ de cuivre correspondent à une épaisseur équivalente eau d'environ $200\mu\text{m}$. Pour toutes ces raisons, il est choisi d'utiliser les capteurs à effet Hall pour localiser le spot faisceau avec DOSION.

Le seul inconvénient de ces capteurs comparé au Moniteur X est le fait qu'ils fournissent une mesure relative à la position initiale du faisceau sans balayage. Comme il a déjà été évoqué, si une alimentation d'un élément dévie, cette position peut être modifiée sans que la mesure ne change. Aucun diagnostic n'est alors possible avec DOSION. Cependant, nous savons par expérience que ce type de panne est très rare et le plus souvent mis en évidence par les

diagnostics présents sur la ligne. De plus, une telle panne impliquerait le plus souvent une déviation si grande que le faisceau sortirait du champ d'irradiation.

II Calibration de la chambre d'ionisation

Cette calibration consiste à relier la mesure de la CHIO, c'est-à-dire la quantité de charges collectées sur l'électrode de mesure, au nombre d'ions ayant traversé le détecteur. Trois méthodes sont envisagées. La première consiste à compter les ions de façon absolue à l'aide du dispositif de calibration (scintillateur + tube PM) et à comparer les données de la CHIO avec celles du PM événement par événement. Quand les conditions requises pour effectuer ce comptage absolu ne sont pas remplies, une seconde méthode, dite automatique, permet alors de calibrer la CHIO événement par événement. La troisième méthode consiste à utiliser la méthode de comptage absolu, mais en comparant les données CHIO et PM de façon intégrale, c'est-à-dire en cumulant ces données sur des temps longs par rapport à 20 μ s.

1 Erreur de traînage

La chambre d'ionisation mesure la quantité de charges collectées sur l'électrode de mesure pendant 20 μ s. Dans une gamme de débit de dose allant de 5mGy/s à 1,6Gy/s, nous avons vu que cette quantité est proportionnelle au nombre d'ions incidents à $\pm 4\%$ près. Cependant, cette proportionnalité est vraie seulement si la mesure de la quantité de charges est intégrée sur un temps assez long devant le temps de collection des charges.

Lorsque la CHIO est alimentée à 4kV, l'équation 3-1 du précédent chapitre permet d'évaluer le temps de dérive maximal des ions dans le détecteur à 62 μ s. Avec le système d'acquisition développé, les mesures sont effectuées et datées toutes les 20 μ s. La quantité mesurée par la CHIO en 20 μ s ne correspond donc pas exactement au nombre d'ions ayant traversé le détecteur pendant ce même temps car toutes les charges créées n'ont pas eu le temps d'atteindre l'électrode de mesure. La mesure de la CHIO sur 20 μ s, c'est-à-dire la quantité de charges collectées, dépend du nombre d'ions incidents selon l'équation suivante, modélisant ce que l'on appelle l'erreur de traînage :

$$CHIO[i] = k_0 + k_1 \cdot N_{ions}[i-1] + k_2 \cdot N_{ions}[i-2] + k_3 \cdot N_{ions}[i-3] + k_4 \cdot N_{ions}[i-4] + k_5 \cdot N_{ions}[i-5]$$

Équation 4-2 : Modélisation de l'erreur de traînage

Où $N_{ions}[i]$ est le nombre d'ions ayant traversé le détecteur pendant les $20\mu s$ de la mesure numéro i
 $CHIO[i]$ est la mesure CHIO à l'instant i
 les k_i sont les coefficients qui modélisent l'erreur de traînage.

NB : La mesure notée numéro i (multiple de $20\mu s$) est celle qui concerne les $20\mu s$ qui suivent l'instant i . Pour la CHIO, l'échantillonnage de la donnée en mode HOLD (voir la description du système d'acquisition) se fait au début des $20\mu s$. Ainsi, la mesure numéro i pour la CHIO correspond à la quantité de charges accumulées sur l'électrode de mesure pendant les $20\mu s$ qui précèdent l'instant i . La mesure numéro i du PM correspond au comptage du nombre d'ions ayant traversé le moniteur pendant les $20\mu s$ qui suivent l'instant i . Ainsi, le modèle ci-dessus de contient pas de coefficient associé à $N_{ions}[i]$.

La calibration de la CHIO événement par événement revient donc à déterminer les coefficients k_0 à k_5 . Cinq coefficients sont utilisés pour pouvoir couvrir une plage temporelle de $100\mu s$, couvrant ainsi le temps maximal de dérive théorique calculé à partir des mobilité des ions dans l'air ($62\mu s$).

L'erreur de traînage de la chambre d'ionisation est à prendre en compte uniquement en cas de corrélation de données acquises sur des temps courts par rapport au temps de dérive des ions dans le détecteur. Pour reconstruire les cartes de fluence, les irradiations varient entre 25 secondes et 250 secondes. De plus, la reconstruction est basée sur l'accumulation des données sur chaque pixel de la carte. Les vitesses de balayages impliquent que le champ soit balayé entièrement plus de 200 fois en 25 secondes d'irradiation. Les données seront donc assez cumulées pour ne pas avoir à corriger chaque mesure de l'erreur de traînage. La formule de modélisation du traînage peut donc être intégrée sur un temps t long par rapport au temps de dérive : on obtient alors une relation linéaire entre la mesure CHIO ainsi intégrée et le nombre d'ions intégrés sur le même temps : $\int_t CHIO = cste + A \cdot \int_t N_{ions}$.

Le coefficient A est alors la somme des coefficients de traînage k_1 à k_5 :

$$A = k_1 + k_2 + k_3 + k_4 + k_5$$

Équation 4-3 : Coefficient de calibration de la CHIO en fonction des coefficients de traînage

La constante représente donc le zéro de la mesure faite par la chambre d'ionisation. Ainsi, en contrôlant ce zéro pour corriger toutes les mesures, le nombre d'ions incidents sur un temps assez long devant $62\mu s$ est accessible directement par la division de la valeur donnée par la CHIO par le coefficient A :

$$CHIO_{\text{corrigée_zero}} = A.N_{\text{ions}}$$

Équation 4-4 : Coefficient de calibration de la CHIO

Ce coefficient A représente la quantité de charges créées dans la chambre d'ionisation par un ion incident. Il est donc aussi possible de calibrer la CHIO en effectuant une mesure longue, tout en connaissant le zéro du détecteur.

2 Méthode par comptage

La méthode prévue initialement pour calibrer la CHIO consiste à utiliser le dispositif de calibration pour compter directement le nombre d'ions de façon absolue.

Ce comptage absolu est effectué en utilisant le scintillateur couplé au tube PM. La carte d'acquisition associée, la carte SATRAS, est utilisée successivement dans les deux modes disponibles : le mode oscilloscope et le mode comptage.

a Mode oscilloscope : visualisation du signal et détermination des seuils

La carte SATRAS est dans un premier temps utilisée en mode oscilloscope. La numérisation à 500MHz permet alors de visualiser directement le signal de sortie du tube PM sur une fenêtre de 4µs. La figure 4-7 illustre une acquisition avec un faisceau d'ions ^{36}S à 11,37A.MeV. L'intensité moyenne est de 1.10^7 pps.

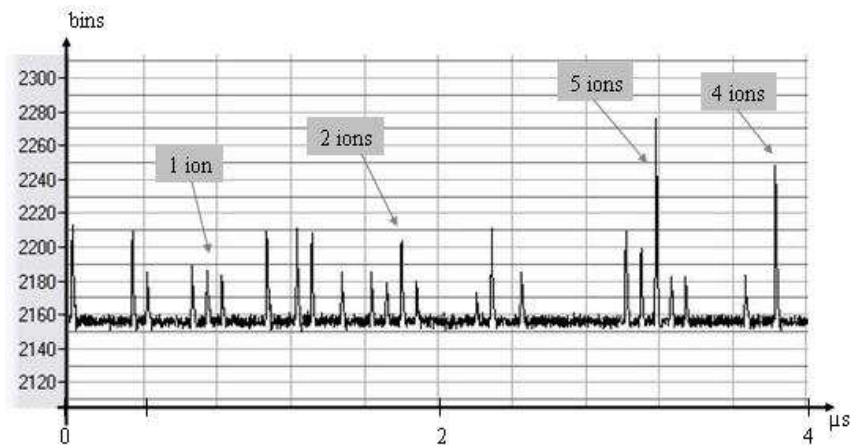


Figure 4-7 : impulsions de sortie du tube PM numérisées à 500MHz sur 4µs

Chaque impulsion électrique représente l'arrivée d'un paquet d'ions dans le scintillateur. En effet, le faisceau continu du GANIL est délivré par paquets, à une fréquence d'environ 13MHz, dépendante du type de faisceau (ion et énergie). Ainsi, chaque paquet d'ions, arrivant environ toutes les 77ns, peut comporter entre 0 et une dizaine d'ions. Chaque ion est supposé

avoir la même énergie en arrivant dans le scintillateur. Ainsi, l'amplitude des impulsions de sortie du tube PM est proportionnelle au nombre d'ions incidents. Chaque impulsion signe donc par son amplitude le nombre d'ions présents dans le paquet incident. Ceci se vérifie sur la mesure de la figure 4-7. La séquence de 4 μ s correspond à l'arrivée de 50 paquets (fréquence de 13MHz). Sur cet enregistrement, on compte 27 paquets ne contenant aucun ion, 13 paquets contenant 1 ion, 8 paquets contenant 2 ions, 1 paquet contenant 4 ions et 1 paquet contenant 5 ions. Ce comptage correspond donc à 38 ions en 4 μ s, soit $9,5 \cdot 10^6$ ions/s, ce qui concorde avec l'intensité moyenne annoncée à $1 \cdot 10^7$ pps.

Le but de la calibration est d'obtenir un comptage absolu du nombre d'ions incidents pendant un temps donné. Pour cela, les données visualisées en mode oscilloscope étant aussi sauvegardées numériquement, il est possible de construire l'histogramme en amplitude des impulsions enregistrées. La figure 4-8 représente l'histogramme en amplitude des impulsions acquises sur 5 secondes, dans les conditions précédentes.

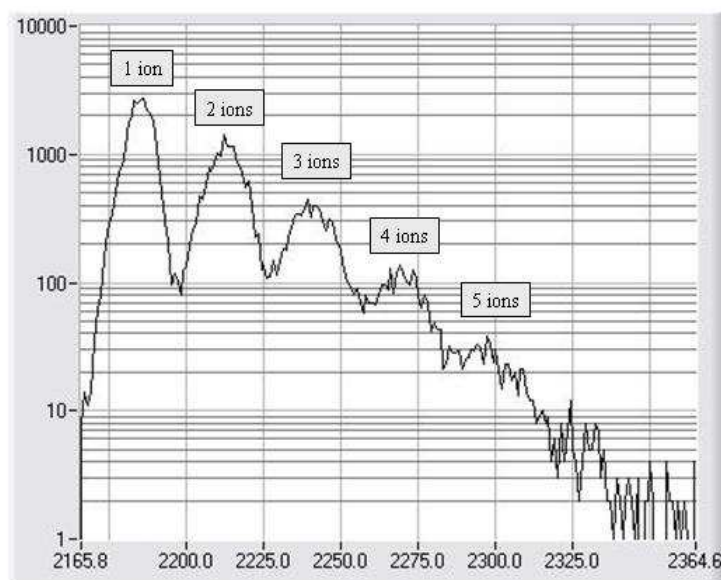


Figure 4-8 : Histogramme en amplitude (en bins) et discrimination en nombre d'ions

Cet histogramme permet de discriminer avec une très bonne précision les amplitudes correspondant à des paquets contenant entre 0 et 5 ions. Il est donc possible de déterminer des seuils en amplitude pour compter les ions. Dans l'exemple de la figure 4-8, une amplitude comprise entre 2165bins et 2192bins représente un ion, une amplitude entre 2256bins et 2290bins correspond à un paquet de 4 ions.

Le mode oscilloscope de la carte SATRAS, en numérisant le signal issu du tube PM à 500MHz, permet de déterminer avec précision ces seuils de comptage. Le seuil numéro 1

correspond à l'amplitude minimale d'un signal issu d'un paquet contenant au moins un ion, et ainsi de suite.

b Mode comptage : comparaisons aux seuils de comptage

Pour la seconde étape de la calibration, la carte SATRAS est utilisée en mode comptage. Les seuils de comptage déterminés à l'étape précédente sont envoyés à la carte SYROCO pour être utilisés dans les comparateurs à seuils de la carte SATRAS. Le signal de sortie du tube PM est donc comparé à ces seuils pendant $20\mu s$ de façon à sortir le nombre total d'ions incidents. Pour chaque impulsion, les comparateurs retournent la valeur 1 si l'amplitude du signal dépasse le seuil pour lequel il sont configurés, 0 dans le cas contraire. La valeur de sortie est la somme des valeurs de sortie des huit comparateurs, c'est-à-dire exactement le nombre d'ions envoyés dans le paquet. Sur $20\mu s$, tous ces comptages sont additionnés pour retourner le nombre d'ions ayant traversé le moniteur pendant $20\mu s$.

c Détermination des coefficients de traînage

Une fois les seuils de comptage déterminés et envoyés à la carte SYROCO, une acquisition simultanée de la CHIO et du dispositif de calibration renvoie exactement des données de type :

- o CHIO[i] : mesure numéro i de la CHIO, correspondant au nombre de charges collectées pendant les $20\mu s$ précédant l'instant i.
- o PM[i] : mesure numéro i du scintillateur couplé au tube PM. Cette mesure correspond exactement au nombre d'ions ayant traversé la CHIO pendant les $20\mu s$ qui suivent l'instant i, noté $N_{ions}[i]$.

Comme nous l'avons vu précédemment, la calibration événement par événement consiste à déterminer les coefficients k_0 à k_5 vérifiant :

$$CHIO[i] = k_0 + k_1 \cdot N_{ions}[i-1] + k_2 \cdot N_{ions}[i-2] + k_3 \cdot N_{ions}[i-3] + k_4 \cdot N_{ions}[i-4] + k_5 \cdot N_{ions}[i-5]$$

Ces coefficients sont calculés en ajustant les mesures CHIO[i] et les mesures PM[i] (ou $N_{ions}[i]$) sur le modèle ci-dessus par la méthode des moindres carrés.

d Résultats

Cette méthode de calibration a été testée sur un faisceau de ^{20}Ne à 13,71A.MeV pour différents débits de dose. Pour chaque débit de dose, la méthode est appliquée pour déterminer les 6 coefficients k_0 à k_5 . L'incertitude sur la détermination de ces coefficients est

évaluée grâce au fait que chaque irradiation de 5s est faite 10 fois pour un même débit de dose. Les conditions d'irradiation sont les suivantes :

- o Faisceau de ^{20}Ne à 13,71A.MeV (354keV/ μm dans l'eau).
- o Débits de dose testés : 0,5Gy/s, 4Gy/s et 12,5Gy/s.
- o Faisceau ponctuel, 5mm de largeur à mi-hauteur.
- o 10 irradiations de 5s pour chaque débit de dose.
- o Utilisation d'une plaque de scintillateur plastique de 2mm d'épaisseur.
- o Tube PM alimenté à 1300V.

Le tableau 4-1 résume les valeurs des coefficients trouvés pour les trois débits de dose testés. L'incertitude présentée est calculée sur les 10 valeurs du coefficient A obtenues pour chaque débit de dose. Le graphique de droite représente, en pourcentage de la valeur de A , les valeurs des cinq coefficients déterminés à 4Gy/s.

Tableau 4-1: Coefficients de traînage déterminés à trois débits de dose

Débit de dose	0,5Gy/s	4Gy/s	12Gy/s
k_0	-12.90	-13.77	-15.69
k_1	0.3393	0.3687	0.3731
k_2	0.2958	0.2952	0.2958
k_3	0.1375	0.1170	0.1084
k_4	0.0535	0.0438	0.0407
k_5	0.011	0.0032	0.0004
A	0.8371	0.8278	0.8183
incertitude	0.0056	0.0029	0.00071

Performances de la méthode par comptage

La figure 4-9 représente la valeur du coefficient de calibration, somme des 5 coefficients de traînage, en fonction du débit de dose. Les incertitudes sur la mesure de ce coefficient sont aussi représentées. Elles sont inférieures à 0,7% en relatif. Les mesures de recombinaisons sur la CHIO ont montré que la linéarité de réponse de ce détecteur n'est pas altérée par ce phénomène jusqu'à un débit de dose de 80Gy/s. En se basant sur ces résultats et en supposant que la réponse de la CHIO est linéaire pour les mesures faites ici, les variations de la valeur du coefficient de calibration seraient imputable à une non-linéarité de réponse du scintillateur. Cette non linéarité pourrait être due aux dégâts provoqués par les irradiations antérieures. Néanmoins, en prenant le coefficient déterminé à 4Gy/s comme référence, le coefficient déterminé à 12,5Gy/s n'est que 1,1% inférieur. De manière générale, la calibration devra être

faite à un débit de dose assurant la linéarité simultanée de la CHIO et du scintillateur. Les débits de dose trop faibles peuvent induire des problèmes de rapport signal sur bruit trop faible dans la CHIO, les débits de dose trop élevés pourraient induire une non linéarité de réponse du scintillateur à cause du quenching.

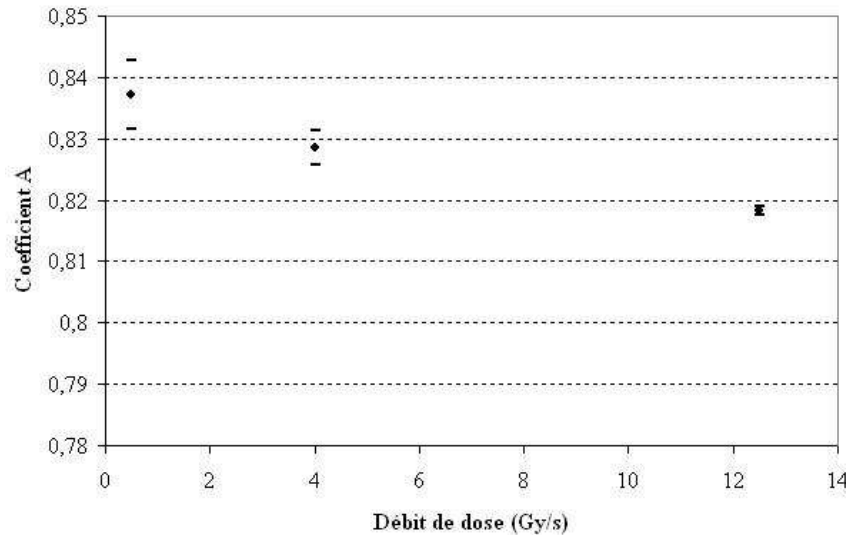


Figure 4-9 : Résultats de la méthode de calibration par comptage

Analyse du nombre de coefficients utiles à la modélisation

L'ajustement des données est effectué avec une constante k_0 et cinq coefficients de traînage. Le dernier coefficient (k_5) déterminé à 3Gy/s ne représente plus que 0,4% du coefficient de calibration A, ce qui laisse supposer que la modélisation à 6 coefficients est suffisante. En effet, le temps de dérive maximal théorique est calculé à 62 μ s, donc quatre étages de 20 μ s doivent suffire. Pour s'assurer de cette valeur, l'ajustement est effectué avec 7 coefficients pour le débit de dose de 4Gy/s. Les trois premiers coefficients restent dans les barres d'incertitude et les deux coefficients ajoutés ont des valeurs négatives. Ces résultats montrent que ces coefficients supplémentaires sont dénués de sens physique, ce qui confirme que l'ajustement à une constante et 5 coefficients de traînage est correct. Ainsi, 100 μ s après le passage des ions dans la chambre d'ionisation, toutes les charges créées ont été collectées sur l'électrode de mesure.

3 Méthode automatique

L'efficacité de la méthode de calibration précédente repose sur une condition nécessaire : les amplitudes des impulsions de sortie du tube PM doivent être bien discriminées en fonction du

nombre d'ions formant chaque paquet d'ions. Ceci est d'autant plus vrai que le scintillateur a une bonne efficacité de détection, et que l'énergie perdue par ion dans le scintillateur est élevée.

L'utilisation de DOSION est prévue pour des faisceaux d'ions ayant des T.E.L. variant entre 20keV/ μm à 2MeV/ μm . Pour les faisceaux de bas T.E.L., la différence entre l'énergie déposée par un ion et l'énergie déposée par deux ions peut ne pas être assez élevée pour être discriminée en amplitude par le système composé du scintillateur couplé au tube PM. Pour ces cas, une méthode dite automatique a été mise en place.

a Principe de la méthode

Cette méthode repose sur le fait que l'on est capable de calculer de façon théorique, la relation entre le nombre d'ions incidents et le nombre de franchissements du seuil numéro 1 de la carte SATRAS, réglé sur la position de détection d'un ion ou plus. Ce calcul théorique est basé sur une seule hypothèse : la distribution du nombre d'ions par paquet sur un temps de 20 μs suit une loi de Poisson.

Le calcul théorique de la courbe donnant le nombre de franchissements du premier seuil ($N_f(N_{\text{moy}/\text{rec}})$) en fonction du nombre d'ions incidents (k) est détaillé dans l'annexe numéro deux. Ce calcul abouti à la relation suivante :

$$N_f(N_{\text{moy}/\text{rec}}) = N_{\text{rec}} \times \sum_{k=1}^{\infty} \left(\text{Poisson}_{N_{\text{moy}/\text{rec}}}(k) * \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \text{erf}\left(\frac{0.5-k}{\sqrt{2} \cdot \sigma_k}\right) \right) \right)$$

Équation 4-5 : Relation entre le nombre d'ions incidents et le nombre de franchissements du premier seuil de la carte SATRAS.

$N_f(N_{\text{moy}/\text{rec}})$ représente le nombre de franchissements pour une mesure élémentaire comprenant $N_{\text{moy}/\text{rec}}$ ion par récurrence en moyenne.

N_{rec} est le nombre de récurrences faisceau dans 20 μs . Ce nombre est calculé à partir de la fréquence faisceau (freq) par $N_{\text{rec}} = \text{freq} \times 20 \cdot 10^{-6}$.

$\text{Poisson}_{N_{\text{moy}/\text{rec}}}(k)$ est la probabilité qu'un paquet contienne k ions quand le nombre moyen d'ions par récurrence pour la mesure élémentaire est de $N_{\text{moy}/\text{rec}}$.

erf est la fonction d'erreur définie par : $\text{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^z e^{-u^2} du$.

σ_k représente la résolution obtenue sur la quantité de lumière détectée par le tube PM.

Connaissant l'équation 4-5, la méthode consiste à faire une acquisition en réglant seulement le premier seuil de la carte SATRAS, tout en laissant les sept autres à des valeurs hautes de manière à ne jamais déclencher. Ainsi, la donnée $PM[i]$ issue de la carte SATRAS pour la mesure numéro i correspond exactement au nombre de franchissements du seuil numéro 1. Pour chacune des mesures élémentaires, le nombre d'ions incidents ($N_{ions}[i]$) peut donc être calculé de façon théorique grâce à l'équation 4-5. Les paramètres à connaître pour appliquer cette équation sont la fréquence du faisceau (pour calculer $N_{moy/rec}$) et la résolution σ_k . La fréquence du faisceau est connue et l'étude menée en annexe numéro 2 montre que la résolution sur la détection de lumière a peu d'influence sur l'efficacité de la méthode. Une fois ces paramètres déterminés, la situation est identique à la situation de la méthode de calibration précédente : pour une acquisition simultanée de la chambre d'ionisation et du dispositif de calibration, les données $CHIO[i]$ et $N_{ions}[i]$ sont connues (mêmes notations qu'au paragraphe 2-c). Les coefficients de modélisation de l'erreur de traînage peuvent donc être évalués de la même manière.

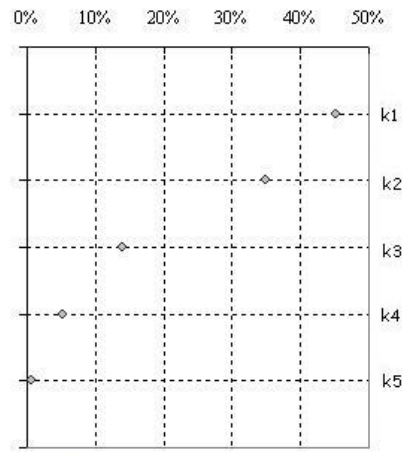
b Résultats

Cette méthode a aussi été testée avec le faisceau de ^{20}Ne à 13,71A.MeV. Les conditions d'irradiation sont les mêmes que celles présentées pour le test de la méthode par comptage. La seule différence réside dans la configuration de la carte SATRAS. Il s'agit ici de se placer dans un cas où les amplitudes ne pourraient pas être discriminées. Seul le premier seuil est réglé, juste au dessus du bruit électronique. Les autres sont laissés à leurs valeurs maximales pour ne pas être déclenchés. La fréquence du faisceau était de 13,45MHz, soit 269 récurrences par mesure élémentaires de 20 μ s.

Le tableau 4-2 résume les résultats obtenus pour les trois débits de dose testés. Comme pour la méthode par comptage, l'incertitude est calculée par rapport aux 10 valeurs de A déterminées, et le graphique représente les proportions des cinq coefficients déterminés à 4Gy/s, ramenées au coefficient A .

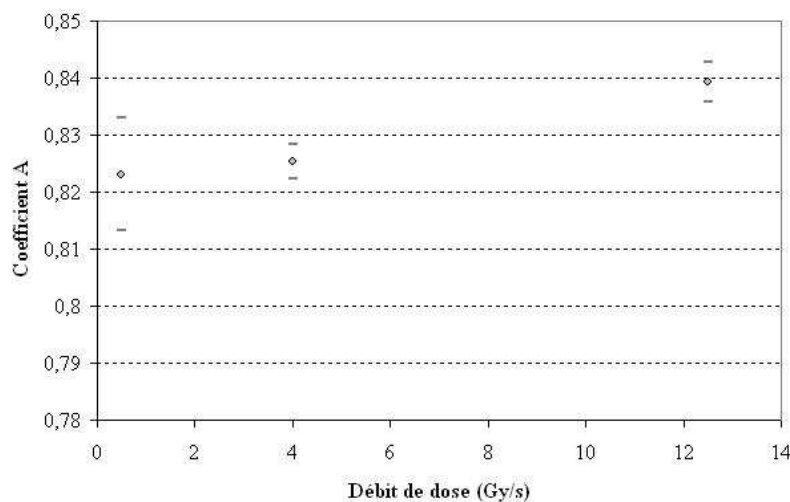
Tableau 4-2 : Coefficients de traînage estimés par la méthode automatique

Débit de dose	0,5Gy/s	4Gy/s	12Gy/s
k_0	-12.88	-13.85	-12.47
k_1	0.3785	0.3729	0.3805
k_2	0.2794	0.2886	0.3036
k_3	0.1148	0.1150	0.1178
k_4	0.0449	0.0435	0.0426
k_5	0.0054	0.0046	0.0046
A	0.8229	0.8246	0.8394
incertitude	0.0099	0.0031	0.0035



Performances de la méthode automatique

Les résultats de cette méthode ont sensiblement les mêmes performances que la méthode par comptage. La figure 4-10 illustre l'évolution des trois coefficients déterminés avec les incertitudes correspondantes. En effet, l'écart entre le coefficient déterminé à 0,5Gy/s et celui déterminé à 12,5Gy/s représente seulement 2% du coefficient déterminé à 4Gy/s, pris comme référence. L'incertitude sur la mesure du coefficient A est de 1,2% au maximum.

**Figure 4-10 : Résultats de la méthode de calibration automatique**

4 Méthode intégrale

Il a été expliqué au paragraphe II-1 que les données issues de la CHIO sont moyennées lors de la reconstruction des cartes de fluence. Ainsi, les coefficients de traînage ne sont pas directement utilisés, si ce n'est pour déterminer le coefficient de calibration global A . La

troisième méthode présentée ici consiste à déterminer A de façon directe, en intégrant les données CHIO sur des temps longs, rendant ainsi l'erreur de traînage négligeable. Dans le cas où les performances de cette méthode sont comparables à celles des deux méthodes précédentes, la calibration intégrale permettrait de s'affranchir du passage par l'ajustement des données sur le modèle de l'erreur de traînage.

a Principe

Le principe de la méthode intégrale reprend celui de la méthode par comptage dans le sens où le dispositif de calibration et la carte SATRAS sont utilisés pour compter les ions de façon absolue, comme exposé précédemment. Les données élémentaires $CHIO[i]$ et $PM[i]$ (correspondant alors à $N_{ions}[i]$) sont ensuite intégrées sur des temps long, de l'ordre de la seconde :

$$CHIO_{int} = \sum_i CHIO[i] \text{ et } Nions_{int} = \sum_i PM[i]$$

Le coefficient A est obtenu en effectuant le rapport entre ces deux données intégrées, sans oublier de corriger la donnée CHIO du zéro:

$$A = \frac{CHIO_{int} - CHIO_z}{Nions_{int}}$$

Équation 4-6 : Détermination du coefficient de calibration par la méthode intégrale

Où $CHIO_z$ est le zéro de la chambre d'ionisation.

Cette méthode nécessite donc une détermination précise du zéro de la chambre d'ionisation.

b Résultats

Cette méthode est testée sur le même faisceau de ^{20}Ne à 13,71A.MeV. Les résultats sont obtenus en exploitant les mêmes données que celles acquises pour la méthode par comptage, seule l'analyse diffère.

La figure 4-11 représente les trois coefficients obtenus aux débits de dose testés (0,5Gy/s, 4Gy/s et 12,5Gy/s).

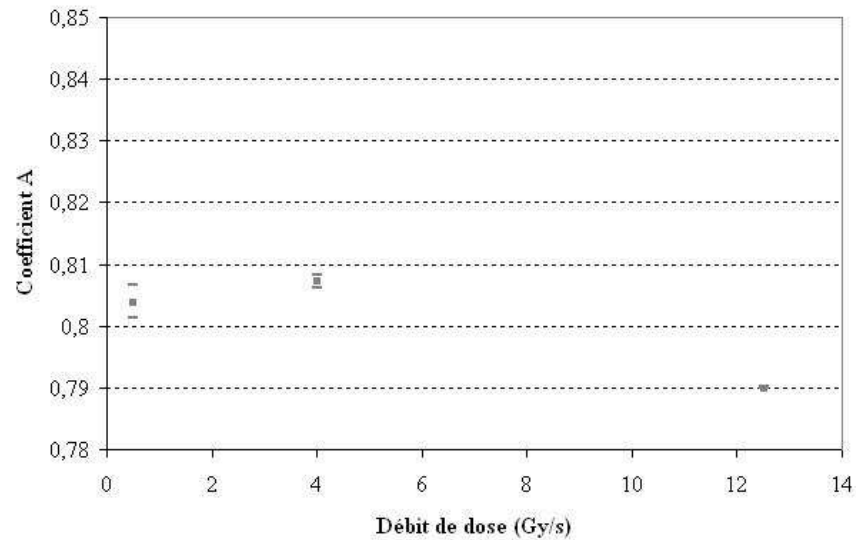


Figure 4-11 : Résultats de la méthode de calibration intégrale

Performances de la méthode intégrale

En prenant toujours le coefficient déterminé à 4Gy/s comme référence, l'écart entre les deux autres est de 0,0139, soit 1,7% en relatif au coefficient de référence. Les incertitudes évoluent entre 0,02% et 0,3% relativement à la valeur de A.

Comparaison des trois méthodes de calibration

La figure 4-12 représente les valeurs des coefficients A évalués par les trois méthodes en fonction du débit de dose.

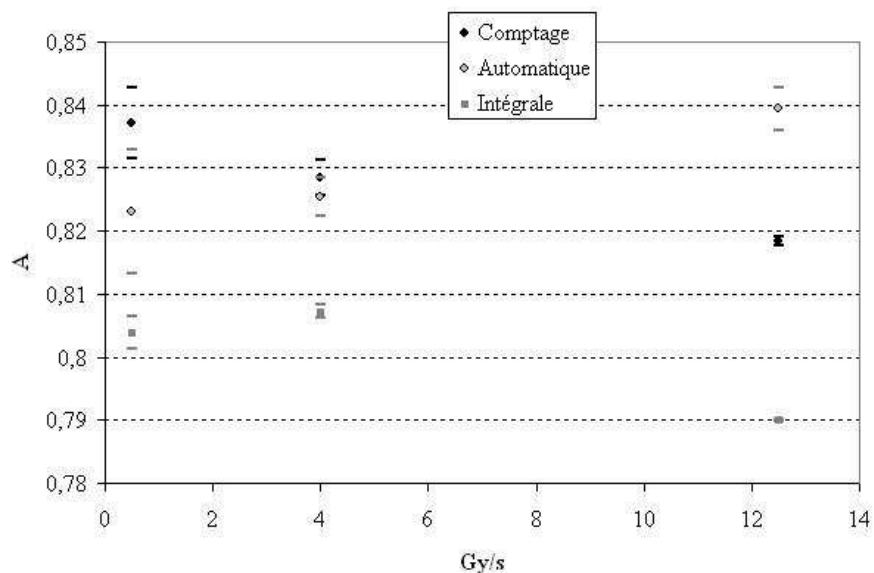


Figure 4-12 : Comparaison des trois méthodes entre 0,5Gy/s et 12,5Gy/s

Cette figure permet de confirmer que les incertitudes sur la détermination du coefficient de calibration sont comparables d'une méthode à l'autre, avec un léger avantage pour la méthode intégrale. Ceci s'explique par le fait que la méthode par comptage et la méthode automatique sont basées sur un ajustement des données sur le modèle mathématique de l'erreur de traînage de la CHIO. La méthode intégrale consiste simplement à faire un rapport entre deux données intégrées.

La figure 4-13 représente les coefficients de calibration déterminés, par les trois méthodes, sur une gamme plus large de débits de dose (0,2Gy/s à 28Gy/s). De façon générale, les valeurs obtenues par la méthode intégrale semblent être systématiquement inférieures aux autres. La différence majeure entre cette méthode et les deux méthodes basées sur la modélisation de l'erreur de traînage est la détermination du zéro de la CHIO. La méthode par comptage et la méthode automatique permettent en effet une détermination autonome du zéro de par l'ajustement des données. Il s'agit, comme exposé en début de paragraphe sur la calibration de la CHIO, de la constante du modèle de l'erreur de traînage. Pour la méthode intégrale, le zéro doit être déterminé par mesure. En supposant que ce zéro dépende légèrement du signal, une erreur peut apparaître dans la détermination du coefficient A par la méthode intégrale.

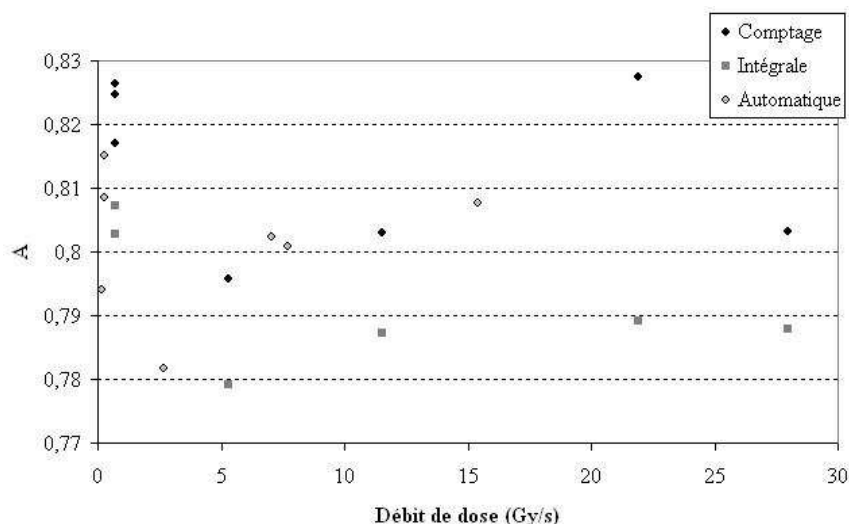


Figure 4-13 : Comparaison des résultats des trois méthodes entre 0,2Gy/s et 28Gy/s

5 Bilan sur la calibration de la CHIO

Trois méthodes différentes ont été testées pour déterminer le coefficient de calibration de la CHIO avec un faisceau de ^{20}Ne à 13,71A.MeV. Les trois méthodes donnent un coefficient déterminé avec une incertitude inférieure à 2%. Cette détermination a été testée à trois débits

de dose différents : 0,5Gy/s, 4Gy/s et 12,5Gy/s. A 4Gy/s, les résultats des trois méthodes sont quasiment équivalents.

Compte tenu de ces résultats, la méthode automatique montre des performances équivalentes à celles de la méthode par comptage et de la méthode intégrale. Or, la méthode automatique peut être utilisée même dans les cas où les amplitudes des impulsions de sortie du tube PM ne seraient pas bien discriminées pour compter les ions de façon absolue. Ainsi, la condition d'efficacité du scintillateur dans le choix final pour DOSION est moins cruciale et le scintillateur plastique testé peut donc être choisi.

La méthode intégrale étant dépendante de l'erreur potentielle faite sur la détermination du zéro de la CHIO, les deux autres pourraient être utilisées de façon préférentielle. La seule condition nécessaire à l'efficacité des deux méthodes basées sur l'ajustement des données sur l'erreur de traînage est d'être à une intensité suffisante pour obtenir des mesures PM s'étendant sur une gamme assez large. En effet, la méthode par comptage est basée sur le placement de 8 seuils de discrimination. Si l'acquisition faite pour la calibration ne contient que des paquets de 1 ou 2 ions, les seuils supérieurs ne pourront être placés que par extrapolation. Pour la seconde méthode, la détermination des coefficients de traînage est basée sur l'ajustement des données sur la courbe théorique $N_{\text{franchissements}} = f(N_{\text{ions}})$. Si la gamme de nombre d'ions incidents par mesure est étendue, l'ajustement peut se faire sur une partie plus grande de la courbe. Il en sera donc meilleur.

Les tests effectués précédemment montrent qu'une irradiation à 4Gy/s est suffisante. Le temps d'irradiation n'ayant aucune incidence, une seconde peut suffire à enregistrer assez de données. Ainsi, le scintillateur aura reçu 4Gy. La question du vieillissement du scintillateur n'est donc plus un point crucial, ce qui confirme le choix d'un scintillateur plastique pour cette étape. Des tests avaient cependant été effectués avec le scintillateur liquide et un faisceau de ^{20}Ne à 13,5A.MeV. Les performances sur la discrimination des amplitudes de sortie du tube PM avaient montré une bonne efficacité de scintillation pour ce scintillateur liquide [08-PAU].

III Calibration des capteurs à effet Hall

Cette calibration consiste à faire la correspondance entre les amplitudes des champs magnétiques mesurées toutes les 20 μ s et la position résultante du spot dans le plan d'irradiation.

1 Linéarité entre le balayage et la déviation

La délivrance du faisceau a été exposée au chapitre précédent. Comme le montre la figure 4-14, le champ d'irradiation est caractérisé par quatre données :

- La position initiale du spot (x_0, y_0), déterminée par les réglages des steerers.
- Les amplitudes maximales des deux champs magnétiques.

Les mesures issues des capteurs à effet Hall renseignent les valeurs B_x et B_y . Le but de la calibration est d'obtenir le couple de valeurs (x, y) correspondant à chaque couple de valeurs (B_x, B_y).

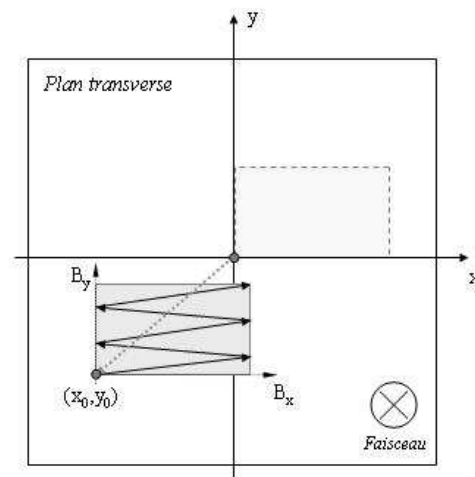


Figure 4-14 : Construction du champ d'irradiation

La valeur du champ magnétique étant supposée proportionnelle à la déviation subie par le faisceau, la calibration revient à déterminer les quatre coefficients x_0 , y_0 , k_x et k_y vérifiant :

$$x = x_0 + k_x \times B_x \text{ et } y = y_0 + k_y \times B_y$$

Cette linéarité doit dans un premier temps être vérifiée.

Pour cela, trois amplitudes maximales différentes sont testées de manière à délivrer trois champs de tailles différentes. Pour chaque réglage, le dispositif d'imagerie est utilisé pour imager les distributions lumineuses correspondantes. Les conditions expérimentales sont les suivantes :

- Faisceau de ^{20}Ne à 13,7A.MeV (354keV/ μm dans l'eau).
- Intensités moyennes de 9.10^6pps et 2.10^6pps pour la dernière carte.
- Réglages de champs magnétiques : 40A, 20A et 10A.
- Acquisitions de 40s et 25s de faisceau.
- Utilisation d'une plaque de scintillateur plastique de 2mm d'épaisseur.
- Utilisation du registre d'amplification de la caméra, gain à 3000.

o Utilisation de l'objectif télécentrique.

Pour chacun des trois champs ainsi créés, les amplitudes crêtes à crêtes des champs magnétiques sont relevées sur les mesures des capteurs Hall. Les images obtenues avec la caméra permettent de mesurer les tailles des champs dans les deux directions. Les résultats sont résumés sur la figure 4-15.

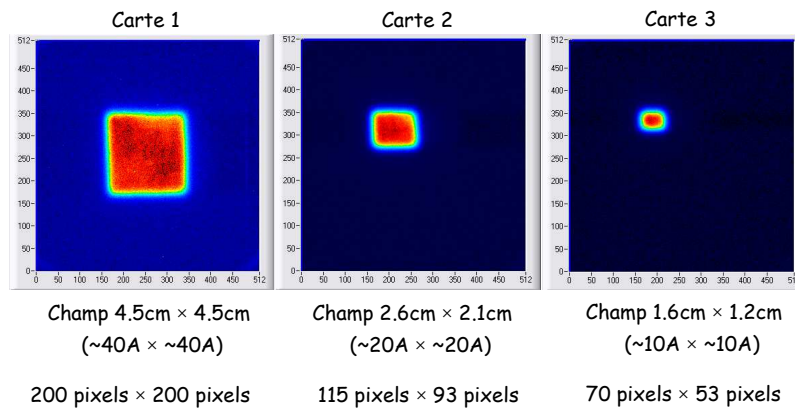


Figure 4-15 : Trois réglages de champs d'irradiation, objectif télécentrique

Pour chaque champ, la linéarité entre les valeurs des champs magnétiques mesurées avec les capteurs hall et la position résultante dans le plan d'irradiation est vérifiée à 2% près, ce qui correspond à une erreur maximale de 0,5mm.

Le même test est effectué sur trois réglages semblables, dont les distributions lumineuses sont obtenues avec l'objectif conventionnel, et la caméra utilisée sans amplification. L'intensité moyenne délivrée de $2,5 \cdot 10^6$ pps. Dans ce cas, la linéarité est vérifiée à 2,2% près, soit une erreur maximale de 0,3mm. Les résultats sont résumés dans la figure 4-16.

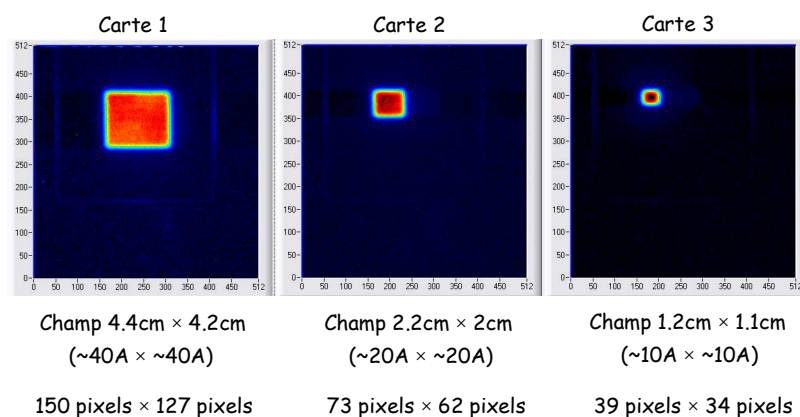


Figure 4-16 : Trois réglages de champs d'irradiation, objectif conventionnel

La linéarité est donc vérifiée et les capteurs à effet Hall calibrés permettent une mesure de position dont l'erreur n'excède pas 0,5mm. L'incertitude sur cette mesure est de 150μm en horizontal et 110μm en vertical. De plus, l'objectif conventionnel, dont le coût est nettement

moins élevé que pour l'objectif télécentrique, montre des performances identiques à ce dernier pour cette application. Il sera donc utilisé dans DOSION.

2 Méthode

La linéarité étant vérifiée, la calibration revient à déterminer les coefficients x_0 , y_0 , k_x et k_y vérifiant les relations de calibration:

$$x = x_0 + k_x \times B_x \text{ et } y = y_0 + k_y \times B_y$$

ou x et y sont les positions absolues du spot dans le plan d'irradiation, référencées à l'axe faisceau.

B_x et B_y sont les valeurs des deux champs magnétiques qui sont mesurées par les capteurs à effet hall.

Pour déterminer ces coefficients, le dispositif d'imagerie est utilisé pour imager la distribution lumineuse créée par un champ balayé. Ces images, du type de celles des figures 4-15 et 4-16, sont construites sur 512×512 pixels, conformément au capteur CCD de la caméra. Les positions des pixels peuvent facilement être référencées à une position absolue dans la salle d'expérience en imageant au préalable une mire, comme le montre la figure 4-17. Sur cette image, la mire possède un pas de 5mm, correspondant à 22 pixels dans les deux directions. On trouve donc une correspondance de 1 pixel pour $227\mu\text{m}$, ce qui est en accord avec les spécifications du système d'imagerie données au chapitre trois. En effet, le dispositif muni de l'objectif télécentrique a un grandissement de 0,075, pour un capteur CCD dont les pixels sont de dimensions $16\mu\text{m} \times 16\mu\text{m}$. Ces données impliquent une correspondance de 1 pixel pour $213\mu\text{m}$.

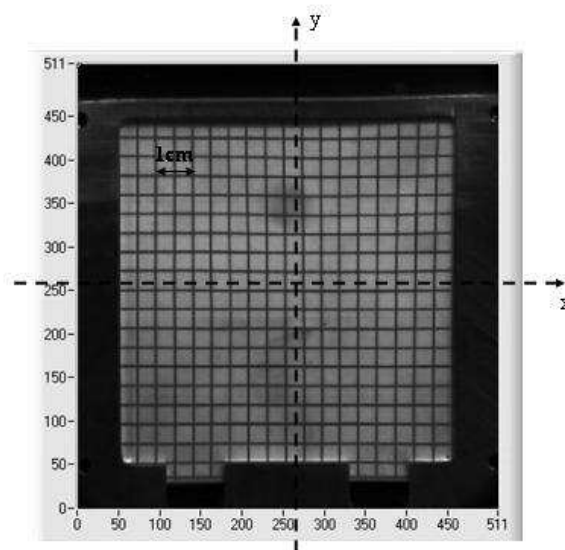


Figure 4-17 : Image de mire avec l'objectif télécentrique

L'utilisation de cette mire permet donc de relier les pixels des images caméra à des positions absolues. Une fois cette étape effectuée, deux mesures sont effectuées simultanément : une image d'un champ balayé de face (type figures 4-15 et 4-16), et une acquisition des données des différents détecteurs de DOSION. Grâce à ces données DOSION, il est possible de construire une carte en reportant les données de la CHIO en fonction des mesures de capteurs Hall, c'est-à-dire B_x et B_y . Même si la chambre d'ionisation n'est pas calibrée, cette carte permet d'imager le champ irradié, sans tenir compte des valeurs absolues en nombre d'ions données par la CHIO. La figure 4-18 illustre une carte reconstruite de cette manière, pour un faisceau de ^{20}Ne à 13,7A.MeV. L'intensité moyenne était de 7.10^7 pps, pour un champ d'irradiation de $3,8\text{cm} \times 3,8\text{cm}$, soit un débit de dose moyen de 3Gy/s.

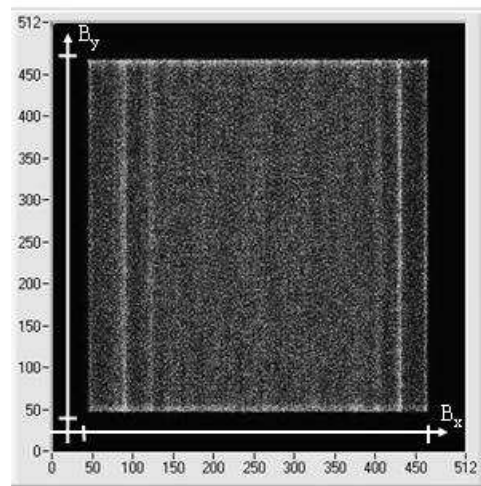


Figure 4-18 : Carte brute reconstruite par $\text{CHIO}[i] = f(B_x[i], B_y[i])$

Les positions des pixels de cette image sont référencées par rapport aux mesures des capteurs à effet Hall, c'est-à-dire par rapport aux valeurs B_x et B_y . Cependant, elle représente le même champ d'irradiation que la carte imagée par la caméra dans les mêmes conditions. Cette dernière étant référencée en positions absolues grâce à la mire, la calibration consiste à recalculer la carte DOSION sur la carte caméra.

Ce recalage en position est effectué en calculant les coupes intégrées dans les deux directions, de manière à déterminer les bords de chaque carte avec précision, comme le montre la figure 4-19.

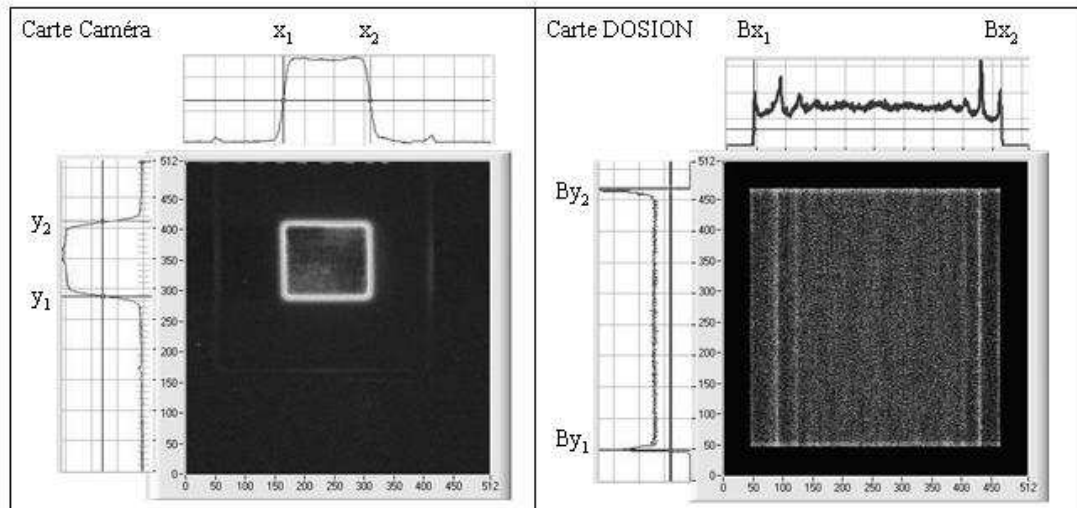


Figure 4-19 : Coupes transversales des cartes pour la calibration en position

Pour la carte caméra, les positions des bords sont prises à mi-hauteurs des fronts montant et descendant des coupes. Pour la carte DOSION, les coupes sont très bruitées car cette carte est acquise sur 1 seconde de faisceau seulement, mais les bords sont très nettement délimités. Nous avons donc 4 couples de données : (x_1, y_1) et (x_2, y_2) pour les bords de l'image caméra, et (B_{x1}, B_{y1}) et (B_{x2}, B_{y2}) pour les bords de la carte DOSION. Ces coordonnées vérifient la relation de calibration, d'où l'obtention des quatre équations :

$$\begin{aligned} x_1 &= x_0 + k_x \times B_{x1} & \text{et} & & x_2 &= x_0 + k_x \times B_{x2} \\ y_1 &= y_0 + k_y \times B_{y1} & \text{et} & & y_2 &= y_0 + k_y \times B_{y2} \end{aligned}$$

La résolution de ce système permet de déterminer les quatre coefficients recherchés. Il est ensuite possible, pour chaque mesure (B_x, B_y) donnée par les capteurs Hall, de calculer immédiatement la position correspondante (x, y) . La carte DOSION peut donc être représentée en référençant les pixels aux positions absolues. On vérifie que la position du champ d'irradiation obtenue concorde avec celle de la carte caméra (figure 4-20).

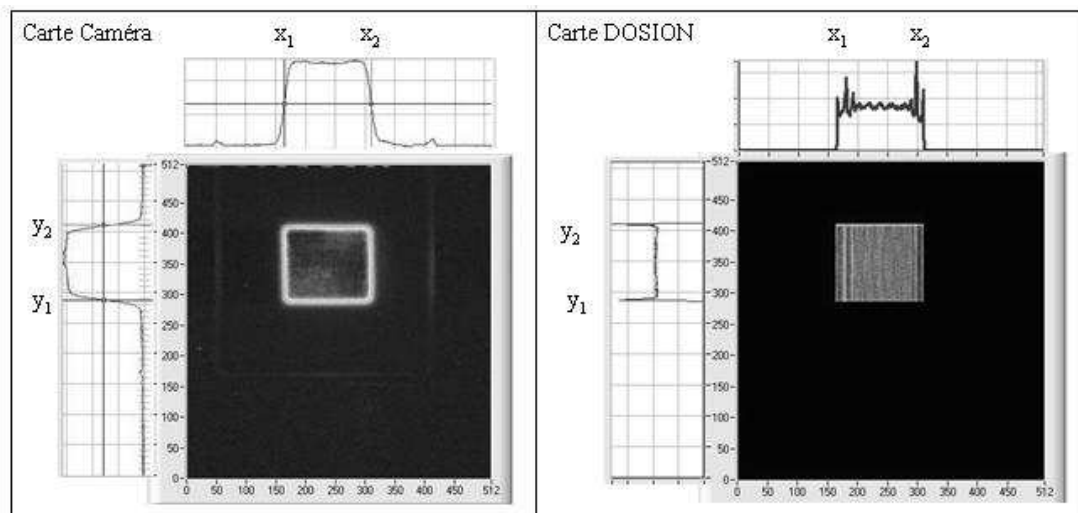


Figure 4-20 : Résultat de la calibration en position

Cette calibration est valable tant que la position initiale (x_0, y_0) reste inchangée. En cas de changement de ce réglage, une nouvelle calibration est nécessaire.

3 Bilan sur la calibration des capteurs à effet Hall

La performance de la calibration exposée ici est directement fonction de la qualité de l'image prise comme référence, c'est-à-dire l'image acquise à la caméra. Les conditions qui doivent être réunies sont les suivantes : il doit y avoir assez de lumière pour distinguer nettement les bords du champ, et la position imagée de ces bords doit être le reflet fidèle de la réalité.

Concernant la condition sur la quantité de lumière, la carte numéro 1 de la figure 4-16 représente une irradiation de 3Gy environ sur un champ de $4,4\text{cm} \times 4,2\text{cm}$, acquise sans utiliser le registre d'amplification de la caméra. Le rapport signal sur bruit est quasiment de 100. La quantité de lumière par pixel peut donc être divisée par 5, le rapport signal sur bruit sera encore de 20, ce qui reste suffisant. Diviser la quantité de lumière par pixel par 5 revient à diviser la fluence par 5 et donc, la dose par 5. Ainsi, il est possible d'obtenir une quantité de lumière suffisante pour la calibration en position avec une caméra CCD classique, en irradiant un champ de $5\text{cm} \times 5\text{cm}$ à 1Gy. Une telle irradiation ne détériorera pas le scintillateur, qui peut donc être un plastique.

La calibration en position prend les bords de l'image caméra comme référence. L'erreur de parallaxe est donc importante à maîtriser pour cette étape. Cependant, en prenant un scintillateur de très faible épaisseur, l'erreur de parallaxe engendrée par une optique conventionnelle sera négligeable. Si le faisceau ne s'arrête pas dans la plaque scintillante, il

peut être envisagé de placer un bloc de verre ou de plastique à l'arrière du scintillateur pour arrêter complètement tous les ions, et ainsi, ne pas détériorer le matériel se trouvant sur leur trajectoire.

D'après ces résultats, il est décidé que le dispositif de calibration utile pour la calibration en position peut être un scintillateur plastique fin, d'épaisseur 2mm, couplé à une caméra CCD munie d'un objectif conventionnel de bonne résolution, tel que celui testé avec le prototype. Le choix du scintillateur plastique était déjà pertinent pour la calibration en nombre d'ions. Le dispositif de calibration de DOSION sera donc composé d'une plaque de scintillateur plastique de 2mm d'épaisseur, de l'objectif conventionnel et d'une caméra CCD sans nécessité de registre d'amplification.

IV Cartes de fluence

Les cartes de fluences sont obtenues en corrélant les informations en nombre d'ions avec la position du faisceau. Une fois les calibrations effectuées, la CHIO mesure le nombre d'ions pendant que les capteurs Hall mesurent la position absolue du spot dans la pièce. Cependant, avec une méthode de délivrance du faisceau par balayage, la forme du spot est déterminante dans la distribution spatiale de fluence obtenue. Il faut donc en tenir compte.

1 Détermination du spot faisceau

Le cahier des charges de DOSION impose une résolution spatiale de 100 pixels sur 5cm, c'est-à-dire de $500\mu\text{m}$. Les mesures faites avec DOSION sont cadencées à $20\mu\text{s}$, pour un balayage rapide à 420Hz, c'est à dire 2,4ms de période. Le spot parcourt donc l'axe horizontal en 1,2ms. Ainsi, l'échantillonnage spatial de la mesure de localisation correspond à 60 pixels sur l'axe horizontal. Pour une dimension de 5cm, ceci correspond à $833\mu\text{m}$. La condition de résolution spatiale n'est donc à priori pas respectée.

Cependant, le dispositif d'imagerie permet d'analyser le profil du spot faisceau. La figure 4-21 illustre deux profils acquis à partir d'un faisceau de ^{20}Ne à 13,7A.MeV ($354\text{keV}/\mu\text{m}$) pour une intensité moyenne de 1.10^6pps pour l'image de gauche, et d'un faisceau d'ions ^{36}Ar à 95A.MeV ($221\text{keV}/\mu\text{m}$) pour une intensité moyenne de 2.10^5pps à droite.

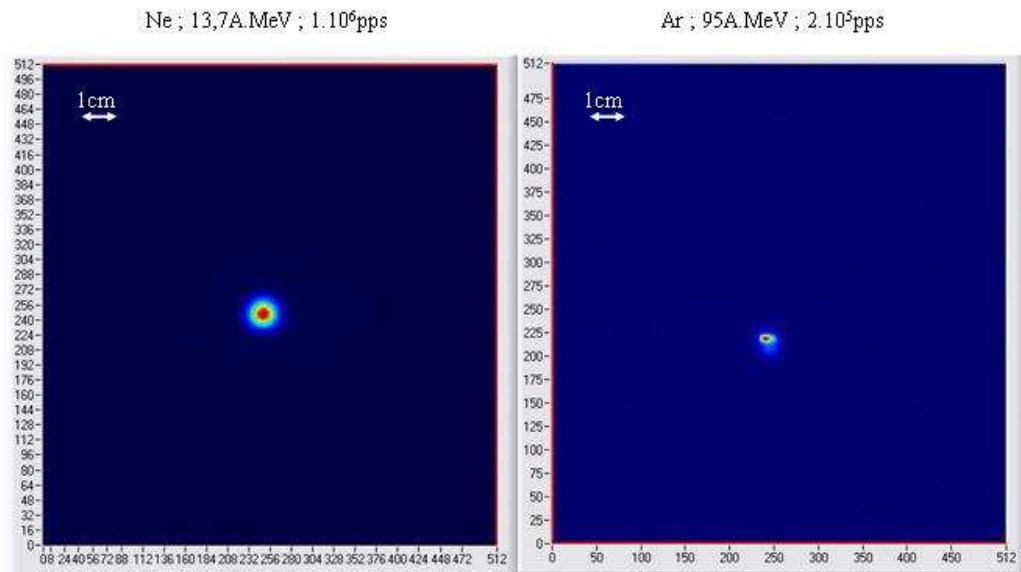


Figure 4-21 : Profils de spots pour deux faisceaux différents

Ces profils permettent d'estimer la taille moyenne du spot faisceau. Le spot du faisceau de Néon a une largeur à mi-hauteur de 4mm environ, alors que le spot du faisceau de haute énergie a une largeur à mi-hauteur de 2mm à peine en horizontal. Ces dimensions sont bien plus grandes que l'échantillonnage spatial de $833\mu\text{m}$ obtenu par les mesures. De plus, le spot n'est pas toujours assimilable à un profil gaussien, comme le montre l'image acquise avec le faisceau de haute énergie. Il sera donc nécessaire de prendre en compte le profil réel du spot. Pour cette raison, la résolution finale de la carte de fluence sera directement fonction de la taille du spot. On ne peut donc pas obtenir de cartes de fluence avec une résolution spatiale inférieure à la taille du spot faisceau.

2 Reconstruction des cartes de fluence

Le paragraphe précédent permet de comprendre qu'il est indispensable de tenir compte de la taille et de la forme du spot dans le processus de reconstruction des cartes de fluence. La procédure se divise donc en deux étapes :

- La première étape consiste à reporter les données issues de la CHIO en fonction des données issues des capteurs à effet Hall. En effet, chaque mesure datée par le numéro i fournit la donnée $\text{CHIO}[i]$, c'est-à-dire le nombre d'ions ayant traversé le moniteur pendant les $20\mu\text{s}$ de la mesure i , et le couple de données $B_x[i]$ et $B_y[i]$, qui peuvent être transformées en position absolue grâce à la calibration des capteurs à effet hall.
- La seconde étape consiste à corriger la carte brute de la taille du spot. En effet, chaque point de la carte brute représente un encombrement spatial de $833\mu\text{m}$, alors que le spot

est étalé sur 5mm. Le nombre d'ions représenté sur un pixel de $833\mu\text{m} \times 833\mu\text{m}$ est donc faux. Pour corriger cela, la carte brute est convoluée par l'image du spot faisceau, acquise avec le dispositif d'imagerie. Cette convolution se fait en passant dans le domaine de Fourier, de manière à effectuer des multiplications au lieu des convolutions. Les transformées de Fourier de la carte brute et de l'image du spot faisceau sont calculées puis multipliées entre elles. Pour retrouver la carte de fluence finale, il suffit alors de calculer la transformée inverse de la carte issue de la multiplication.

Ces étapes sont schématisées par la figure 4-22.

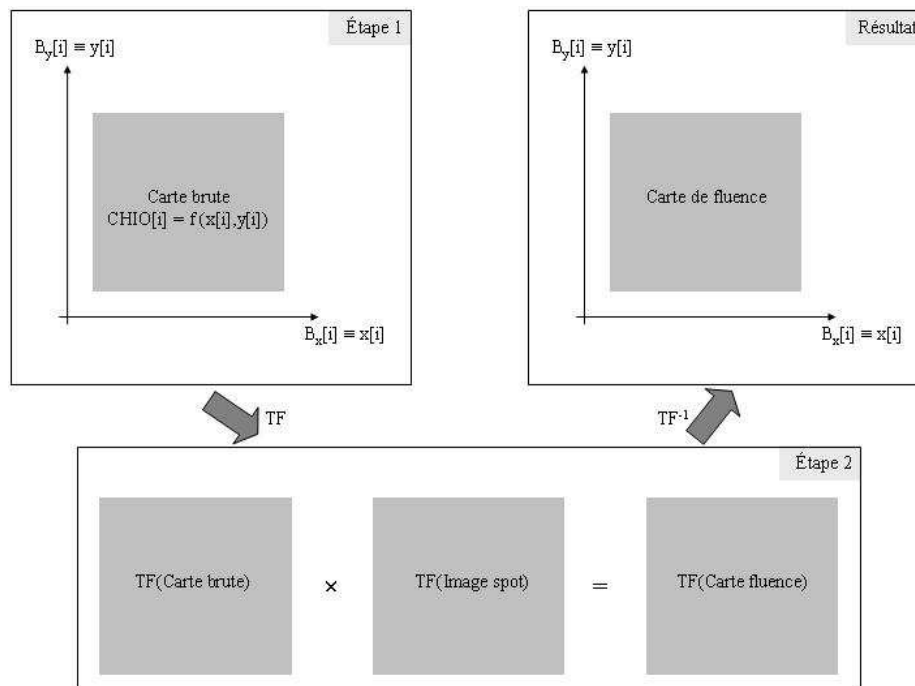


Figure 4-22 : Principe de reconstruction des cartes de fluence

Une étape supplémentaire est nécessaire pour la convolution. Il est indispensable de modifier l'image du spot de façon à ne pas prendre en compte sa position absolue dans l'image au cours du processus de reconstruction. En effet, une convolution par une telle image implique un éclatement de la carte résultante dans les quatre coins de l'image, car les positions horizontales et verticales de chaque pixel sont décalées de la position du centre du spot. Pour corriger cela, il suffit d'éclater l'image du spot avant de faire la convolution. Ce traitement permet de prendre en compte lors de la convolution, uniquement la dispersion du spot et non sa position. De plus, le fond de l'image n'est pas toujours plat. Il faut aussi corriger ce fond de façon à avoir une image contenant des valeurs exactement nulles en dehors du spot. Enfin, l'image ainsi obtenue est normalisée à 1 par rapport à la surface totale, pour ne pas altérer la

valeur absolue de la fluence lors de la convolution. Ce traitement d'image conduit à des images de spot éclatées telle que celle de la figure 4-23, obtenue pour un faisceau d'ions ^{20}Ne à 13,7A.MeV, à un débit de dose moyen de 18Gy/s. Le spot est divisé en quatre parties à partir du centre, placées dans les coins de l'image.

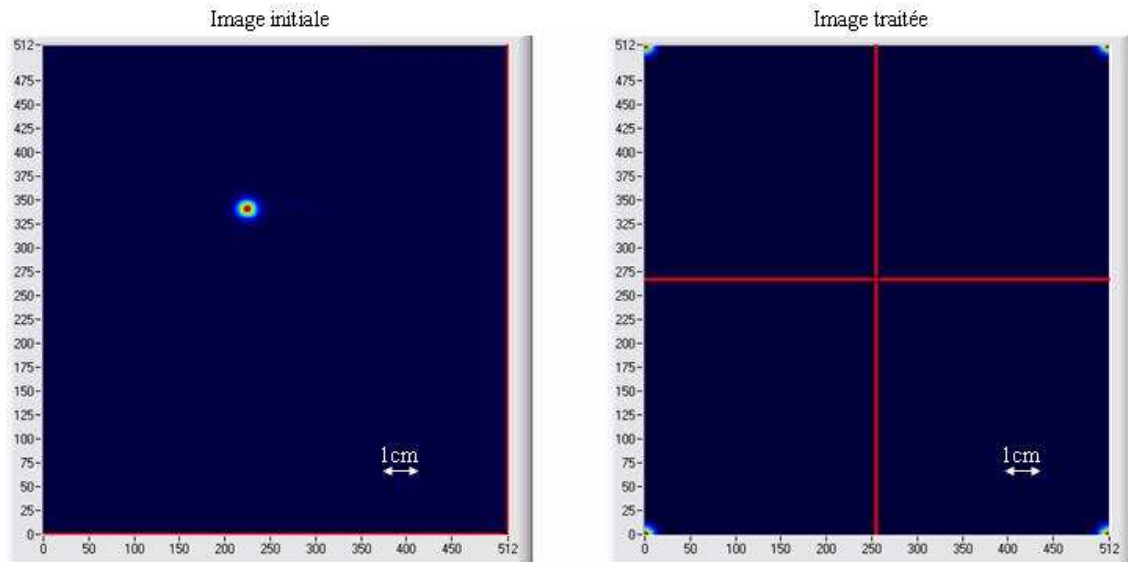


Figure 4-23 : Traitement effectué sur l'image du spot

3 Résultats

La procédure de reconstruction a pu être testée sur deux faisceaux différents : le faisceau de ^{20}Ne à 13,7A.MeV et le faisceau de haute énergie d'ions ^{36}Ar à 95A.MeV.

Une irradiation de 25s avec le faisceau de moyenne énergie est représentée sur la figure 4-24. La fluence moyenne délivrée lors de cette irradiation à 0,5Gy/s est de $2 \cdot 10^7$ ions/cm². Le champ irradié fait environ 4cm de coté.

La distribution spatiale de fluence peut être considérée comme étant homogène. En effet, la dispersion en fluence sur le champ irradié est de $2,7 \cdot 10^5$ ions/cm², soit, 1,2% de la fluence moyenne. De plus, lors des expériences, des fentes sont utilisées pour couper les zones périphériques de l'irradiation, ce qui rend le champ d'irradiation encore plus homogène sur toute la surface irradiée.

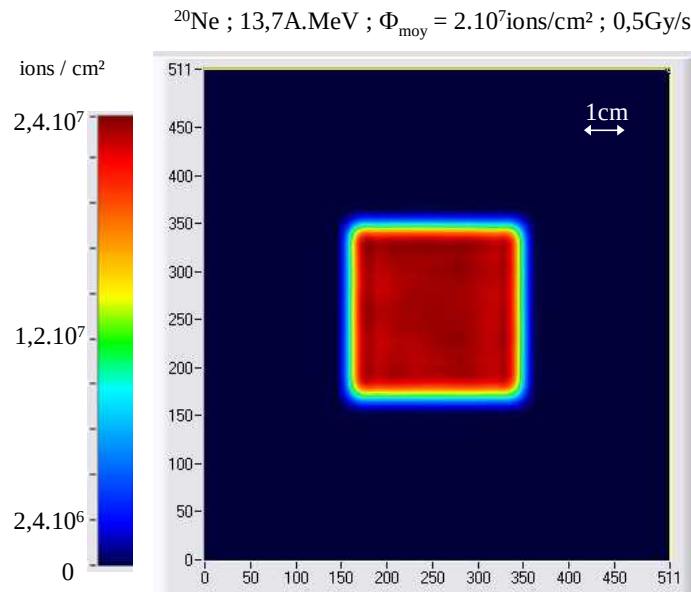


Figure 4-24 : Carte de fluence en ^{20}Ne à 13,7A.MeV et 0,5Gy/s sur 16cm²

Cette homogénéité ne se retrouve cependant pas sur tous les types d'irradiation. La figure 4-25 illustre une irradiation concernant le même faisceau, mais dans des conditions différentes :

- o Temps d'irradiation de 25s
- o Taille du champ 4.5cm×3.2cm, soit 16.2cm²
- o Débit de dose moyen en sortie de la CHIO de 72mGy/s
- o Fluence moyenne sur la zone irradiée : $2,5.10^6 \text{ions/cm}^2$

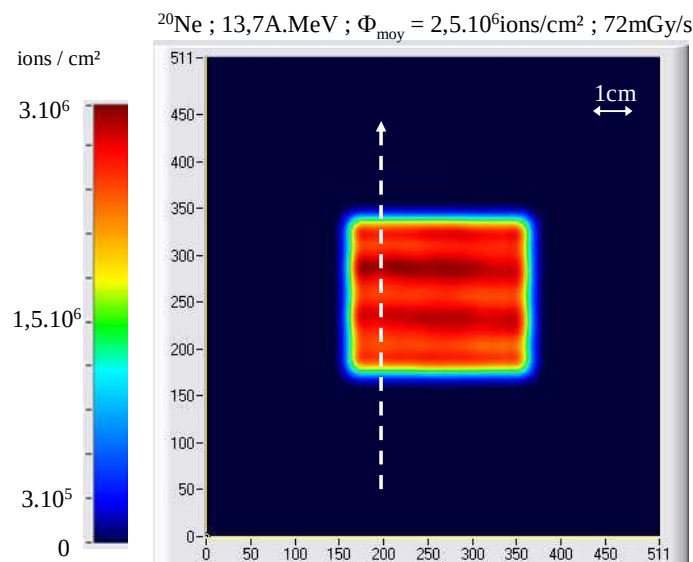


Figure 4-25 : Carte de fluence en ^{20}Ne à 13,7A.MeV et 72mGy/s sur 16cm²

Cette distribution présente des inhomogénéités flagrantes, réparties sous forme de bandes horizontales. La figure 4-26 représente une coupe transversale suivant un axe vertical, de cette

carte de fluence. Cette coupe est normalisée à la fluence maximale délivrée sur tout le champ d'irradiation, soit 3.10^6 ions/cm². Les variations observées sur cette coupe transversale peuvent atteindre des écarts à cette fluence maximale de 5.10^5 ions/cm², soit 18,5%.

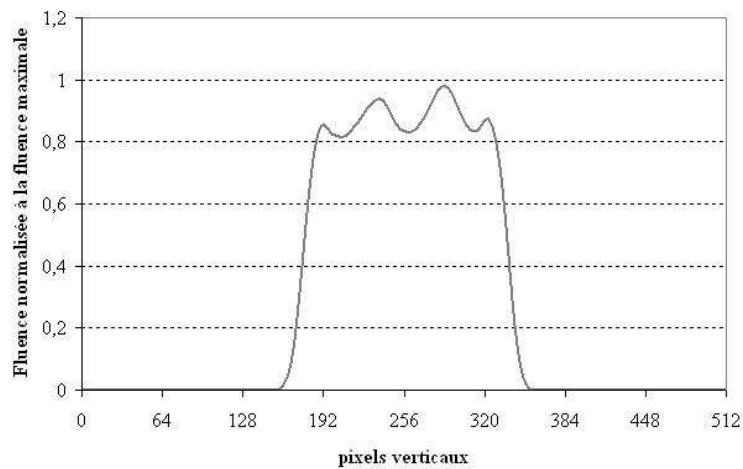


Figure 4-26 : Coupe verticale (pixel 200) de la carte de fluence 4-25

La figure 4-27 illustre la distribution spatiale de fluence obtenue avec un faisceau de ^{36}Ar à 95A.MeV, pour une irradiation à 90mGy/s, sur 5minutes d'irradiation. La fluence moyenne mesurée est de 7.10^7 ions/cm². Dans ce cas encore, les distributions sous forme de bandes horizontales apparaissent. Les écarts à la fluence maximale peuvent atteindre $1,5.10^7$ ions/cm², soit 19% en relatif à la fluence maximale de 8.10^7 ions/cm².

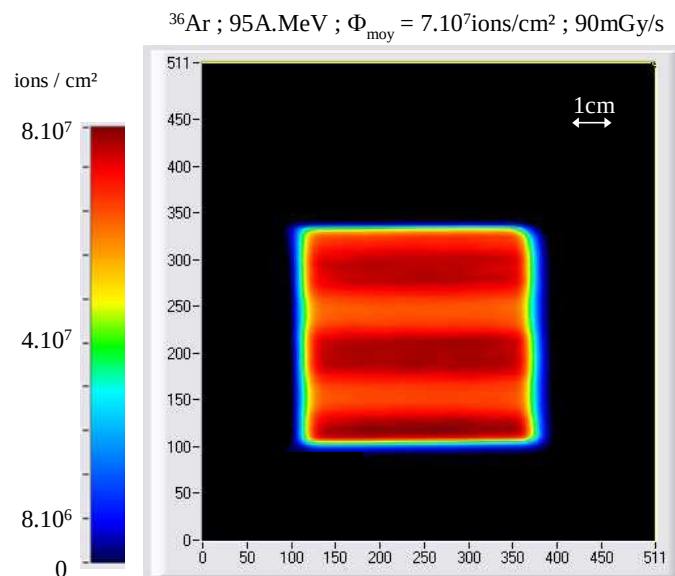


Figure 4-27 : Carte de fluence en ^{36}Ar à 95A.MeV, 5min à 90mGy/s sur 25cm²

Ces inhomogénéités de distribution spatiale de fluence étaient déjà soupçonnées par les radiobiologistes. En effet, les mesures de dosimétrie faites avec les détecteurs à trace de type CR-39 ou les films radiographiques montraient ce type de bandes horizontales (figure 2-7 du

chapitre 2). Sans moyen de contrôle en ligne, une solution apportée était d'augmenter le temps d'irradiation, en pensant que la distribution spatiale de fluence en serait homogénéisée. La carte 4-27 obtenue sur une irradiation de 5minutes montre qu'au bout de ce temps, les bandes sont encore présentes. Pour illustrer ce phénomène, la figure 4-28 représente la carte de fluence obtenue dans les mêmes conditions, mais au bout de 30s, 60s, 150s et enfin 300s.

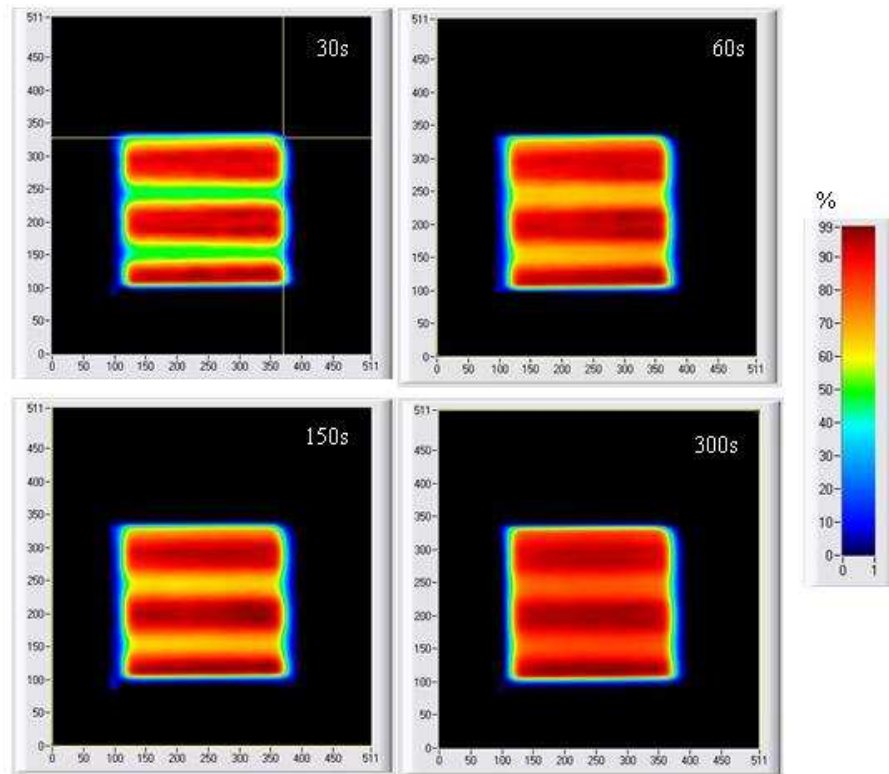


Figure 4-28 : Evolution temporelle de la distribution de fluence sur 5min

Les bandes horizontales sont toujours présentes, mais l'écart maximal de fluence diminue avec le temps d'irradiation. Il est d'environ 50% pour une irradiation de 30s. Cependant, il reste de 20% au bout de 5minutes d'irradiation. Les expériences de radiobiologie nécessitent une grande statistique pour pouvoir interpréter les résultats de façon efficace. Le but est donc d'irradier un maximum d'échantillons pendant le temps faisceau disponible. C'est pour cette raison que le cahier des charges de DOSION stipule des temps d'irradiation compris entre 25s et 250s. La solution d'augmenter le temps d'irradiation ne semble donc pas en accord avec ces impératifs temporels. De plus, il se peut que l'évolution de cet écart maximal possède une asymptote horizontale. Si le niveau de cette borne inférieure est trop élevé, il serait alors inutile d'augmenter encore le temps d'irradiation.

Les résultats présentés dans ce paragraphe permettent de montrer que DOSION est un outil de contrôle en ligne performant pour la salle D1. Les cartes de fluence de chaque irradiation peuvent en effet être obtenues en ligne, avec la précision requise par le cahier des charges.

Il reste cependant important de maîtriser l'apparition des inhomogénéités telles qu'on a pu en voir sur les cartes 4-25 et 4-27. En effet, une distribution spatiale de fluence comprenant des écarts de 20% en fluence est une irradiation inexploitable pour les radiobiologistes. Les résultats présentés permettent donc de montrer en quoi DOSION constitue, en plus d'un dispositif de mesure des cartes de fluence, un outil efficace pour détecter l'apparition de ce type de distributions spatiales.

4 Analyse temporelle du faisceau

La chambre d'ionisation de DOSION permet de contrôler le débit d'ions par pas temporels de $20\mu\text{s}$. Elle peut donc être utilisée pour mesurer l'évolution temporelle de l'intensité du faisceau délivré. La figure 4-29 représente l'évolution temporelle de l'intensité faisceau enregistrée pendant l'irradiation de la carte 4-25 avec le faisceau de ^{20}Ne à 13,7A.MeV. Le temps d'acquisition des données est de 40s, la mesure représentée correspond au nombre d'ions ayant traversé le détecteur toutes les $20\mu\text{s}$. Le faisceau a traversé le détecteur pendant environ 30s.

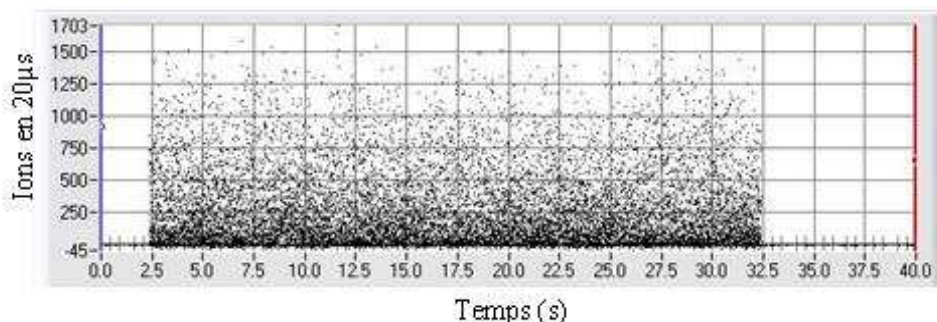


Figure 4-29 : Evolution temporelle de l'intensité du faisceau en 40s

La première observation concerne les variations importantes de l'intensité du faisceau. En effet, sur cette irradiation, l'intensité moyenne est de 196 ions en $20\mu\text{s}$ (1.10^7pps). Cependant, le nombre d'ions mesurés en $20\mu\text{s}$ peut varier jusqu'à 1700, soit une intensité faisceau de $8.5.10^7\text{pps}$. L'intensité maximale peut donc, à certains instants, être quasiment d'un facteur 10 au dessus de l'intensité moyenne.

Cette même acquisition est représentée en figure 4-30 sur des échelles de temps différentes. Le graphique du haut représente l'évolution du nombre d'ions mesurés en $20\mu\text{s}$ sur 1s, alors que le graphique du bas représente l'intensité faisceau sur 200ms.

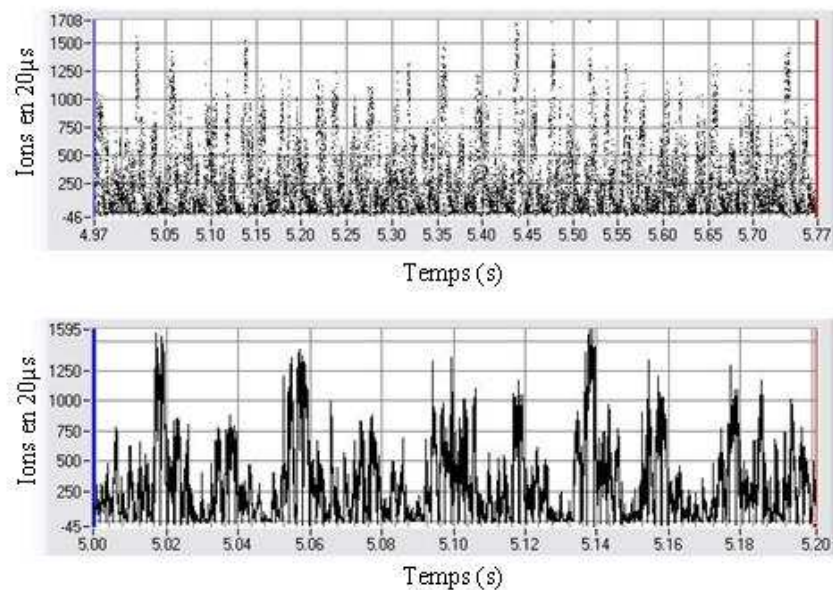


Figure 4-30 : Evolutions temporelles de l'intensité sur 1s et 200ms

Il semble, d'après ces données, que l'intensité du faisceau ne varie pas de façon aléatoire. La visualisation des données temporelles permet de deviner certains motifs qui se répètent dans le temps. Cependant, la période de répétition de ces motifs semble évoluer avec le temps.

Les différentes fréquences qui sont susceptibles de gérer l'évolution temporelle de l'intensité faisceau sont directement liées au fait que le faisceau traverse un ou deux cyclotrons avant d'arriver en salle d'expérience. Plusieurs phénomènes agissent en parallèle, ceci ayant pour conséquence un accrochage des fréquences propres du faisceau sur les fréquences du balayage. Ainsi, dans certains cas, comme celui des figures 4-25 et 4-27, les distributions spatiales de fluences peuvent présenter des bandes horizontales.

Le moniteur DOSION a donc été un outil efficace pour étudier les évolutions temporelles de l'intensité du faisceau avec une grande précision. Ces études permettent de conclure que les motifs en forme de bandes horizontales sont des phénomènes inhérents à cette structure du faisceau et au balayage de la salle D1.

5 Comparaison avec le dispositif d'imagerie

Le dispositif d'imagerie utilisé pour les calibrations permet aussi de comparer les cartes de fluence reconstruites par DOSION avec les distributions lumineuses imagées dans les mêmes

conditions. Cette comparaison est justifiée par le fait que la quantité de lumière de scintillation créée dans le scintillateur est directement proportionnelle au nombre d'ions incident. Il est donc possible de comparer quantitativement ces distributions avec les cartes de fluence obtenues avec DOSION et ainsi de vérifier la réponse de ce moniteur.

Plusieurs comparaisons ont été effectuées. Les plus probantes sont celles concernant des irradiations très courtes. En effet, en irradiant pendant seulement une seconde, le champ d'irradiation n'a été parcouru que quatre fois à peine par le spot. Il y a donc de fortes inhomogénéités dans les distributions spatiales obtenues.

La figure 4-31 illustre des cartes acquises sur une seconde avec un faisceau d'ions ^{20}Ne à 13,7A.MeV, pour des doses moyennes de 2,6Gy et 44Gy. La colonne de gauche contient les images acquises avec la caméra, la colonne de droite, les cartes de fluence reconstruites avec DOSION. Pour chaque irradiation, les deux cartes sont normalisées par rapport à la somme totale à l'intérieur du champ irradié et au fond de l'image. L'irradiation du haut de la figure a été imagée à partir de l'objectif conventionnel. Il s'agit d'un champ de 3,5cm×3,5cm. La partie basse de la figure illustre une irradiation imagée avec l'objectif télécentrique.

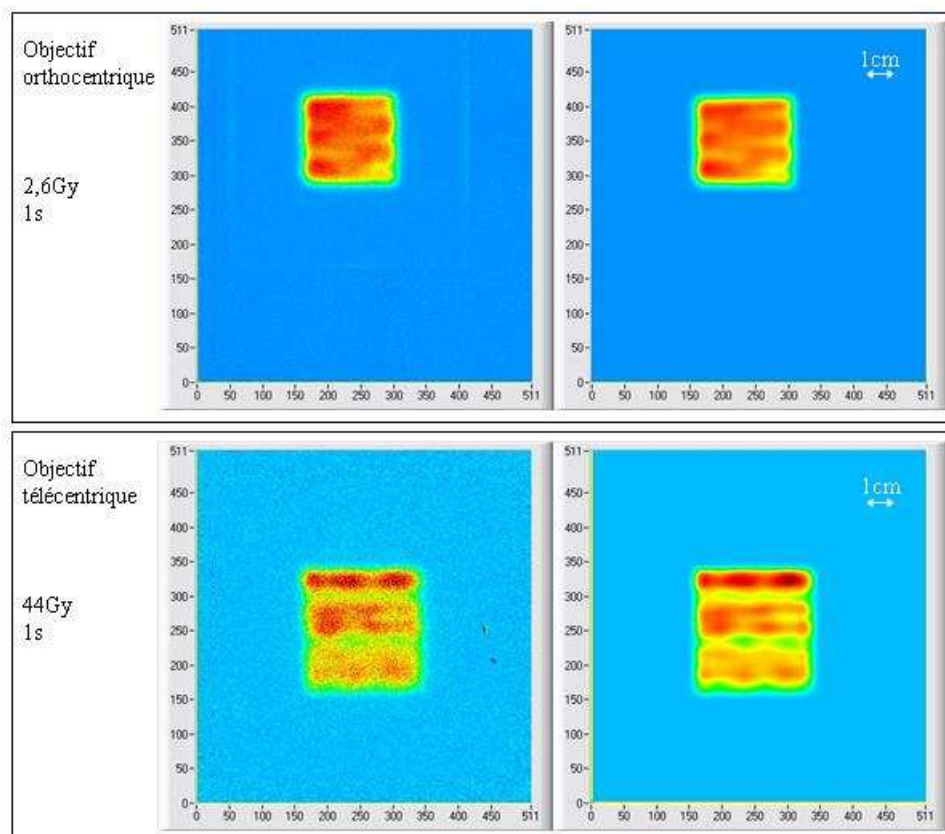


Figure 4-31 : Images caméra (à gauche) et cartes DOSION (à droite)

La comparaison visuelle montre déjà un très bon accord entre la distribution lumineuse et la reconstruction DOSION. La différence majeure réside dans la résolution spatiale des deux

cartes que l'on compare. En effet, les cartes de fluence DOSION ont une résolution de 5mm environ, alors que le dispositif d'imagerie fournit des images avec une résolution de l'ordre de $200\mu\text{m}$.

Il est possible de comparer ces cartes de façon quantitative en effectuant des coupes transversales. La figure 4-32 représente les coupes verticales au pixel numéro 262 sur les deux cartes (DOSION et caméra) obtenue à partir de l'irradiation à 44Gy de la figure précédente. La coupe de l'image caméra est moyennée sur 11 pixels pour obtenir une résolution comparable à celle de la carte DOSION. De plus, elle est normalisée par rapport à la carte DOSION, qui est calibrée en fluence.

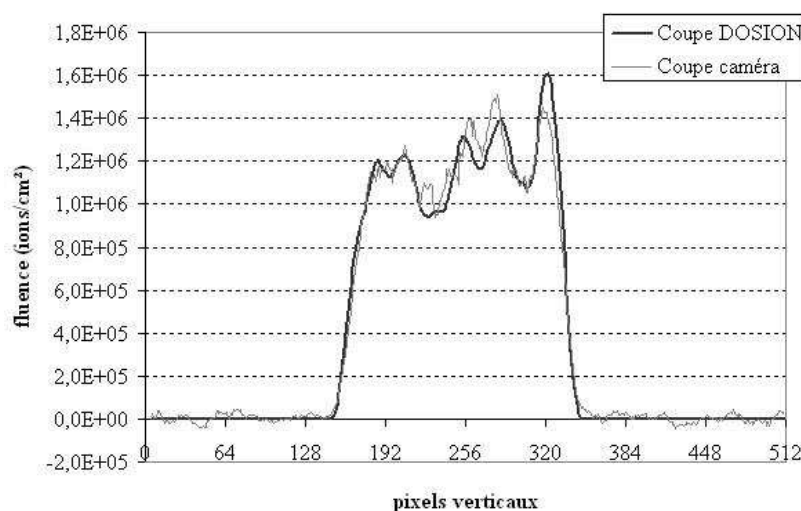


Figure 4-32 : Coupes verticales des deux cartes obtenues pour une même irradiation

Ces deux coupes présentent un bon accord, ce qui confirme les mesures faites par les détecteurs de DOSION, ainsi que la procédure de reconstruction des cartes de fluence.

6 Bilan sur le dispositif DOSION

Les résultats évoqués dans ce chapitre ont permis de définir DOSION à partir des tests effectués avec le prototype IBIS. Ainsi, le moniteur DOSION comporte deux parties distinctes :

- La partie mesures en ligne : les capteurs à effet Hall (CEH) et la chambre d'ionisation (CHIO) mesurent respectivement la position du faisceau et le débit d'ions. Ces deux mesures sont effectuées en synchronisation à l'aide d'un système d'acquisition numérique cadencé à $20\mu\text{s}$.
- La partie calibration : une plaque de scintillateur plastique de 2mm est placée après la CHIO. La lumière de scintillation créée est analysée soit avec un tube PM (pour la

calibration de la CHIO), soit avec une caméra CCD munie d'un objectif conventionnel (pour la calibration des CEH et la détermination du spot faisceau).

Les performances du moniteur ainsi défini sont les suivantes : reconstruction des cartes de fluence à $\pm 4\%$ sur une gamme de débits de dose allant de 5mGy/s à 1,6Gy/s. La surface maximale que l'on peut contrôler est de 10cm×10cm. La résolution spatiale des cartes de fluence ainsi obtenues est directement fonction de la taille du spot faisceau, qui est de l'ordre de 5mm de largeur à mi-hauteur. DOSION répond donc au cahier des charges imposé en début de projet.

V Evolutions et perspectives

Le développement du moniteur faisceau DOSION suivant les spécifications du cahier des charges initial est maintenant terminé. Cependant, les résultats des différents tests qui ont été effectués au cours de la réalisation de ce dispositif permettent d'ouvrir des perspectives.

1 Asservissement du balayage faisceau

Les résultats obtenus avec DOSION ont montré que la délivrance du faisceau en D1 pouvait, sous certaines conditions, présenter certains désavantages pour les expériences de radiobiologie. En effet, certains faisceaux semblent être sujets à des variations d'intensité gérées par des fréquences qui s'accrochent sur les fréquences du balayage. Il en résulte des irradiations inhomogènes en terme de fluence, présentant des motifs sous forme de bandes horizontales, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent. Dans ces cas, le fait de mesurer la distribution de fluence n'est pas une finalité en soi, dans le sens où les effets biologiques observés sur des échantillons biologiques irradiés de la sorte ne fournissent pas de résultats pertinents. Il peut donc être envisagé d'utiliser les performances offertes par DOSION pour modifier les conditions de délivrance du faisceau pendant l'irradiation et ainsi améliorer la distribution de fluence, ceci malgré les éventuelles fluctuations du faisceau.

a Mise en œuvre

Les motifs observés en cas de distributions inhomogènes étant des bandes horizontales, l'idée principale est de contrôler le balayage vertical, dont la fréquence est la plus lente. Ce contrôle

serait basé sur un asservissement de la fréquence de ce balayage, qui ne serait donc plus constante, directement en fonction de la fluence déposée, mesurée par DOSION.

Pour contrôler la fréquence du balayage lent, il est décidé de piloter l'alimentation de l'aimant en fonction du débit d'ions mesuré. Si le débit instantané diminue, la vitesse du balayage lent doit diminuer aussi. Ainsi, la tension d'alimentation de l'aimant doit toujours être proportionnelle au débit d'ions. Cette relation est la base de la boucle d'asservissement.

Le transfert de données pendant une irradiation sera donc le suivant :

- o DOSION fournit en temps réel la mesure du débit d'ions instantané.
- o Cette donnée est envoyée dans une boucle d'asservissement qui permet d'évaluer la vitesse de balayage lent, et donc la tension d'alimentation de l'aimant.
- o Cette tension de consigne est envoyée vers une carte SYROCO supplémentaire. La donnée est ensuite transférée depuis la carte SYROCO vers l'alimentation du balayage lent, grâce à une liaison analogique.
- o L'alimentation de balayage reçoit sa tension de consigne et la modifie en fonction.

Cette boucle d'asservissement est effectuée en temps réel pendant toute la durée de l'irradiation.

Pour mettre ceci en œuvre, une alimentation de balayage dont le courant de sortie est contrôlable sera utilisée [DAT-667]. Les valeurs des courants alimentant les aimants de balayage utilisés dans la salle D1 peuvent varier entre 0A et 100A environ. De plus l'aimant utilisé possède une résistance de $0,046\Omega$ et une inductance de 3.6mH. Il est alors possible de dimensionner la tension nécessaire pour faire varier le courant de sortie de l'alimentation de 0A à 100A dans un temps choisi. En prenant une alimentation dont la plage de voltage s'étend de 0V à 20V, il est alors, à priori possible de passer de 0A à 100A en 18ms ($U = L \cdot \frac{di}{dt}$).

L'alimentation choisie possède de plus, un temps de réponse transitoire très court ($<900\mu s$), ce qui augmente l'efficacité de la boucle d'asservissement. Ceci sera étudié dans les mois à venir.

2 Imagerie de faisceaux d'ions

Une autre perspective d'étude envisagée à la suite des tests effectués avec DOSION concerne l'imagerie de faisceaux d'ions. En effet, le dispositif d'imagerie utilisé au sein du prototype IBIS a montré des performances notables à la fois en terme de résolution spatiale des images obtenues, et de rapidité de mesure. Ces avantages pourraient être mis à profit pour faire du

contrôle de faisceaux d'ions, en particulier appliqué aux faisceaux de traitement d'hadronthérapie.

a Le contrôle qualité des machines de traitement

Le traitement du cancer par irradiation impose des contraintes de précision au niveau de la délivrance de la dose. En radiothérapie par photons et électrons, des standards sont définis par l'ICRU, qui impose une précision de 5% sur le dépôt de dose [76-ICR]. L'hadronthérapie étant encore au stade du développement, de tels standards ne sont pas encore publiés. Quoiqu'il en soit, la problématique de contrôle des accélérateurs reste identique. Ces contrôles doivent servir à vérifier plusieurs aspects :

- o Les caractéristiques géométriques du faisceau.
- o Les caractéristiques géométriques du champ d'irradiation.
- o L'adéquation entre la distribution volumique de dose mesurée en sortie de l'accélérateur et celle simulée en fonction des paramètres machines.

Ces vérifications sont rassemblées sous le terme de contrôle qualité des machines.

Actuellement, le contrôle qualité des machines de traitement par radiothérapie se fait le plus souvent en utilisant une cuve à eau simulant le patient. Ensuite, un détecteur ponctuel de type chambre d'ionisation, est déplacé en différents points d'un plan perpendiculaire au faisceau pour effectuer un maillage de la distribution spatiale de dose dans ce plan. Ces mesures ponctuelles présentent plusieurs inconvénients :

- o Elles ne fournissent qu'un maillage de la distribution spatiale de dose.
- o Pour obtenir une vérification de la distribution volumique, plusieurs plans sont nécessaires.
- o Le temps de mesure résultant est élevé et donc contraignant face à la demande médicale.

Pour ces raisons, certains détecteurs sont développés pour améliorer ces différents aspects.

b Le contrôle de faisceaux d'ions par scintillateurs plastiques

Une piste envisagée pour améliorer les conditions de mesures du contrôle qualité est d'utiliser des scintillateurs plastiques. Cette solution est déjà proposée pour contrôler les faisceaux de photons et d'électrons [08-FRE], [05-FRE]. Les performances du système d'imagerie de DOSION permettent d'envisager cette solution pour les faisceaux de hadrons.

La figure 4-33 illustre deux configurations possibles de disposition des éléments du dispositif d'imagerie de DOSION. La configuration numéro 1 correspond à celle utilisée pour la

calibration des capteurs à effet Hall. Elle permet d'imager des profils. En plaçant la caméra suivant la configuration numéro 2, il est alors possible d'imager des rendements en profondeur. Il faut ici utiliser un scintillateur assez épais.

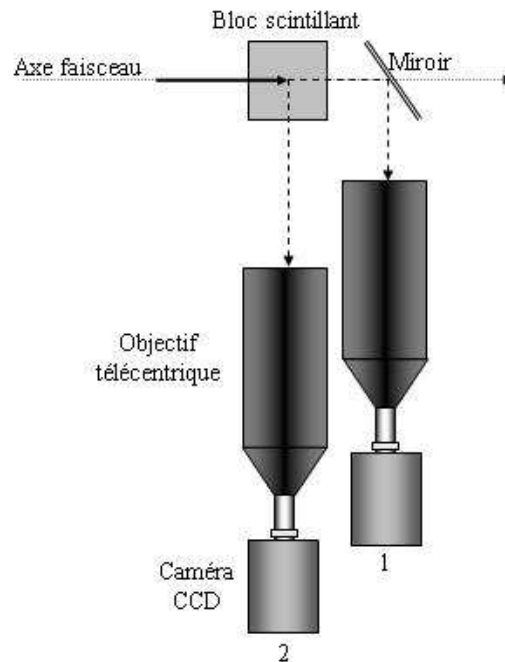


Figure 4-33 : Deux configurations possibles du dispositif d'imagerie

La position 1 permet de contrôler la taille et la forme du spot faisceau. Cette configuration permet aussi de contrôler la position du spot dans le champ d'irradiation ainsi que la forme du champ d'irradiation, comme il a été fait avec DOSION. La figure 4-34 représente le profil du spot faisceau utilisé au Centre de Protonthérapie de Nice (Centre Antoine Lacassagne). Cette image a été acquise à l'aide de l'objectif télécentrique monté sur la caméra EMCCD. Le faisceau est composé de protons de 62MeV.

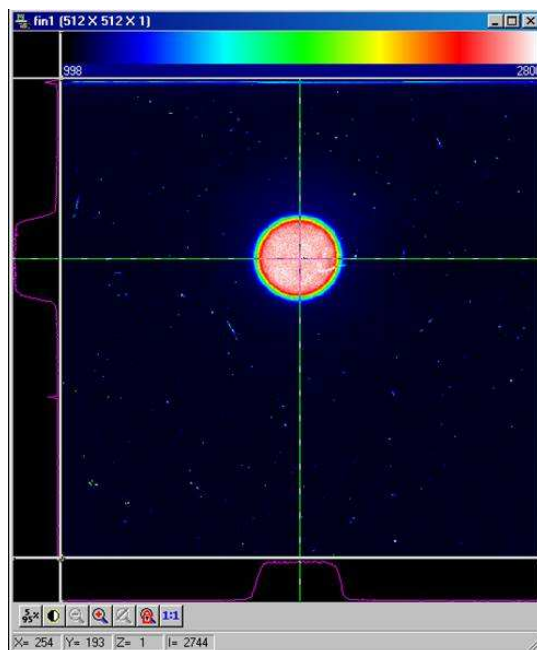


Figure 4-34 : Profil du spot faisceau utilisé au centre de Protonthérapie de Nice

La position numéro 2 permet d'imager des rendements en profondeur, c'est-à-dire la quantité de lumière créée par le faisceau en fonction de la profondeur de scintillateur traversée. La figure 4-35 représente un rendement lumineux imagé au Centre Antoine Lacassagne.

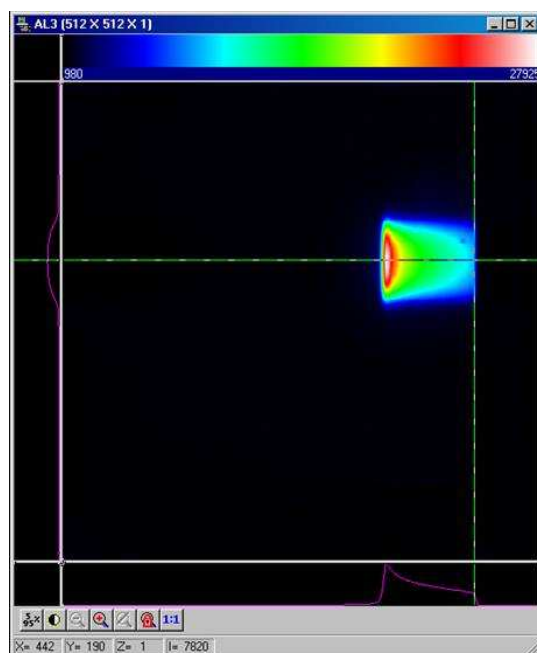


Figure 4-35 : Rendement lumineux d'un faisceau de protons à 62MeV

Ces deux types d'images permettent de contrôler rapidement et avec une grande résolution les caractéristiques géométriques du faisceau et du champ d'irradiation. Ces deux points constituent une partie du contrôle qualité.

Le reste du contrôle qualité consiste à vérifier l'adéquation entre la distribution volumique de dose mesurée et celle simulée par la planification du traitement. Pour pouvoir utiliser les images acquises avec ce dispositif d'imagerie, il faut pouvoir, à partir de l'information obtenue sur la quantité de lumière de scintillation créée, remonter à l'information sur la dose. Cependant, comme nous l'avons évoqué dans le premier chapitre, les ions peuvent provoquer du quenching dans les scintillateurs. Dans ce cas, la distribution lumineuse imagée sur un rendement en profondeur ne sera pas proportionnelle au dépôt de dose. Ceci s'illustre bien sur la figure 4-35. En effet, la coupe effectuée sur l'axe faisceau, représentée au bas de la figure, montre un pic beaucoup moins élevé que celui que l'on obtiendrait en traçant la courbe de dépôt de dose en profondeur (pic de Bragg).

Ce dispositif renseigne donc, en une seule mesure, et avec une grande résolution spatiale, sur la distribution volumique de lumière créée par les ions incidents dans le scintillateur. En admettant que le phénomène de quenching puisse être étudié en détails et corrigé, il serait possible de contrôler en une seule mesure, la distribution volumique de dose délivrée par la machine. Ceci améliorerait donc de façon significative les conditions de contrôle qualité pour les machines de traitement d'hadronthérapie.

VI Conclusion

Ce dernier chapitre présente les résultats obtenus avec IBIS en tant que moniteur de faisceaux d'ions balayés. Les tests du prototype devaient permettre de conclure sur différents points :

- Le moyen approprié pour faire la mesure de localisation : le Moniteur X a été abandonné au profit des capteurs à effet Hall. En effet, pour des performances sensiblement équivalentes en terme de précision de mesure, le Moniteur X est d'une utilisation plus lourde. Il s'agit en effet de quatre détecteurs à gaz, nécessitant quatre cartes d'acquisition supplémentaires.
- Le type de scintillateur utilisé pour la calibration : la solution du scintillateur plastique est satisfaisante. En effet, la calibration ne nécessite que trois mesures de courtes durées. La question du vieillissement du scintillateur, qui justifiait la possibilité d'utiliser un scintillateur liquide en circulation, n'est donc pas cruciale. L'épaisseur de scintillateur doit être la plus fine possible pour éviter les erreurs de parallaxe lors de la calibration en position. Pour les faisceaux de moyenne énergie, 2mm suffisent pour arrêter le faisceau. Lors d'une utilisation avec des faisceaux de haute énergie, il peut

être envisagé de placer un bloc de verre derrière pour arrêter le faisceau sans créer de lumière.

- o Enfin, le système d'imagerie utilisé pour la calibration en position des capteurs à effet Hall peut être équipé d'une simple caméra CCD et d'un objectif orthocentrique.

Dans ces conditions, le moniteur DOSION permet de reconstruire des cartes de fluence pour chaque irradiation d'échantillons biologiques en salle D1 du GANIL. Conformément au cahier des charges, la précision relative sur la fluence mesurée est de $\pm 4\%$. La gamme d'utilisation testée à ce jour s'étend de 5mGy/s à 2Gy/s. Le cahier des charges de DOSION stipulait un débit de dose maximal de 20Gy/s. Cependant, cette borne supérieure n'est atteinte que pour l'irradiation d'un certain type d'échantillons biologiques (les protéines en solution). La majorité des expériences se fait à des débits de doses inférieurs à 1Gy/s. La résolution spatiale des cartes obtenues est majorée par la taille du spot faisceau, soit environ 5mm de largeur, ce qui est supérieur aux 500 μ m stipulés dans le cahier des charges initial. Elle reste cependant très acceptable pour le contrôle souhaité pour les expériences de radiobiologie.

Deux évolutions du dispositif sont actuellement à l'étude :

- o L'utilisation du contrôle en ligne pour asservir la vitesse du balayage lent et homogénéiser les distributions spatiales de fluence en salle D1 au GANIL.
- o L'utilisation du dispositif d'imagerie pour en faire un appareil de contrôle qualité pour les machines de traitement d'hadronthérapie.

Conclusion

L'hadronthérapie, ou le traitement du cancer par irradiation avec des ions, suscite actuellement de nombreuses études. En particulier, la radiobiologie, c'est-à-dire l'étude des effets des rayonnements ionisants sur les cellules, est un sujet crucial lorsqu'il s'agit de comprendre l'effet des ions à la fois sur les cellules cancéreuses, mais aussi sur les cellules saines. En effet, l'efficacité d'un traitement par irradiation repose sur l'optimisation du rapport entre la dose déposée à la tumeur, et la dose déposée aux tissus sains. Il faut épargner le plus possible les cellules saines et les organes à risque potentiellement situés près de la tumeur. Pour ces raisons, de nombreuses études sont menées dans le but d'évaluer les effets biologiques engendrés sur les cellules par des irradiations d'ions. Le GANIL accueille régulièrement des équipes d'expérimentateurs dans ce but. L'analyse des résultats de ces expériences repose sur la faculté de faire le lien entre la dose déposée aux échantillons biologiques irradiés et les effets biologiques observés. Afin d'améliorer les conditions de travail des radiobiologistes, le CIMAP a initié un projet en collaboration avec le GANIL et le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen pour développer un outil performant et adapté capable de contrôler avec précision et en temps réel, la fluence délivrée aux échantillons biologiques dans la salle dédiée à ce type d'expériences au GANIL.

Le Laboratoire de Physique Corpusculaire a donc pris en charge toute la partie développement technique et tests en faisceau. Le projet est divisé en différentes phases :

- La phase de **faisabilité**, dont l'issue était de proposer différents systèmes répondant au cahier des charges lors d'une revue de contrat au GANIL.
- La phase de **réalisation**, au cours de laquelle un prototype contenant toutes ces solutions a été développé et testé en conditions réelles au GANIL. L'analyse de ces tests permet alors de choisir les solutions les plus performantes par rapport aux spécifications, et de définir le design définitif du moniteur faisceau DOSION. A l'issue de cette phase, les résultats des tests et le choix du design de DOSION sont présentés à la revue de conception.
- La phase de **conception**, au cours de laquelle des tests supplémentaires sont effectués pour valider les choix faits concernant DOSION. Le moniteur est ensuite réalisé et livré au client.

Le prototype IBIS développé au cours de la seconde phase du projet, est basé sur une mesure de fluence délivrée par le faisceau divisée en deux mesures distinctes : la mesure de la position du spot faisceau et la mesure du débit d'ions instantané. En effet, le faisceau est délivré suivant une technique de Pencil Beam, c'est-à-dire que le spot est balayé dynamiquement sur toute la surface à irradier. Les deux mesures effectuées avec IBIS, sont synchronisées par un système d'acquisition numérique, basé sur une communication Ethernet. Les détecteurs choisis pour ces mesures sont les suivants :

- o La mesure du **débit d'ions** est effectuée par une chambre d'ionisation à électrodes parallèles, placée sur la trajectoire faisceau. Cette chambre d'ionisation doit être la plus fine possible, pour perturber le moins possible le faisceau incident. En effet, DOSION est un moniteur utilisé en ligne, pour des mesures temps réel. Il doit donc toujours être présent entre la sortie faisceau et les échantillons biologiques pendant les irradiations.
- o La mesure de **localisation** est testée sur deux dispositifs différents : une mesure directe à l'aide d'un dispositif de détection X, le Moniteur X. Une mesure indirecte obtenue à l'aide de capteurs à effet Hall placés à proximité des aimants de déflexion qui commandent le balayage faisceau. Ces deux systèmes sont comparés en terme de facilité d'utilisation et de performance au sein du prototype. Les capteurs à effet Hall seront retenus dans le moniteur final DOSION. Les performances comparées de ces deux systèmes en tant que détecteurs de position sont sensiblement les mêmes, cependant, le Moniteur X est beaucoup plus lourd et délicat à mettre en oeuvre.
- o Ces dispositifs de mesure nécessitent une **calibration**. La chambre d'ionisation mesure une quantité de charges collectées sur l'électrode de mesure, qu'il faut relier à un nombre d'ions ayant traversé le détecteur. Les capteurs à effet Hall mesurent les valeurs des champs magnétiques créés pour défléchir le faisceau, qu'il faut relier à la position de celui-ci dans le plan d'irradiation. Ces deux calibrations sont effectuées à l'aide d'un dispositif basé sur l'utilisation d'un scintillateur. Suivant la calibration à effectuer, la lumière créée dans ce scintillateur est lue par un tube photomultiplicateur ou une caméra CCD. Les tests du prototype IBIS ont permis de définir le type de scintillateur utilisé (un scintillateur liquide et un scintillateur plastique avaient été envisagés) et le type d'objectif à coupler à la caméra CCD (un objectif télécentrique avait été envisagé). D'après les résultats des tests présentés dans cette thèse, DOSION est équipé d'un scintillateur plastique de 2mm d'épaisseur, couplé à une épaisseur de

verre lorsqu'il s'agit d'arrêter des faisceaux de haute énergie, et d'une caméra CCD munie d'un objectif conventionnel (orthocentrique).

Cette configuration permet à DOSION de contrôler en ligne la distribution spatiale de fluence pour des irradiations entre 5mGy/s et 2Gy/s, avec une précision relative de $\pm 4\%$. Les spécifications du cahier des charges écrit dans le cadre du projet sont remplies, à l'exception de la gamme de débits de dose sur laquelle la précision de la mesure est assurée à $\pm 4\%$ et de la résolution spatiale des cartes de fluence obtenues. La gamme stipulée dans le cahier des charges montait jusqu'à un débit de dose de 20Gy/s. Cependant, comme il a été évoqué en fin de chapitre quatre, ces débits ne sont utilisés que pour des irradiations spécifiques et la majorité des tests de radiobiologie sont effectués à des débits de dose inférieurs à 1Gy/s. La résolution spatiale demandée par le cahier des charges était de 0,5mm. Cependant, les tests effectués avec le moniteur ont permis de visualiser le spot faisceau avec une grande résolution spatiale. Ces images montrent que le spot faisceau a une taille la plupart du temps de l'ordre de 5mm. La méthode de reconstruction des cartes de fluence, exposée au dernier chapitre, ne permet pas d'obtenir une résolution spatiale inférieure à cet encombrement. Cependant, une résolution de 5mm sur les cartes de fluences fournies par DOSION reste parfaitement acceptable pour les expérimentateurs.

Les résultats obtenus au cours de cette thèse ouvrent des perspectives en terme d'évolution du dispositif développé dans le cadre du projet DOSION. Deux voies sont envisagées à l'heure actuelle.

- Les cartes de fluence sont maintenant mesurables pour toutes les irradiations. Les tests ont montré que dans certaines conditions, la distribution spatiale de fluence n'est pas homogène, à raison de 30% de variations par rapport à la fluence maximale. Ceci implique une distribution spatiale de dose comportant les mêmes variations relatives, ce qui n'est pas acceptable pour les conclusions que les radiobiologistes pourraient tirer des effets biologiques observés. Il est en effet indispensable que la totalité de l'échantillon biologique soit soumis au même dépôt de dose. Pour améliorer ces conditions d'irradiation, il est donc envisagé de tirer profit des performances offertes par DOSION pour contrôler la délivrance du faisceau. Les mesures en temps réel de la distribution spatiale de fluence peuvent être utilisées pour asservir le balayage lent du faisceau et ainsi contrôler de façon dynamique l'homogénéité de la distribution résultante. Cette étude est en développement actuellement.

- o La seconde perspective envisagée concerne les performances du dispositif d'imagerie utilisé pour la calibration de DOSION. Les tests effectués avec le prototype IBIS ont montré que l'imagerie par scintillateur offrait des avantages non négligeables en terme de temps de mesure et de résolution spatiale. En effet, il est possible de contrôler les paramètres géométriques du faisceau ou du champ d'irradiation de façon quasi instantanée en plaçant un bloc de scintillateur plastique devant le faisceau, analysé par une caméra CCD performante. Le contrôle de ces grandeurs est crucial pour les machines de traitement du cancer. Il faut contrôler les performances de la machine régulièrement, en optimisant au maximum le temps passé pour ces mesures de façon à laisser un maximum de temps disponible aux traitements. Outre ces paramètres géométriques, le contrôle qualité d'une machine consiste aussi à vérifier que la distribution volumique de dose délivrée est celle attendue, compte tenu des réglages machine effectués. Actuellement, ce type de contrôle est effectué à l'aide de chambres d'ionisation ponctuelles, placées à différents points de contrôle. La procédure est longue, et non exhaustive en terme de contrôle du volume total. L'utilisation d'une imagerie par scintillateur permettrait de contrôler la distribution volumique de dose délivrée par l'accélérateur en fonction des paramètres machine en une seule mesure. Cette étape reste cependant théorique car une connaissance parfaite du quenching provoqué par les ions incidents dans le scintillateur est nécessaire. Ce phénomène de quenching induit en effet une perte de linéarité entre le nombre d'ions incidents et la dose déposée dans le scintillateur.

Ces deux axes de recherche, issus du travail effectué avec DOSION, sont actuellement à l'étude. Le moniteur DOSION, répondant au cahier des charges imposé en début de projet, sera livré au cours de l'année 2008 au GANIL pour équiper les deux lignes faisceau de la salle D1. Ce moniteur pourra être utilisé en ligne pour toutes les expériences de radiobiologie, pour délivrer, à chaque irradiation d'échantillon biologique, la carte de fluence correspondante. Il sera donc possible de contrôler la fluence totale délivrée aux échantillons ainsi que l'homogénéité de la distribution spatiale de cette fluence.

Annexes

Annexe 1:

Dimensionnement du Moniteur X

p. 134

Annexe 2 :

Calcul de la courbe théorique donnant le nombre de franchissements du premier seuil de la carte SATRAS en fonction du nombre d'ions incidents

p. 141

Annexe 1

Dimensionnement du Moniteur X

Le Moniteur X est un dispositif testé au sein du prototype IBIS pour la localisation absolue du spot faisceau. La mesure est basée sur la comparaison du nombre de photons de fluorescence détectés dans quatre compteurs proportionnels entourant une feuille de métal placée sur la trajectoire du faisceau. Le dimensionnement de ce détecteur consiste à déterminer quel type de métal et quelle épaisseur de cette feuille rendent la détection optimale. Plusieurs phénomènes sont donc à prendre en compte :

- Le nombre d'ionisations issues du passage d'un ion à travers la feuille de métal.
- Le nombre de photons X émis par ionisation.
- L'atténuation de ces X lors de leur traversée des différents milieux avant d'atteindre la surface du compteur proportionnel (auto atténuation par la feuille de métal, air, mylar de la fenêtre d'entrée).
- La probabilité d'interaction dans le gaz du détecteur.

1- Section efficaces d'ionisation

L'ionisation des atomes de la feuille métallique est produite par l'interaction Coulombienne entre l'ion incident et un électron de l'atome cible. Cette interaction est modélisable par la procédure écrite par McGuire en 1973 [73-MCG], tirée de la théorie de **Gryzinski** [65-GRY]. Il s'agit de calculer la section efficace d'ionisation simple dans l'approximation dite : « **Binary Encounter Approximation** ». Cette approximation utilise un traitement classique pour modéliser l'interaction Coulombienne à deux corps entre l'ion incident, d'énergie $E_i = \frac{1}{2} M v_i^2$, et un électron d'un atome cible, caractérisé par son énergie de liaison U et sa vitesse v_0 . Selon les calculs de Gryzinski, la section efficace totale d'ionisation est donnée par :

$$\sigma(E_i) = \left(\frac{N Z^2 \sigma_0}{U^2} \right) \cdot G(V)$$

N : nombre d'électrons appartenant à la couche électronique de l'électron diffusé

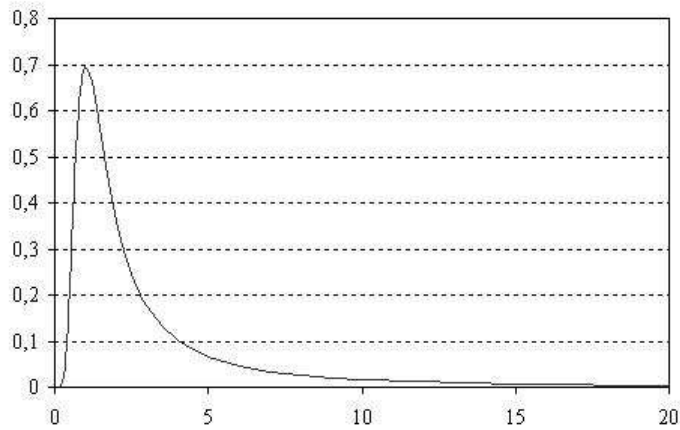
Z : charge de l'ion incident

$\sigma_0 = \pi e^4 = 6.56 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \text{ eV}^2$

$G(V)$: fonction de Gryzinski, dépendante de la vitesse relative

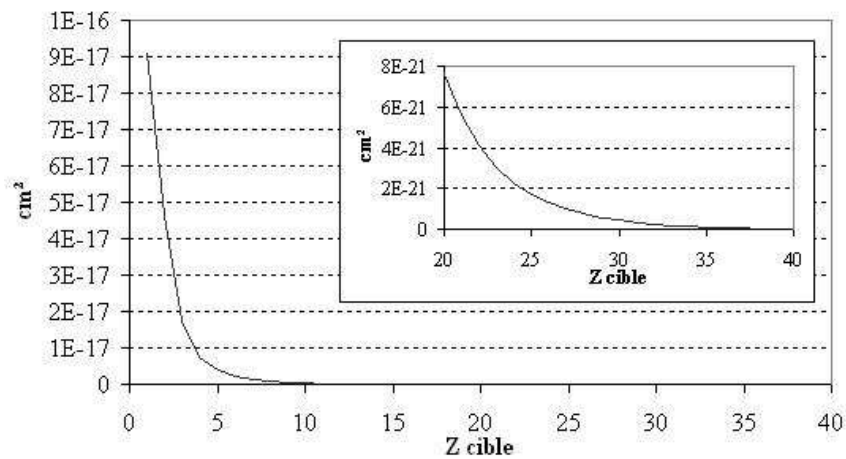
V , la vitesse relative : $V = v_i / v_0$

La fonction de Gryzinski possède un maximum pour V proche de 1, c'est à dire lorsque l'ion incident possède une vitesse proche de celle de l'électron diffusé.



Fonction de Gryzinski intervenant dans le calcul de la section efficace d'ionisation

Il est donc possible, pour différents types de faisceaux incidents, d'évaluer la fonction efficace d'ionisation pour différents matériaux. Pour cette simulation, seules les ionisations créées par un électron 1s sont considérées. La figure suivante illustre l'évolution de cette section efficace en fonction du Z du matériau de la feuille cible, pour un faisceau d'ions ^{12}C à 95A.MeV.



Evolution de la section efficace d'ionisation simple 1s en fonction du Z de la feuille cible pour des ions carbone incidents à 95A.MeV.

2- Sections efficaces de production d'X

Les sections efficaces de production d'X s'obtiennent en multipliant les sections efficaces d'ionisation par un coefficient dépendant du Z de l'atome cible, tabulé par Krause [79-KRA] et représentant le rendement de fluorescence pour une ionisation en couche K d'un atome. Ainsi, la section efficace de production d'X de fluorescence σ_X s'exprime selon :

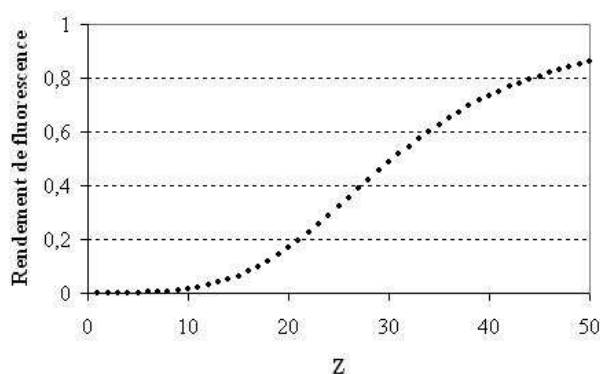
$$\sigma_X = w_K \cdot \sigma_K$$

σ_X : section efficace de production d' X

σ_K : section efficace d'ionisation de la couche K

w_K : coefficient de rendement de fluorescence du Z considéré

La courbe de la figure ci-dessous représente l'évolution des coefficients de rendement de fluorescence en fonction du Z du matériau considéré.

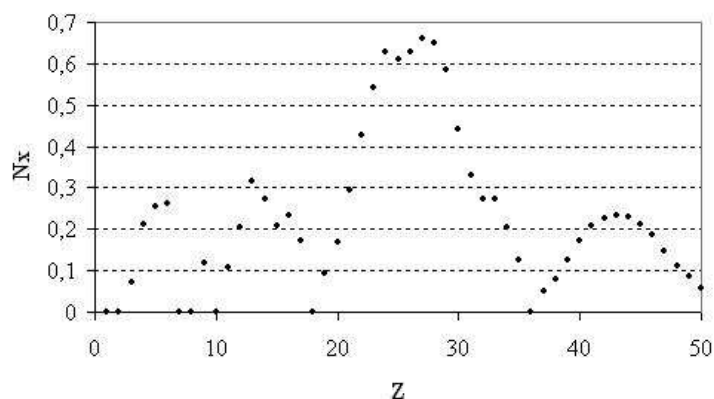


Coefficients de rendement de fluorescence pour les éléments de Z allant de 1 à 50 (H à Sn)

Ainsi, le nombre de photons X de fluorescence créés dans une feuille de matériau cible (Z , A) d'épaisseur e_p s'obtient à partir du nombre d'Avogadro, de la masse volumique du matériau cible et des sections efficaces par :

$$N_X = \sigma_X \cdot \frac{N_A \cdot \rho}{A} \cdot e_p$$

La figure suivante représente le nombre de photons de fluorescence créés par des ions carbone de 95A.MeV, interagissant dans une feuille d'épaisseur 10 μ m, pour des matériaux de Z allant de 1 à 50. L'évolution générale montre un maximum autour des matériaux de Z compris entre 22 et 29. Les rendements très faibles correspondent aux éléments gazeux, qui ne nous intéressent pas pour cette étude (hydrogène, hélium, azote...etc...).



Nombre de photons de fluorescence créés par ion carbone incident pour les éléments de Z allant de 1 à 50 (H à Sn)

3- Atténuation des X lors du trajet vers l'enceinte du détecteur

Cette étape consiste à évaluer le nombre d'X qui interagissent dans le volume de gaz d'un compteur proportionnel après avoir traversé les différents matériaux placés sur sa trajectoire, à savoir, la feuille métallique, l'air et la fenêtre d'entrée du compteur proportionnel. Le nombre N_{CP} , de photons qui interagissent dans l'enceinte d'un compteur proportionnel correspond à la différence entre le nombre de photons incidents au niveau de la fenêtre d'entrée en mylar et le nombre de photons présents après la traversée du gaz. Le nombre de photons présents après la traversée de la fenêtre en mylar (N_{inc}) dépend du nombre de photons X incidents au niveau de la feuille métallique et des atténuations (a_{milieu}) de ces photons dans la feuille, dans l'air et dans le mylar :

$$N_{inc} = N_X \cdot a_{feuille} \cdot a_{air} \cdot a_{mylar}$$

Le nombre de photons ayant interagit dans l'enceinte correspond alors à la différence entre le nombre de photons ayant traversé le gaz sans interagir et le nombre de photons incidents au niveau de la fenêtre d'entrée (N_{inc}) :

$$N_{CP} = N_{inc} - N_{gaz} = N_{inc} - N_{inc} \cdot a_{gaz} = N_{inc} \cdot (1 - a_{gaz}) = N_X \cdot a_{feuille} \cdot a_{air} \cdot a_{mylar} \cdot (1 - a_{gaz})$$

Les coefficients d'atténuations sont évalués à partir des coefficients d'atténuation massique des photons dans le matériau, de la masse volumique du matériau et de l'épaisseur traversée :

$$a = \exp\left(-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Z, E_x} \cdot \rho \cdot x\right)$$

$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$, le coefficient d'atténuation massique des X dans le matériau (Z), dépendant de leur énergie (E_x).

ρ , la masse volumique du matériau en g/cm³

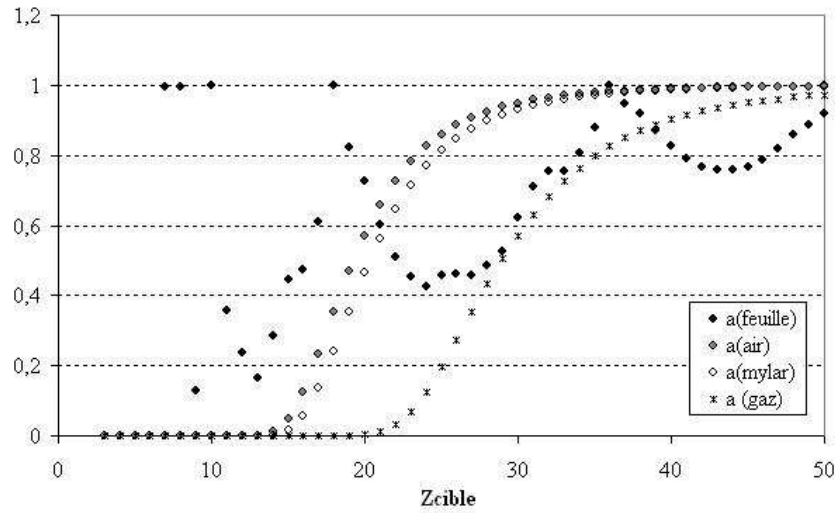
x , l'épaisseur de matériau traversée en cm.

La trajectoire des X est calculée en prenant un angle moyen d'émission au centre de la feuille métallique. Il est donc possible d'évaluer l'épaisseur traversée pour chaque matériau (la feuille, l'air, le mylar, le gaz).

Le coefficient d'atténuation massique dans le gaz du compteur proportionnel (ArCH₄) est évalué à partir des coefficients d'atténuation massique pris dans les milieux purs le composant:

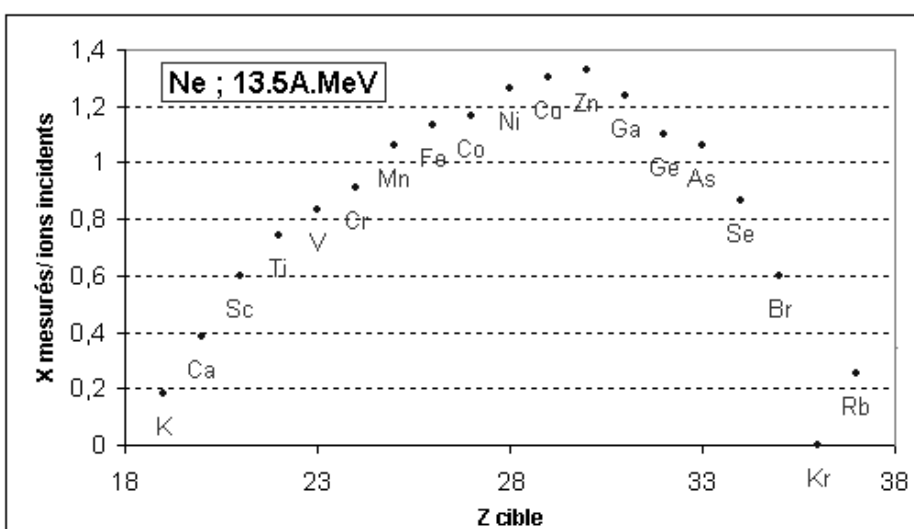
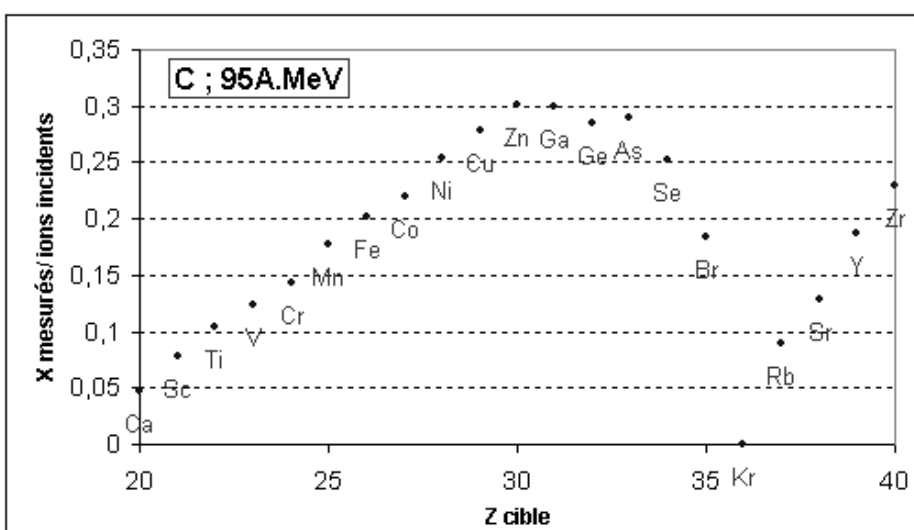
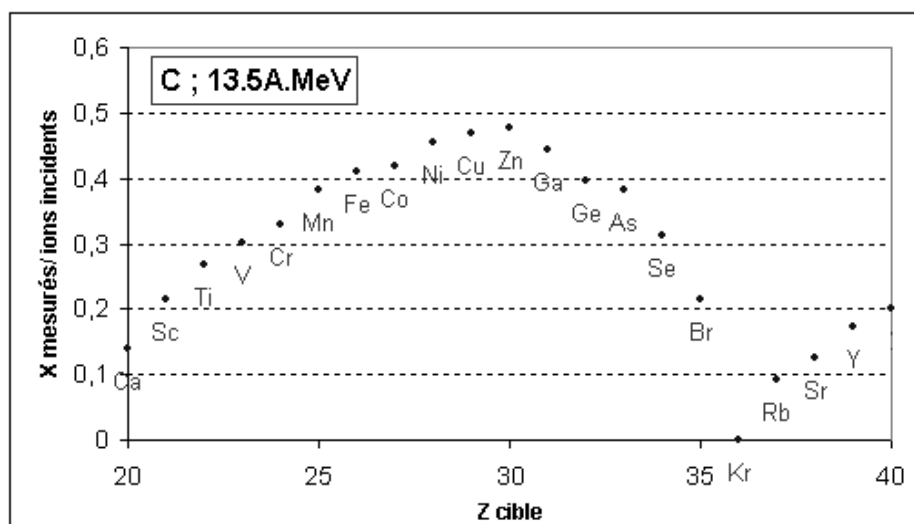
$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{ArCH_4} = \frac{40}{56}\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Ar} + \frac{12}{56}\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_C + \frac{4}{56}\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_H$$

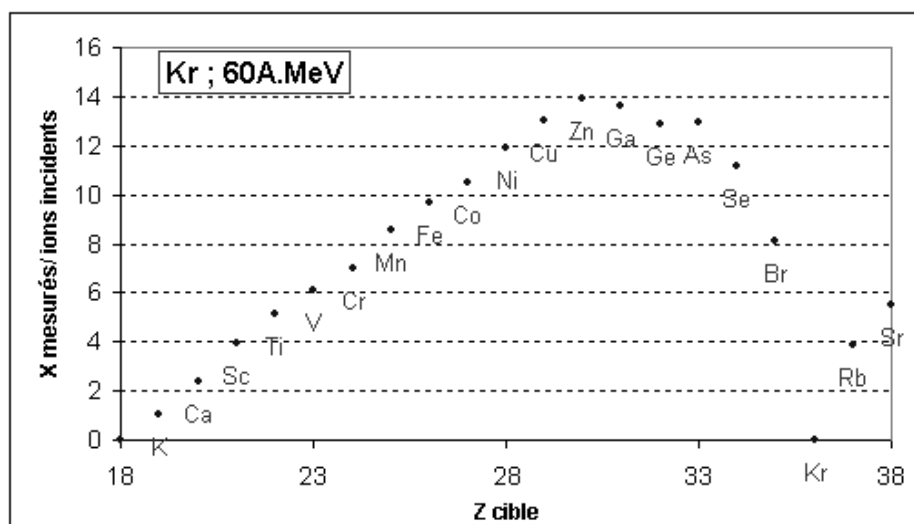
La figure ci-dessous représente les coefficients d'atténuation calculés pour les différents milieux dans les conditions exposées précédemment, pour un faisceau d'ions carbone à 95A.MeV. On cherche une atténuation minimale pour perdre un minimum d'X avant l'entrée dans le gaz du compteur, et une atténuation maximale dans le gaz, correspondant à des probabilités d'interaction élevées, et donc à une meilleure détection. Les valeurs d'atténuation $a(\text{feuille})$ correspondent à l'auto-atténuation des X émis par les atomes de la feuille dans cette même feuille. Elle est donc encore sujette aux variations de la masse volumique des éléments. On remarque déjà que les éléments de Z supérieur à 30 seront peu avantageux pour la détection car les X émis par de tels éléments risquent d'être très fortement atténués dans l'air.



Coefficients d'atténuation dans les milieux traversés par les X émis par la feuille (Zcible)

L'évaluation des coefficients d'atténuation permet d'en déduire le nombre d'X qui interagissent dans le gaz N_{CP} par ion incident. Cette simulation a été menée pour quatre faisceaux différents, avec une épaisseur de feuille de $10\mu\text{m}$: (^{13}C ; 13,5A.MeV), (^{13}C ; 95A.MeV), (^{84}Kr ; 60A.MeV) et (^{20}Ne ; 13,5A.MeV). Pour chacun de ces faisceaux, l'efficacité de détection est simulée pour un Z du matériau cible allant de 1 à 40.





Annexe 2

Calcul de la courbe théorique donnant le nombre de franchissements du premier seuil de la carte SATRAS en fonction du nombre d'ions incidents

Ce calcul consiste à estimer le nombre de franchissements du premier seuil (correspondant à une amplitude d'impulsion supérieure au bruit et inférieure à un ion) pour un nombre d'ions ayant traversé la chambre d'ionisation en $20\mu s$. Ce calcul théorique sert ensuite de base pour ajuster les mesures de calibration et ainsi déterminer la relation entre la mesure de la chambre d'ionisation et le nombre d'ions.

1- Répartition du nombre d'ions par récurrence

Pour une fréquence faisceau donnée ($freq$), il est possible de calculer le nombre de récurrences faisceau contenues dans $20\mu s$ ($N_{rec} = freq \times 20 \cdot 10^{-6}$). En notant $N_{ions}[j]$, le nombre d'ions ayant traversé le moniteur faisceau pendant les $20\mu s$ de la mesure j , il est possible de calculer un nombre d'ions moyen par récurrence pour cette mesure élémentaire :

$$N_{moy/rec}[j] = N_{ions}[j] / N_{rec}$$

A chaque mesure élémentaire correspond donc un nombre d'ions moyen par récurrence ($N_{moy/rec}[j]$).

En considérant une intensité faisceau constante sur $20\mu s$, la répartition statistique du nombre d'ions par paquet suit alors une loi de Poisson, de paramètre $N_{moy/rec}[j]$. Ainsi, pour une mesure donnée, la probabilité pour qu'il y ait eu k ions dans une des récurrences (un des paquets) est donnée par:

$$Poisson_{N_{moy/rec}}(k) = \frac{e^{-N_{moy/rec}} * N_{moy/rec}^k}{k!}$$

2- Répartition du nombre de franchissements du seuil par récurrence

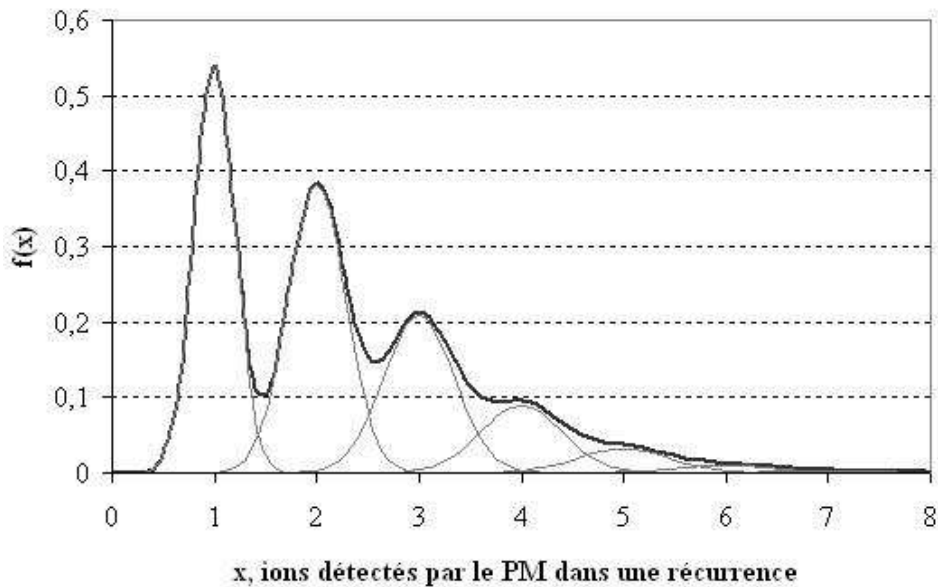
Le nombre de franchissements associé au passage d'un paquet d'ions (d'une récurrence) dépend dans un premier temps du nombre d'ions présents dans ce paquet, mais aussi de la résolution sur la collection de la lumière dans le PM, notée $reso_lum$ et exprimée en nombre d'ions. La densité de probabilité décrivant la répartition du nombre d'ions détectés par le PM dans une récurrence est donc une somme de fonctions Gaussiennes centrées sur le nombre

d'ions effectivement passés pendant la récurrence (k), d'écart types $\sigma_k = \text{reso_lum} * \sqrt{k}$, d'amplitudes les probabilités déduites de la loi de Poisson correspondante ($\text{Poisson}_{N_{\text{moy/rec}}}(k)$). Ainsi, pour une récurrence d'une mesure élémentaire donnée (caractérisée par $N_{\text{moy/rec}}[j]$), la densité de probabilité du nombre d'ions détectés par le PM est donnée par :

$$f_{N_{\text{moy/rec}}}(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \left(\text{Poisson}_{N_{\text{moy/rec}}}(k) * \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_k} \cdot e^{-\left(\frac{x-k}{\sqrt{2} \cdot \sigma_k}\right)^2} \right)$$

$f_{N_{\text{moy/rec}}}(x)$ représente ainsi la **probabilité qu'il y ait eu x ions détectés par le PM dans une récurrence** lors d'une mesure sur 20µs pendant laquelle il y avait $N_{\text{rec_moy}}$ ions par récurrence en moyenne.

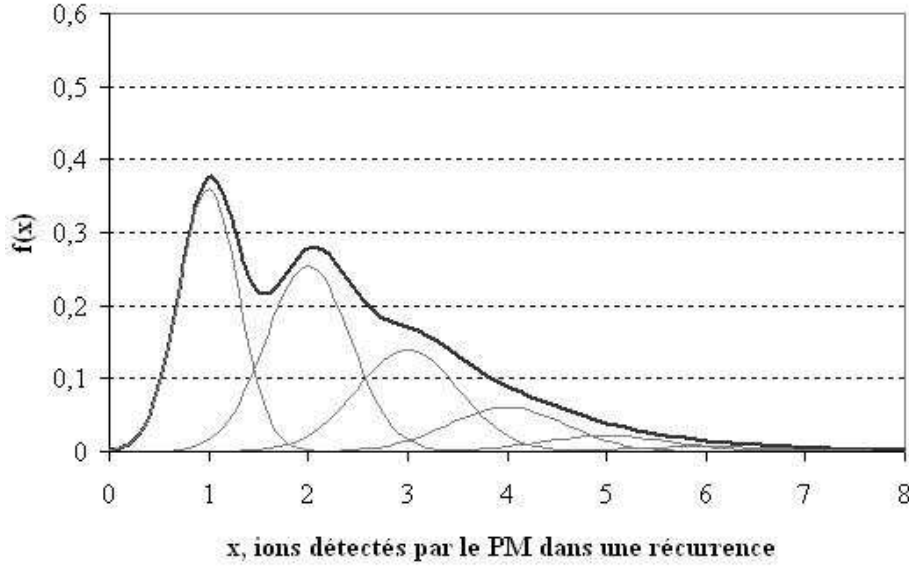
La représentation de cette densité de probabilité permet de comprendre les difficultés rencontrées avec la méthode de calibration par comptage. Pour une résolution de collection de lumière dans le PM de 0,2 ions et une mesure élémentaire caractérisée par un nombre moyen d'ions par récurrence de 2, la distribution permet de discriminer facilement les amplitudes correspondantes à 1 ion, deux ions, etc ..., comme le montre la figure ci-dessous. Les différentes gaussiennes modulées par la loi de Poisson sont représentées en gris, leur somme en ligne noire épaisse.



Densité de probabilité du nombre d'ions détectés par le PM par récurrence (mesure faite avec 2 ions en moyenne par récurrence, et une résolution sur la lumière collectée de 0,2 ions.)

En prenant une précision de 0,3 ions sur la collection de lumière, la densité de

probabilité devient pratiquement continue. Dans ce cas, les amplitudes PM ne seront pas discriminées et le réglage des seuils PM sera compromis.



Densité de probabilité du nombre d'ions détectés par le PM par récurrence (mesure faite avec 2ions en moyenne par récurrence, et une résolution sur la lumière collectée de 0,3 ions.)

3- Nombre de franchissements sur 20μs

D'après les résultats précédents, sur une mesure de 20μs contenant N_{rec} récurrences, le nombre de franchissements du seuil PM réglé au niveau $seuil_PM$ (en ions) est donné par :

$$Nf_{seuil_PM}(N_{moy/rec}) = N_{rec} \times \int_{seuil_PM}^{+\infty} f_{N_{moy/rec}}(u).du$$

En fixant le seuil entre le bruit et le niveau correspondant à un ion, il suffira de calculer ce nombre de franchissement pour un niveau $seuil_PM$ de 0.5ions.

On cherche donc à évaluer l'intégrale d'une fonction définie par la somme de fonctions. Cette somme étant convergente, l'inversion du signe somme et du signe intégrale est possible :

$$Nf_{seuil_PM}(N_{moy/rec}) = N_{rec} \times \int_{seuil_PM}^{+\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \left(Poisson_{N_{moy/rec}}(k) * \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_k} \cdot e^{-\left(\frac{u-k}{\sqrt{2} \cdot \sigma_k}\right)^2} \right) .du$$

$$Nf_{seuil_PM}(N_{moy/rec}) = N_{rec} \times \sum_{k=0}^{\infty} \left(Poisson_{N_{moy/rec}}(k) * \int_{seuil_PM}^{+\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_k} \cdot e^{-\left(\frac{u-k}{\sqrt{2} \cdot \sigma_k}\right)^2} \right) .du \right)$$

Il s'agit donc d'évaluer des intégrales de Gaussiennes de moyennes k et d'écart types σ_k .

Notons I_k ces intégrales, et $Gauss_{k,\sigma_k}$ la fonction Gaussienne de moyenne k et d'écart type σ_k :

$$I_k = \int_{seuil_PM}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma_k} \cdot e^{-\left(\frac{u-k}{\sqrt{2}\cdot\sigma_k}\right)^2} \cdot du = \int_{seuil_PM}^{+\infty} Gauss_{k,\sigma_k}(u) \cdot du$$

On a alors :

$$I_k = \int_{seuil_PM}^{+\infty} Gauss_{k,\sigma_k}(u) \cdot du = \int_{-\infty}^{+\infty} Gauss_{k,\sigma_k}(u) \cdot du - \int_{-\infty}^{seuil_PM} Gauss_{k,\sigma_k}(u) \cdot du = 1 - F_X(seuil_PM)$$

Où F_X est la fonction de répartition associée à la variable aléatoire Gaussienne considérée.

Calcul de la fonction de répartition de la loi Normale de moyenne m , d'écart type σ :

$$F_X(x) = \int_{-\infty}^x \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma} \cdot e^{-\left(\frac{t-m}{\sqrt{2}\cdot\sigma}\right)^2} \cdot dt$$

Changement de variable $u = \frac{t-m}{\sqrt{2}\cdot\sigma}$, $du = \frac{1}{\sqrt{2}\cdot\sigma} \cdot dt$

$$F_X(x) = \int_{-\infty}^{\frac{x-m}{\sqrt{2}\cdot\sigma}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma} \cdot e^{-u^2} \cdot \sqrt{2}\cdot\sigma \cdot du = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_{-\infty}^0 e^{-u^2} du + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{\frac{x-m}{\sqrt{2}\cdot\sigma}} e^{-u^2} du \right)$$

Ainsi, la fonction de répartition s'exprime en fonction de la fonction d'erreur $\text{erf}(x)$, de limite 1 en l'infini, par :

$$F_X(x) = \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \text{erf}\left(\frac{x-m}{\sqrt{2}\cdot\sigma}\right) \right)$$

En intégrant ce résultat dans le calcul des intégrales I_k , il vient :

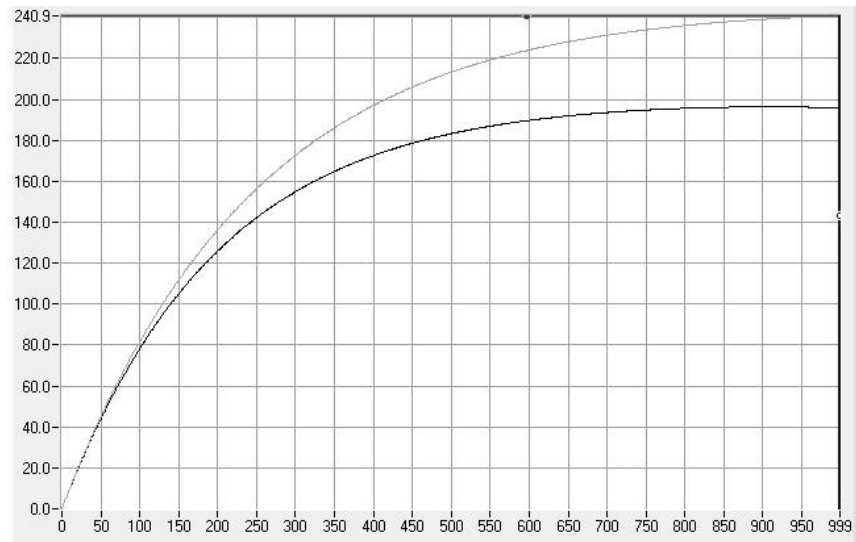
$$I_k = 1 - F_X(seuil_PM) = 1 - \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \text{erf}\left(\frac{seuil_PM - k}{\sqrt{2}\cdot\sigma_k}\right) \right) = \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \text{erf}\left(\frac{seuil_PM - k}{\sqrt{2}\cdot\sigma_k}\right) \right)$$

Ainsi, pour un seul $seuil_PM$ fixé, le nombre de franchissements de ce seuil sur une mesure élémentaire de $20\mu s$ dépend du nombre d'ions ayant traversé le moniteur (k) selon :

$$Nf_{seuil_PM}(N_{moy/rec}) = N_{rec} \times \sum_{k=1}^{\infty} \left(Poisson_{N_{moy/rec}}(k) * \frac{1}{2} \cdot \left(1 - erf\left(\frac{seuil_PM - k}{\sqrt{2} \cdot \sigma_k}\right) \right) \right)$$

Cette fonction permet donc d'estimer le nombre de franchissements du seuil fixé à une valeur $seuil_PM$ (en nombre d'ions) en fonction du nombre d'ions incidents en 20µs. En effet, ce nombre d'ions incidents sur 20µs permet de remonter, grâce à la fréquence faisceau, au nombre d'ions moyen par récurrence $N_{moy/rec}$.

La figure ci-dessous est la représentation graphique de cette fonction, représentée pour deux fréquences faisceau de 10MHz et 12,31MHz, entre 0 et 1000 ions incidents en 20µs pour une résolution sur la quantité de lumière détectée par le PM de 0,2ions.



Courbe théorique du nombre de franchissements du seuil numéro 1 en fonction du nombre d'ions sur 20µs pour deux fréquences faisceau (10MHz en noir et 12,31MHz en gris)

Ces courbes ont aussi été tracées pour différentes résolutions sur la détection de lumière par le PM. Elles se superposent pour des résolutions comprises entre 0,05 et 0,25, qui sont les ordres de grandeur des résolutions observées avec les faisceaux typiques pendant les expériences. Ce paramètre n'influencera donc pas le résultat de l'ajustement des données sur la courbe théorique : il est inutile de le redéfinir à chaque faisceau, une valeur de 0,2 ions peut être prise par défaut.

REFERENCES (58)

- [08-ELS] T. Elsässer, M. Krämer, M. Scholz, “*Accuracy of the Local Effect Model for the prediction of the biologic effects of carbon ion beams in vitro and in vivo*”, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., available on line on April 2008.
- [08-FRE] A.M. Frelin, J.M. Fontbonne, G. Ban et al., “*The DosiMap, a new scintillating dosimeter for IMRT quality assurance: characterisation of two Cerenkov discrimination methods*”, Med. Phys., Vol. 35, p.1651, 2008.
- [08-PAU] C. Pautard, E. Balanzat, G. Ban et al., “*On-line monitoring of fluence distributions and imaging of scanning ion beams*”, Nucl. Instr. Meth. A 588, pp. 448-456, 2008.
- [08-VEL] L. Veldeman, I. Madani, F. Hulstaert et al, “*Evidence behind use of Intensity-Modulated Radiotherapy: a systematic review of comparative clinical studies*”, The Lancet Oncology, Vol. 9, Issue 4, pp. 367-375, 2008.
- [07-BAR] P. Barbey, “*Rayonnements ionisants et effets biologiques. Sources d’exposition. Protection contre la contamination. Réglementation*”, tome n.2 du manuel de “*Formation de la Personne Compétente en Radioprotection*”, Université de Caen Basse-Normandie, Imogère, Service de radioprotection, 2007.
- [07-DON] E. Donovan, N. Bleakley, E. Denholm et al., “*Randomised trial of standard 2D radiotherapy (RT) versus Intensity Modulated RadioTherapy (IMRT) in patient prescribed breast radiotherapy*”, Radiother. Oncol., Vol. 82, Issue 3, pp. 254-264, 2007.
- [06-AND] ANDOR technology “*Scientific Digital Camera solutions*”, Catalogue 2006.
- [06-LAR] A. La Rosa, M.A. Garella, F. Bourhaled et al., “*A pixel ionization chamber used as beam monitor at the Institut Curie-Centre de Protonthérapie de Orsay (CPO)*”, Nucl. Instr. Meth. A 565, pp. 833-840, 2006.
- [06-PAU] C. Pautard, E. Balanzat, G. Ban et al., “*Heavy ion beams monitoring for radiobiology applications*”, NSS-MIC Conference Record 2006, IEEE, Vol.6, pp. 3894-3898, 2006.
- [06-PER] C. Peroni, A. Boriani, F. Bourhaled et al., “*Preliminary results with a strip ionization chamber used as beam monitor for hadrontherapy treatments*”, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 150, pp. 326-329, 2006.
- [06-KAN] T. Kanai, N. Matsufudji, T. Miyamoto et al., “*Examination of GyE system for HIMAC carbon therapy*”, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., Vol. 64, No. 2, pp. 650-656, 2006.
- [05-AMA] U. Amaldi, G. Kraft, “*Recent applications of synchrotrons in cancer therapy with carbon ions*”, europhysics news, pp. 114-118, July/August 2005.
- [05-FRE] A.M. Frelin, J.M. Fontbonne, G. Ban et al., “*Spectral discrimination of Crenkov radiation in scintillating dosimeters*”, Med. Phys. 32 (9), pp. 3000-3006, 2005.

- [05-HIR] R. Hirayama, Y. Furusawa, T. Fukawa et al., “*Repair Kinetics of DNA-DSB Induced by X-rays or Carbon Ions under Oxic and Hypoxic Conditions*”, J. Radiat. Res., Vol. 46, pp. 325-332, 2005.
- [04-CDC] Cahier des Charges Fonctionnel du Projet DOSION, Document référencé DOSION-01-A CdCF dans la nomenclature projet, 14 p., 2004.
- [04-MAR] R. Bonin, A. Boriani, F. Marchetto et al., “*A pixel chamber to monitor the beam performances in hadrontherapy*”, Nucl. Instr. Meth. A 519, pp. 674-686, 2004.
- [04-SCH] D. Schulz-Ertner, A. Nikighosyan, C. Thilmann et al., “*Results of carbon ion radiotherapy in 152 patients*”, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., Vol 58, No. 2, pp. 631-640, 2004.
- [04-TSU] H. Tsujii, J.E. Mizoe, T. Kamada et al., “*Overview of Clinical Experiences on Carbon Ion Radiotherapy at NIRS*”, Radiother. Oncol. 73 (2), pp. S41-S49, 2004.
- [04-WEY] W.K. Weyrather, G. Kraft, “*RBE of carbon ions: Experimental data and strategy of RBE calculation for treatment planning*”, Radiother. Oncol., Vol. 73, Suppl. 2, pp. S161-S169, 2004.
- [02-MIR] R. Miralbell, A. Lomax, L. Cella et al, “*Potential reduction of the incidence of the radiation-induced second cancers by using proton beams in the treatment of pediatric tumors*”, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., Vol. 54, No. 3, pp. 824-829, 2002.
- [02-PAG] H. Paganetti, A. Niemierko, M. Ancukiewicz et al., “*Relative Biological Effectiveness (RBE) values for proton beam therapy*”, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., Vol. 53, No. 2, pp. 407-421, 2002.
- [01-AMA] U. Amaldi., “*Hadrontherapy in the world*”, Proceedings of NUPECC, Nov. 2001.
- [00-BRU] C. Brusasco, B. Voss, D. Schardt et al., “*A dosimetry system for fast measurement of 3D depth-dose profiles in charged-particle tumor therapy with scanning techniques*”, Nucl. Instr. Meth. B 168, Issue 4, pp. 578-592, 2000.
- [00-KRA] G. Kraft, “*Tumor Therapy with Heavy Charges Particles*”, Prog. Part. Nucl. Phys. 45, pp. S473-S544, 2000.
- [00-ROD] J. Rodriguez-Cossio, D. Schardt, C. Brusasco et al., “*W-value measurement for carbon ions*”, GSI Scientific Report 2000, Bio-Phys, p. 158, 2000.
- [00-SUZ] M. Suzuki, Y. Kase, H. Yamaguchi et al., “*Relative Biological Effectiveness for cell-killing effect on various human cell lines irradiated with heavy-ion medical accelerator in Chiba (HIMAC) carbon-ion beam*”, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., Vol. 48, No. 1, pp. 241-250, 2000.
- [00-ZUR] A. Zurlo, A. Lomax, A. Hoess et al., “*The role of proton therapy in the treatment of large irradiation volumes: A comparative planning study of pancreatic and biliary tumours*”, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., Vol 48, No. 1, pp. 227-288, 2000.
- [99-WEY] W.K. Weyrather, S. Ritter, M. Scholz et al., “*RBE for carbon track-segment*

- irradiation in cell lines of differing repair capacity*", Int. J. Radiat. Biol., Vol. 75, No. 11, pp. 1357-1364, 1999.
- [98-ICR] ICRU Report 60, "*Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*", International Commission on Radiation Units and measurements, 1998.
- [98-ORE] R. Orecchia, A. Zurlo, A. Loasses et al., "*Particle beam therapy (hadrontherapy): Basis for interest and clinical experience*", Eur. J. Cancer, Vol. 34, No. 4, pp. 459-468, 1998.
- [97-CIR] C. Brusasco, A. Cattai, R. Cirio et al., "*Strip ionization chambers as 3-D detector for hadrontherapy*", Nucl. Instr. Meth. A 389, pp. 499-512, 1997.
- [94-BOR] T. Bortfeld, A.L. Boyer, W. Schegel et al., "*Realization and verification of three-dimensional conformal radiotherapy with modulated fields*", Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., Vol. 30, No. 4, pp. 899-908, 1994.
- [93-HAB] T. Haberer, W. Becher, D. Schardt et al., "*Magnetic scanning system for heavy ion therapy*", Nucl. Instr. Meth. A330, pp. 296-305, 1993.
- [91-CIP] Publication 60 de la CIPR, Commission Internationale de Protection Radiologique, 1991.
- [90-AUS] M. Austin-Seymour, M. Urie, J.E. Munzenrider et al., "*Considerations in fractionated proton radiation therapy: Clinical potential and results*", Radiother. Oncol. 17 (1), pp. 29-35, 1990.
- [89-KNO] G.F. Knoll, "*Radiation Detection and Measurement – Second Edition*", John Wiley & Sons, 1989.
- [86-ATT] F.H. Attix, "*Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*", John Wiley and Sons, 1986.
- [86-ICR] ICRU Report 40, "*The Quality factor in Radiation Protection*", International Commission on Radiation Units and measurements, 1986.
- [80-ZIE] J. F. Ziegler, "*Handbook of stopping cross-sections for energetic ions in all elements*", vol. 5 of "*The Stopping and Ranges of Ions in Matter*", Pergamon Press, New York, 1980.
- [79-KRA] M. O. Krause, "*Atomic radiative and radiationless yields for K and L shells*", J. Phys. Chem. Data, Vol. 8, No. 2, pp. 307-327, 1979.
- [76-ICR] ICRU Report 24, "*Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma rays in Radiotherapy Procedures*", International Commission on Radiation Units and measurements, 1976.
- [73-ICR] ICRU Report 19, "*Radiation measurement and Units*", International Commission on Radiation Units and measurements, 1973.
- [73-MCG] J. McGuire and P. Richard, "*Procedure for computing cross sections for single and multiple ionization of atoms in the binary encounter approximation by the impact of*

- heavy charged particles*”, Phys. Rev. A, Vol. 8, No. 3, pp. 1374-1384, 1973.
- [65-GRY] M. Grynsinski, “*Classical theory of atomic collisions. I. Theory of inelastic collisions*”, Phys. Rev. Vol.138, No. 2A, pp. A336-A358, 1965.
- [64-GRE] J.R. Greening, “*Saturation Characteristics of Parallel-Plate Ionization Chambers*”, Phys. Med. Biol. Vol. 9, No. 2, pp. 143-154, 1964.
- [59-ELK] Elkind and Sutton, “*X-ray damage and recovery in mammalian cells in culture*”, Nature 184, pp. 1293-1295, 1959.
- [51-BIR] J.B. Birks, “*Scintillations from Organic Crystals: Specific fluorescence and Relative Response to Different Radiation*”, Proc. Phys. Soc. A64, pp. 874-877, 1951.
- [50-WIL] D.H. Wilkinson, “*Ionization chambers and counters*”, Cambridge, 1950.
- [DAT-667] Datasheet, Single-Output DC Power Supply 6672A, Agilent Technologies.
- [DAT-ACF] Datasheet, ACF2101, Burr-Brown.
- [DAT-AD2] Datasheet, AD22151, Analog Device.
- [DAT-AD9] Datasheet, AD9245, Analog Device.
- [DAT-ADS] Datasheet, ADS7815, Burr-Brown.
- [DAT-ADS5] Datasheet, ADS5463, Texas Instrument.
- [DAT-CAS] Datasheet camera EMCCD Cascade 512B, Roper Scientific, Photometrics.
- [DAT-M25] Datasheet objectif orthocentrique M2514-MP, Computar.
- [DAT-PTW] Radiation Product Design Product Information, PTW Model 23332 / 30016 – 0.3cc Rigid Stem Chamber, PTW.
- [DAT-S5L] Datasheet, Telecentric Lens S5 LPJ1835, Sill Optics.
- [DAT-XP2] PhotoMultiplier Tube XP2020, Photonis.

Réalisation d'un dispositif de contrôle et d'imagerie de faisceaux balayés d'ions

Au cours de cette thèse, un moniteur de faisceaux balayés d'ions a été développé pour mesurer en ligne des distributions spatiales de fluence. Ce moniteur contient une chambre d'ionisation, des capteurs à effet Hall et un scintillateur. La chambre d'ionisation placée entre la sortie du faisceau et l'expérience mesure le débit d'ions. Les capteurs à effet Hall placés près des aimants de balayage du faisceau permettent de localiser le spot. Le scintillateur est couplé à un tube photomultiplicateur pour réaliser l'étalonnage de la chambre d'ionisation et à un système d'imagerie pour étalonner les capteurs à effet Hall.

Ce moniteur a été développé pour contrôler les faisceaux d'une salle du GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) accueillant des expériences de radiobiologie dans le cadre de la recherche en hadronthérapie. En effet, cette nouvelle technique de traitement du cancer par irradiation d'ions nécessite la connaissance précise de la relation entre la dose administrée à des échantillons biologiques et les effets induits. Pour mener à bien ces études, il est impératif de contrôler en ligne la fluence.

Le moniteur a été testé avec différents faisceaux au GANIL. Il permet de mesurer la fluence avec une précision relative de $\pm 4\%$ sur une gamme de débit de dose allant de 1mGy/s à 2Gy/s. Installé à demeure sur les lignes dédiées à la radiobiologie au GANIL, ce moniteur permettra de contrôler les distributions spatiales de fluence pour chaque irradiation.

Le scintillateur et le dispositif d'imagerie sont également utilisés pour contrôler la position, la forme du spot et l'énergie de différents faisceaux tels que ceux utilisés en hadronthérapie.

Mots-clés : Dosimétrie, Détecteurs de rayonnement, Chambres d'ionisation, Radiobiologie, Rayonnement – Applications médicales, Imagerie

Realization of a scanning ion beam monitor

During this thesis, a scanning ion beam monitor has been developed in order to measure on-line fluence spatial distributions. This monitor is composed of an ionization chamber, Hall Effect sensors and a scintillator. The ionization chamber set between the beam exit and the experiment measures the ion rate. The beam spot is localized thanks to the Hall Effect sensors set near the beam sweeping magnets. The scintillator is used with a photomultiplier tube to calibrate the ionization chamber and with an imaging device to calibrate the Hall Effect sensors.

This monitor was developed to control the beam lines of a radiobiology dedicated experimentation room at GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds). These experiments are held in the context of the research in hadrontherapy. As a matter of fact, this new cancer treatment technique is based on ion irradiations and therefore demands accurate knowledge about the relation between the dose deposit in biological samples and the induced effects. To be effective, these studies require an on-line control of the fluence.

The monitor has been tested with different beams at GANIL. Fluence can be measured with a relative precision of $\pm 4\%$ for a dose rate ranging between 1mGy/s and 2Gy/s. Once permanently set on the beam lines dedicated to radiobiology at GANIL, this monitor will enable users to control the fluence spatial distribution for each irradiation.

The scintillator and the imaging device are also used to control the position, the spot shape and the energy of different beams such as those used for hadrontherapy.

Key Words: Dosimetry, Radiation detectors, Ionization chambers, Radiobiology, Radiation – Medical applications, Imaging.

Discipline: Physique nucléaire

Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen – UMR 6534

ENSICAEN – 6 Boulevard du Maréchal Juin – 14050 CAEN Cedex