



**HAL**  
open science

# Production de noyaux exotiques par photofission, Le projet ALTO : Premiers Résultats

Maher Cheikh Mhamed

► **To cite this version:**

Maher Cheikh Mhamed. Production de noyaux exotiques par photofission, Le projet ALTO : Premiers Résultats. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université d'Evry-Val d'Essonne, 2006. Français. NNT: . tel-00137745

**HAL Id: tel-00137745**

**<https://theses.hal.science/tel-00137745>**

Submitted on 21 Mar 2007

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

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

Université d'EvryVal d'Essonne

THÈSE

Présentée

Par

Maher CHEIKH MHAMED

En vue de l'obtention du

le GRADE de DOCTEUR en PHYSIQUE NUCLÉAIRE  
de L'UNIVERSITE D'EVRY VAL D'ESSONNE

Titre :

**Production de noyaux exotiques par photofission,  
Le projet ALTO : Premiers Résultats**

Soutenue publiquement le 13 décembre 2006 à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay  
devant le jury composé de :

Madame	M.-A. Duval	Présidente
Monsieur	S. Essabaa	
Monsieur	S. Galès	
Monsieur	O. Kester	Rapporteur
Monsieur	A.C. Mueller	Directeur de thèse
Monsieur	P. Thirolf	Rapporteur

RBCCN : 912282101

Identifiant : 0006EVRY0040

---

# Remerciements

---

Je tiens à remercier ici tous ceux qui ont eu un rôle déterminant dans la réalisation de ce travail de thèse, en mettant à ma disposition leurs compétences scientifiques et leur soutien humain.

Je voudrais tout d'abord remercier la direction de l'IPN d'Orsay, madame Dominique Guillemaud-Mueller pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et permis d'effectuer ma thèse dans les meilleures conditions.

Un remerciement particulier à monsieur Alex C. Mueller, directeur de thèse, pour m'avoir fait confiance tout au long de ces trois années de thèse et d'avoir suivi avec le plus grand intérêt l'avancement de ce travail. Qu'il trouve ici mon estime la plus profonde pour ses encouragements, son aide, ses idées et ses qualités scientifiques et humaines.

Je remercie également monsieur Peter Thierolf, professeur des universités à l'université de Munich et monsieur Oliver Kester, professeur des universités à l'université de Francfort, qui m'ont fait l'honneur de bien vouloir accepter de juger mon travail en tant que rapporteurs de cette thèse et de faire partie du jury. Leur qualité d'experts dans le domaine de mes travaux sont pour moi une preuve de solidité de ce travail. Un grand merci à madame Marie-Alix Duval, maître de conférences à l'université d'Evry Val d'Essonne, pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Que Monsieur Sydney Galès, directeur du GANIL, trouve ici la reconnaissance d'avoir accepté de faire partie de ce jury. Sa présence et sa participation sont pour moi un grand honneur.

Cette thèse n'aurait pu voir le jour sans le soutien constant de monsieur Saïd Essabaa, ingénieur de recherche et responsable du pôle Tandem-ALTO, et monsieur Christophe Lau, ingénieur de recherche et responsable du groupe cibles-sources. Leur qualités scientifiques et humaines ont été les véritables moteurs du développement de ces travaux. Je leur adresse mes remerciements les plus sincères et les plus chaleureux pour m'avoir encadré ainsi que pour la somme incalculable de temps et de conseils qu'ils ont su m'offrir au cours de ces trois années.

Un merci particulier à monsieur Thomas Otto du service SC-RP au CERN, pour m'avoir accueilli au CERN et de m'avoir appris à se familiariser avec le code FLUKA. Je le remercie pour m'avoir apporté de nombreux et précieux conseils en radioprotection.

Je tiens aussi à remercier vivement : monsieur Fadi Ibrahim, madame Brigitte Roussière et monsieur David Verney, physiciens du groupe Nester, pour leurs conseils et leur disponibilité au cours de nos nombreux échanges.

Mes plus sincères remerciements vont à monsieur Jean-François Le Du Responsable

du SCR de l'IPN d'Orsay qui a pris le temps de suivre mon travail avec la plus grande attention et m'a apporté son soutien permanent. Je remercie également madame Isabelle Vabre, responsable du Service Dosimétrie, et monsieur Sébastien Wurth pour leur coopération et disponibilité inconditionnelle.

Que monsieur Joël Arianer trouve ici toute m'a reconnaissance pour son encouragement incessant et ses conseils d'expert d'un point de vue scientifique et personnel.

Je tiens à remercier sincèrement l'équipe du pôle Tandem-ALTO pour le soutien dont elle m'a fait preuve durant ces trois ans. Que tout le monde trouve ici un témoignage de ma profonde gratitude d'avoir eu à mes côtés des personnes avec qui j'ai eu plaisir à travailler.

Je remercie également tous les membres de la division accélérateur et particulièrement l'équipe de direction, messieurs D. Gardès, B. Launé, A. Tkatchenko et J.-C. Le Scornet.

Dans le cadre de ce travail, j'ai beaucoup collaboré avec le bureau d'études de l'IPN d'Orsay pour l'étude de faisabilité et la mise en oeuvre des blindages pour le projet ALTO. Je remercie toutes les personnes qui ont participé à ce travail. En particulier, j'adresse mes remerciements aux messieurs J.-M. Buhour et O. Yannick.

Pour son investissement dans la relecture de mon texte et son soutien lors de la préparation de ma soutenance, Danièle Grialloù reçoit toute ma sympathie.

Je voudrais remercier également les thésards que j'ai cotoyés au cours des ces trois années : Nidhal Kahlaoui, Marouan Yakoubi, Lucija Lukovac, Rosa Sifi, Mehdi Souli... pour leur sympathie

A ces remerciements, j'associe l'ensemble du personnel du l'IPNO pour la disponibilité et la gentillesse de chacun et de chacune.

Mes remerciements vont également à tous mes amis dont le soutien me fut précieux. Je ne citerai pas de noms par peur d'en oublier certains. Ils se reconnaîtront sûrement !

Je ne saurais clore ces remerciements sans témoigner toute ma reconnaissance à mes parents, mon frère, et mes sœurs qui ont toujours été présents pour moi. Enfin, pour tout le reste et bien plus encore, je tiens à remercier Manel pour son amour, son soutien incessant et sa patience.



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>II</b>	<b>De PARRNe à ALTO</b>	<b>7</b>
II.1	Produire des noyaux riches en neutrons à des intensités au-delà du nA . . . . .	7
II.2	Les faisceaux radioactifs riches en neutrons à l'IPN d'Orsay . . . . .	8
II.2.1	Le projet PARRNe . . . . .	8
II.2.2	L'idée du projet ALTO . . . . .	9
II.3	Caractéristiques de la photofission induite . . . . .	9
II.4	Le projet ALTO . . . . .	12
II.4.1	Les programmes de recherche dans le projet ALTO . . . . .	13
II.4.2	Description technique générale du linac d'ALTO . . . . .	13
II.4.3	Premiers Tests Faisceaux . . . . .	21
<b>III</b>	<b>Principes généraux de radioprotection</b>	<b>23</b>
III.1	Position du Problème . . . . .	23
III.2	Différents types d'interactions mises en jeu . . . . .	25
III.2.1	Les photons . . . . .	25
III.2.2	Les neutrons . . . . .	33
III.3	Principes Fondamentaux . . . . .	37
III.3.1	Effets biologiques des rayonnements ionisants . . . . .	38
III.3.2	Définitions des quantités utilisées en radioprotection : Grandeurs dosimétriques . . . . .	40
III.3.3	Principes de base de la radioprotection . . . . .	49
III.4	Cahier des charges d'ALTO . . . . .	50
<b>IV</b>	<b>Débits de dose dans l'installation ALTO</b>	<b>53</b>
IV.1	Introduction . . . . .	53
IV.2	Justification du choix du code Fluka . . . . .	53
IV.3	Technique Monte Carlo . . . . .	54
IV.3.1	Intégrations dans la méthode Monte Carlo . . . . .	55
IV.4	Transport des électrons, photons et neutrons . . . . .	57
IV.4.1	Transport neutronique . . . . .	58
IV.4.2	Transport des électrons et des photons . . . . .	59
IV.5	Biaisage . . . . .	61
IV.5.1	Le splitting de surface . . . . .	61
IV.5.2	La roulette russe . . . . .	62
IV.6	Simulations Monte Carlo . . . . .	62

IV.6.1	Détails des simulations . . . . .	63
IV.7	Mise en évidence de la problématique de radioprotection . . . . .	67
IV.7.1	Production de Photons et de neutrons dans la cible ALTO . . . . .	67
IV.7.2	Débit de dose efficace . . . . .	71
IV.8	Résultats . . . . .	73
IV.8.1	Blindage des arrêts faisceau . . . . .	73
IV.8.2	Blindage de l'ensemble cible-source d'ions . . . . .	76
IV.8.3	Blindages des accès . . . . .	90
IV.9	Conclusion : définition du zonage . . . . .	93
<b>V</b>	<b>Isotopes radioactifs riches en neutrons</b>	<b>95</b>
V.1	L'ensemble cible-source d'ions . . . . .	95
V.2	Etudes des interactions dans la cible . . . . .	97
V.2.1	Géométrie de calcul et composition . . . . .	99
V.2.2	Energie et puissance déposées dans la cible . . . . .	100
V.2.3	Nombre de fissions . . . . .	101
V.2.4	Distribution en masse des produits de fission . . . . .	102
V.3	Production des isotopes de Kr, Ag, Sn, I et Xe . . . . .	105
V.3.1	Dispositif expérimental de mesure . . . . .	105
V.3.2	Détermination des efficacités dans la production des Kr, Ag, Sn, I et Xe . . . . .	106
V.3.3	Estimations des intensités de faisceaux . . . . .	107
V.3.4	Résultats et discussions . . . . .	108
V.4	Conclusion . . . . .	112
<b>VI</b>	<b>Source d'ions IRENA</b>	<b>115</b>
VI.1	Les motivations . . . . .	115
VI.2	Sources d'ions de types FEBIAD et EBG . . . . .	116
VI.2.1	Ionisation par impact électronique . . . . .	116
VI.2.2	Les sources d'ions de types FEBIAD . . . . .	117
VI.2.3	EBG . . . . .	118
VI.3	Aspects conceptuels de la source d'ions IRENA . . . . .	119
VI.3.1	Critères de choix . . . . .	119
VI.3.2	Aspects conceptuels du premier prototype . . . . .	120
VI.4	Résultats expérimentaux . . . . .	124
VI.4.1	Description du banc de tests . . . . .	124
VI.4.2	Résultats . . . . .	126
VI.5	Simulations . . . . .	130
VI.5.1	Effet de la forme de la grille d'anode . . . . .	131
VI.5.2	Effet de l'espacement cathode-anode . . . . .	133
VI.6	Conclusion et perspectives . . . . .	134
<b>VII</b>	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>137</b>
	<b>Annexes</b>	<b>141</b>

<b>A</b>	<b>Productions des isotopes de Kr, Ag, Sn, I, Xe et Cd</b>	<b>143</b>
A.1	Chaîne isotopique du Krypton (Kr) . . . . .	143
A.2	Chaîne isotopique de l'Argent (Ag) . . . . .	144
A.3	Chaîne isotopique du l'Etain (Sn) . . . . .	145
A.4	Chaîne isotopique de l'Iode (I) . . . . .	146
A.5	Chaîne isotopique du Xénon (Xe) . . . . .	147
A.6	Chaîne isotopique du Cadmium (Cd) . . . . .	147
<b>B</b>	<b>Discrétisation des régions pour le biaisage</b>	<b>149</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>155</b>

# Table des figures

I.1	carte des noyaux . . . . .	2
II.1	principe de production par photofission . . . . .	10
II.2	section efficace de photofission pour $^{238}\text{U}$ . . . . .	11
II.3	(a) Intensité des photons $\gamma$ . (b) rendement de fission . . . . .	12
II.4	vue globale d'ALTO . . . . .	14
II.5	synoptique d'ALTO . . . . .	15
II.6	section accélératrice . . . . .	16
II.7	schéma du réseau HF . . . . .	17
II.8	diagnostics du courant faisceau . . . . .	18
II.9	vue générale du système de contrôle et commande ALTO . . . . .	18
II.10	structure du faisceau . . . . .	19
II.11	évolution des enveloppes du faisceau de la ligne ALTO . . . . .	20
II.12	distribution gaussienne du faisceau d'ALTO . . . . .	20
II.13	mesure de la dispersion en énergie . . . . .	21
II.14	mesure de courant pour évaluer de la transmission du faisceau . . . . .	22
III.1	implantation des salles 110, 210, 310 dans le hall expérimental . . . . .	24
III.2	encombrement stérique autour de l'Ensemble Cible-Source d'ions . . . . .	25
III.3	classification schématique des photons. . . . .	26
III.4	effet photoélectrique . . . . .	27
III.5	diffusion Compton . . . . .	28
III.6	distribution angulaire du photon diffusé lors d'une interaction Compton . . . . .	29
III.7	production de paire $e^-e^+$ et annihilation du positron avec un électron . . . . .	30
III.8	variation de la section efficace totale d'interaction photonucléaire . . . . .	31
III.9	variation des coefficients d'atténuation massiques . . . . .	32
III.10	section efficace de la capture radiative pour le $^{56}\text{Fe}$ . . . . .	36
III.11	altérations possibles de l'ADN . . . . .	39
III.12	relations entre les différentes grandeurs dosimétriques . . . . .	41
III.13	coefficients de conversion de la dose efficace pour les photons . . . . .	47
III.14	coefficients de conversion de la dose efficace pour les neutrons . . . . .	47
III.15	géométries standards pour le calcul des coefficients de conversion . . . . .	48
IV.1	coupe horizontale de la géométrie totale de la zone ALTO . . . . .	64
IV.2	coupes verticales de la géométrie totale de la zone ALTO . . . . .	65
IV.3	spectres énergétique de photons et de neutrons produits dans la cible $\text{UC}_x$ . . . . .	68
IV.4	rendement de particules issues des réactions photo-nucléaires . . . . .	69

IV.5	rendement de particules issues des réactions de neutrons secondaires d'énergie $\leq 20$ MeV . . . . .	70
IV.6	distribution du flux de photons dans l'ensemble cible d'ALTO pour un faisceau d'électrons de 50 MeV . . . . .	71
IV.7	distribution du flux de neutrons dans l'ensemble cible d'ALTO pour un faisceau d'électrons de 50 MeV . . . . .	71
IV.8	débit de dose efficace total dans l'installation ALTO dû à l'ensemble cible-source d'ions sans blindages . . . . .	72
IV.9	débit de dose efficace dans l'installation ALTO dû à l'ensemble cible-sources d'ions non blindé; (a) relatif aux photons et (b) relatif aux neutrons . . . . .	73
IV.10	géométrie FLUKA en 3D du bloc d'arrêt faisceau BS1 . . . . .	74
IV.11	géométrie FLUKA en 2D des blindages locaux du bloc d'arrêt faisceau BS1 . . . . .	75
IV.12	débit de dose efficace total, (a) : BS1 et (b) : BS2 . . . . .	76
IV.13	structure réelle du Bunker . . . . .	77
IV.14	géométrie en 3D du Bunker simulée . . . . .	78
IV.15	débit de dose efficace total en présence de la structure Bunker . . . . .	79
IV.16	débit de dose efficace total en présence de la structure Bunker . . . . .	80
IV.17	spectre de photons émergeant du Bunker . . . . .	81
IV.18	spectre de neutrons émergeant du Bunker . . . . .	81
IV.19	géométrie en 3D du blindage segmenté jointe au Bunker . . . . .	83
IV.20	spectres de photons émis vers l'avant avec la structure des blindages segmentés . . . . .	85
IV.21	spectres de neutrons émis vers l'avant avec la structure des blindages segmentés . . . . .	85
IV.22	spectres de photons émis vers le toit 210 avec la structure des blindages segmentés . . . . .	86
IV.23	spectres de neutrons émis vers le toit 210 avec la structure des blindages segmentés . . . . .	86
IV.24	débit de dose efficace total en présence de la structure Bunker améliorée	87
IV.25	débit de dose efficace total en présence de la structure Bunker améliorée	88
IV.26	effet du ciel . . . . .	88
IV.27	emplacement du BS3 et de la cible $UC_x$ dans la structure du Bunker .	89
IV.28	débit de dose efficace total relatif à BS3 . . . . .	90
IV.29	contribution du labyrinthe dans le débit de dose efficace total . . . . .	91
IV.30	contribution de la porte interface310-210 dans débit de dose efficace total	92
IV.31	effet de l'installation d'une porte blindée en béton . . . . .	92
V.1	l'ensemble cible-source d'ions . . . . .	95
V.2	séparateur d'isotopes en ligne PARRNe2 connecté à l'ensemble cible-source d'ions . . . . .	96
V.3	structure de la cible utilisée dans ALTO . . . . .	97
V.4	distribution des électrons dans la cible $UC_x$ . . . . .	98
V.5	nombre de fissions induites dans la cible $UC_x$ . . . . .	99
V.6	géométrie de la cible . . . . .	99

V.7	densité de la puissance déposée dans l'ensemble cible d'ALTO . . . . .	100
V.8	évolution de l'énergie déposée en fonction de la longueur de la cible d'ALTO . . . . .	101
V.9	distribution spatiale de la densité de fission . . . . .	102
V.10	évolution du nombre de fissions non cumulé . . . . .	102
V.11	rendement de production isotopique . . . . .	103
V.12	distribution en masses de la production isotopique . . . . .	104
V.13	diagramme (N, Z) de production isotopique . . . . .	104
V.14	dispositif de détection au bout de la ligne PARRNe2 . . . . .	106
V.15	productions des isotopes de Kr . . . . .	109
V.16	productions des isotopes de Ag . . . . .	110
V.17	productions des isotopes de Sn . . . . .	111
V.18	productions des isotopes de I . . . . .	111
V.19	productions des isotopes de Xe . . . . .	112
VI.1	ionisation par impact électronique . . . . .	117
VI.2	schéma de la source d'ions de type EBGp . . . . .	119
VI.3	schéma conceptuel de l'ensemble cible et source d'ions IRENA . . . . .	122
VI.4	structure de la grille d'anode . . . . .	123
VI.5	simulation d'extraction du faisceau d'ions avec la code E-GUN . . . . .	123
VI.6	structure de l'ensemble cathode . . . . .	124
VI.7	schéma d'implantation du séparateur d'isotopes hors ligne ( <i>SIHL</i> ) . . . . .	125
VI.8	cage de Faraday . . . . .	125
VI.9	courbe d'étalonnage de la température de la cathode en fonction de la puissance de chauffage . . . . .	127
VI.10	évolution du courant ionique total extrait de la source d'ions en fonction de la température de la cathode . . . . .	128
VI.11	spectre de masses des ions extraits de la source IRENA après séparation isotopique . . . . .	129
VI.12	résultats de simulations des trajectoires des électrons dans la source d'ions IRENA . . . . .	132
VI.13	effet du chauffage de la cathode sur trajectoires des électrons . . . . .	133
VI.14	effet de l'augmentation de l'espacement cathode-anode sur trajectoires des électrons . . . . .	134
A.1	productions des isotopes de Cd obtenues avec PARRNe et ALTO . . . . .	148
B.1	discrétisation des murs de la pièce 210 en 8 régions. (coupe horizontale dans le plan (y,z)) . . . . .	149
B.2	discrétisation du toit de la pièce 210 en 3 régions. (coupe verticale dans le plan (z,x)) . . . . .	150
B.3	discrétisation du Bunker avec la structure des blindages segmentés. (coupe horizontale dans le plan (y,z)) . . . . .	151
B.4	définition des régions pour le biaisage du labyrinthe. (coupe horizontale dans le plan (y,z)) . . . . .	152

B.5	discrétisation des murs de la pièce 310 et de la porte interface 310-210. La porte blindée en béton est discrétisée en 4 régions de 20 cm chacune. (coupe horizontale dans le plan $(y,z)$ ) . . . . .	153
B.6	Localisation des régions définissant les détecteurs de la structure des blindages segmentés. (coupe verticale dans le plan $(z,x)$ ) . . . . .	154

# Liste des tableaux

II.1	système de pompage d'ALTO . . . . .	16
III.1	interactions des photons avec la matière . . . . .	33
III.2	interactions des neutrons avec la matière . . . . .	37
III.3	principales caractéristiques des effets déterministes et stochastiques . .	40
III.4	facteurs de pondération radiologique $W_R$ . . . . .	44
III.5	facteurs de pondération tissulaire $W_T$ . . . . .	45
III.6	limites de la dose efficace dans les différents types de zones, selon la nouvelle réglementation (arrêté du 15 mai 2006) . . . . .	51
IV.1	limites d'énergies de transport des principaux particules (primaires et secondaires) traitées par FLUKA . . . . .	58
IV.2	composition chimique élémentaire du béton . . . . .	65
IV.3	facteurs de biaisage pour les matériaux de béton, Fer, Plomb et poly- éthylène . . . . .	66
IV.4	points et directions de départ du faisceau d'électrons adoptés dans les simulations . . . . .	67
IV.5	caractéristiques des détecteurs . . . . .	80
IV.6	ordre et épaisseurs des couches des différents matériaux utilisés dans la structure segmentée . . . . .	84
IV.7	caractéristiques des détecteurs utilisés dans la structure segmentée . . .	84
V.1	propriétés de relâchement pour les isotopes de Kr, Ag, Sn, I et Xe . . .	107
V.2	rendements de production indépendants et cumulés pour les noyaux de $^{87}\text{Kr}$ et $^{90}\text{Kr}$ . . . . .	108
A.1	valeurs numériques des productions des isotopes de Kr . . . . .	143
A.2	valeurs numériques des productions des isotopes de Ag . . . . .	144
A.3	valeurs numériques des productions des isotopes de Sn . . . . .	145
A.4	valeurs numériques des productions des isotopes de I . . . . .	146
A.5	valeurs numériques des productions des isotopes de Xe . . . . .	147
A.6	valeurs numériques des productions des isotopes de Cd . . . . .	147



# Chapitre I

## Introduction

L'objectif majeur de l'étude de la structure nucléaire vise à comprendre comment les nucléons (neutrons+protons) interagissent pour former le noyau. Les modèles nucléaires sont développés et mis au point à partir de données relatives des noyaux proches de la vallée de stabilité.

L'application de ces modèles à des noyaux exotiques, très éloignés de la ligne de stabilité (voir figure **I.1**), a montré une incompatibilité remarquable. Ceux-ci présentent de nouveaux comportements par rapport aux noyaux stables. Leurs prédictions divergent rapidement quand on s'éloigne de la vallée de stabilité. Cette incompatibilité a été mise en évidence, d'une part par la divergence entre l'énergie de liaison expérimentale et celle calculée à l'aide des modèles théoriques. L'énergie de liaison du noyau diminue et sa stabilité devient très sensible à sa structure. En particulier les cas des isotopes de l'étain [1] et de l'oxygène (à partir d'une masse critique) [2]. D'autres part, des expériences restant d'actualité révèlent des phénomènes inattendus (halos de neutrons dans les noyaux légers comme le lithium 11, effondrement des effets de couches pour les nombres magiques 20, 28, 40, rôles de la déformation pour stabiliser le noyau [3], ...). Ces modèles restent dans l'incapacité de prédire et décrire les représentations nucléaires, dès qu'on s'approche des conditions "extrêmes".

L'étude des noyaux exotiques, très loin de la stabilité, et en particulier ceux riches en neutrons (valeurs élevées du rapport  $N/Z$ ) est en plein essor.

Etudier ces noyaux, c'est se donner une opportunité d'accéder à des informations nouvelles sur la structure nucléaire des noyaux riches en neutrons ; leur limite de stabilité, le mode de décroissance radioactive, leurs tailles et formes et la structure des forces de cohésion effectives neutron-neutron ou proton-proton [5]. Un autre champ d'informations qu'on peut se doter, qui n'est pas de moindre importance, est la mesure des sections efficaces de production de ces types d'isotopes, complétant ainsi la base de données des réactions nucléaires.

Produire ces noyaux exotiques et en grandes quantités était toujours un défi permanent dans la poursuite de leur étude. Ceci a laissé une grande part des noyaux riches en neutrons dans l'inconnu. De plus, seuls les faisceaux intenses d'isotopes riches en neutrons permettent de dévoiler ces limites mentionnées ci-dessus, par l'introduction de nouveaux phénomènes de la cohésion des noyaux dans les conditions extrêmes [6][7].

L'intérêt de disposer des faisceaux de noyaux riches en neutrons dépasse le domaine de la physique nucléaire. Dans le domaine de l'astrophysique nucléaire, les réactions

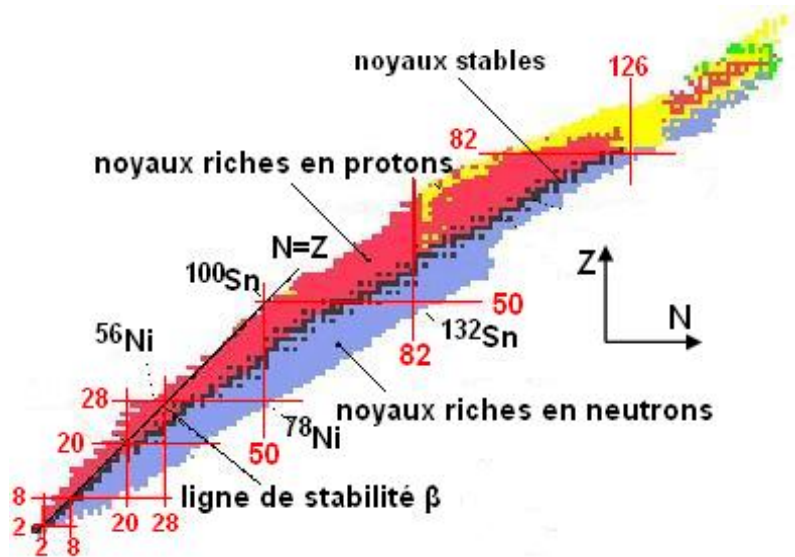


FIG. I.1: carte des noyaux (nombre de protons en vertical et de neutrons en horizontal)[4]

de nucléosynthèse mettent en jeu des noyaux radioactifs riches en neutrons. Mettre à la disposition de cette discipline des faisceaux d'ions riches en neutrons post-accélérés lui permettra d'étudier ces noyaux et leurs réactions. Aussi, la validation du modèle en couches à reproduire les nombres magiques pour les éléments super-lourds naturels, a permis d'envisager l'existence dans la région des masses élevées, d'îlots de noyaux stabilisés par des effets de couches. La production de ces noyaux en quantités suffisantes nécessite des faisceaux d'isotopes très riches en neutrons d'une dizaine de nanoampères, soit  $10^{11}$  particules/s [8][9].

Il existe deux méthodes complémentaires de production des faisceaux d'isotopes riches en neutrons : la fragmentation en temps de vol du projectile et la séparation d'isotopes en ligne (ISOL) [10]. La fragmentation en temps de vol a été développée pour la première fois à Berkeley au LBL en 1979 [11] puis au GANIL avec LISE. Elle consiste à fragmenter des ions lourds de plus de 30 MeV/nucléon d'énergie sur une cible suffisamment mince afin d'avoir une perte d'énergie des fragments généralement inférieure à 10%. La vitesse des fragments produits est alors voisine de celle des projectiles. Ils sont triés par un spectromètre électromagnétique. Le temps du transport n'est que de quelques microsecondes. L'utilisation d'une cible mince et la très courte durée de transit des fragments permet d'observer les noyaux produits indépendamment de leurs propriétés chimiques et les noyaux de très courtes durées de vie peuvent être étudiés. En revanche, les faisceaux ainsi produits présentent une grande dispersion en énergie et en angle. Les ralentir à des énergies proches de la barrière coulombienne ne peut se faire sans la dégradation de leur intensité. Or l'augmentation de l'intensité du faisceau secondaire est conditionnée par celle du faisceau primaire  $I_0$ . Cette dernière est limitée en raison de l'utilisation inhérente de cibles minces. Dans les meilleurs des cas l'intensité du faisceau secondaire ne dépasse pas  $10^{-4}I_0$ . Vu cette contrainte, des intensités des faisceaux secondaires de plus de  $10^8$  particules/s ne sont pas atteintes actuellement. Des installations basées sur cette méthode de production ont été réalisées

## CHAPITRE I. INTRODUCTION

dans le monde[12]. A titre d'exemple, on cite RIPS à RIKEN au Japon, FRS au GSI en Allemagne, A1900 au MSU ou RIBLL à Lanzhou en Chine [13].

L'idée de la séparation d'isotopes en ligne (ISOL) est née suite à une expérience pionnière à l'Institut Niels Bohr en 1951 [14]. Le couplage d'une cible émanante à la source d'ions d'un séparateur électromagnétique en masse a été démontré. Le faisceau extrait de la source d'ions possède une énergie de quelques dizaines à quelques centaines de keV. Ses qualités de faisceaulogie lui permettent d'être compatible en tant qu'injecteur dans des post-accélérateurs produisant des faisceaux radioactifs intenses [15]. Contrairement à la fragmentation en temps de vol, cette technique permet d'utiliser une cible de production épaisse. Les faisceaux produits sont donc beaucoup plus intenses. Ces qualités requises de la méthode ISOL offrent l'opportunité de produire des faisceaux d'isotopes exotiques à intensités élevées. Cette méthode a été mise en oeuvre à Louvain-la-Neuve. A partir de 1970, plusieurs Séparateurs d'Isotope en Ligne dits ISOL ("Isotope Separator On Line") sont installés en conjonction avec des accélérateurs et des réacteurs. Nous citons comme exemple GSI-ISOL à GSI, SIRa au GANIL, ISOLDE au CERN, ISAC à TRIUMF au Canada, HRIBF à Oak Ridge aux Etats Unis [16], MORRIS à Munich [17][18], ISOCELE et PARRNe à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (appelée IPN dans la suite). Nous considérons que cette méthode dans la suite de cette thèse pour la production des noyaux radioactifs riches en neutrons.

Depuis 1996, l'IPN a initié et a conduit un nouveau programme de R & D des faisceaux radioactifs riches en neutrons. Ce programme est marqué par deux phases importantes, qui ont donné naissance à deux projets de R & D : PARRNe et ALTO. Ces deux projets se différencient essentiellement par le mécanisme régissant la production des fragments de fission. Le projet PARRNe (Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons) adopte la fission induite de l'uranium ( $^{238}\text{U}$ ) par neutrons rapides. Un flux dense et dirigé de neutrons rapides peut en effet s'obtenir en arrêtant un faisceau de deutons sur un convertisseur refroidi. Le nombre de fissions dans la cible atteint avec PARRNe est de  $\sim 10^9$  fissions/s avec un faisceau de deutons de 26 MeV d'énergie et 10  $\mu\text{A}$ . Afin d'augmenter l'intensité des faisceaux d'isotopes riches en neutrons, une autre option a été évoquée par Diamond [19]. Elle consiste à induire la photofission de l'uranium par des gammas de Bremsstrahlung. Un tel mode présente plusieurs avantages : une distribution intéressante des isotopes produits, un faisceau d'électrons aisément manipulé pour répartir au mieux la puissance déposée par les particules chargées dans la cible et un faible coût pour générer des faisceaux d'électrons de forte intensité. Suite à une expérience réussie conduite par l'IPN et réalisée au CERN [20][21][22], il a été démontré qu'un taux de fission de  $10^{11}$  fissions/s est envisageable en utilisant un faisceau d'électrons de 50 MeV d'énergie et de 10  $\mu\text{A}$  d'intensité de courant avec une cible épaisse de carbure d'uranium ( $\text{UC}_x$ ). Dans ce contexte, la direction scientifique de l'IPN a décidé de lancer le projet ALTO (Accélérateur Linéaire auprès du Tandem d'Orsay).

Ma thèse s'inscrit dans le cadre du projet ALTO. Dans le chapitre II nous présenterons, tout d'abord, l'intérêt de la photofission pour produire les faisceaux riches en neutrons qui a donnée l'idée du projet ALTO ainsi que les caractéristiques de la photofission induite. Une description détaillée de l'accélérateur ALTO ainsi que sa situation

à l'échelle nationale et internationale dans le domaine de la R & D est également évoquée.

ALTO est installé auprès des aires expérimentales du Tandem d'Orsay. La contrainte de l'infrastructure déjà existante et l'estimation des flux des gammas de Bremsstrahlung et de photoneutrons nous ont permis de définir la problématique de la radioprotection posée par cette nouvelle installation.

Les études de protection visent à quantifier les dommages subis par le public et par les matériaux de structure soumis aux rayonnements. Des blindages, dont il convient de définir la nature et de calculer l'épaisseur ramènent l'intensité des rayonnements à des niveaux admissibles. Dans un souci d'optimisation et afin d'appréhender la nature des rayonnements ionisants ainsi que leurs énergies, l'identification des différentes interactions des particules responsables du niveau élevé du rayonnement avec la matière est nécessaire. Le chapitre III traitera en détails les différentes interactions des photons et des neutrons avec la matière. Les grandeurs dosimétriques et les principes de base de la radioprotection sont les outils indispensables pour quantifier le niveau du rayonnement généré et de maintenir une ambiance radiologique conforme aux exigences réglementaires. Ces principes et le cahier des charges d'ALTO pour la radioprotection seront également présentés dans le chapitre III.

Les techniques de calculs de radioprotection font de plus en plus souvent appel à des méthodes de Monte Carlo. Le choix du code de calcul est basé sur son efficacité de traiter correctement les différentes interactions définies par le problème dans le domaine d'énergie requis. Les résultats de calculs du débit de dose dans l'installation ALTO avec le code Monte Carlo FLUKA [23][24] ainsi que le dimensionnement des blindages adéquats seront exposés dans le chapitre IV.

Pour produire les faisceaux d'isotopes riches neutrons par méthode ISOL avec des intensités "raisonnables", une intention particulière doit être donnée à l'optimisation de l'ensemble Cible-Source d'ions. En effet, les interactions générées dans une cible épaisse  $UC_x$  suite à l'irradiation par des particules neutres (PARRNe) et des particules chargées (ALTO) diffèrent. L'interaction d'un faisceau d'électrons avec une cible épaisse  $UC_x$  met en jeu des interactions des gammas de Bremsstrahlung, des photoneutrons et des réactions de photofission. Savoir la densité de la distribution de ces différentes particules et réactions dans la cible est d'un intérêt particulier dans une phase du démarrage du projet. Nous avons mené une étude exhaustive de ces différentes interactions et la naissance du premier faisceau d'ALTO nous a permis de confronter nos résultats aux mesures expérimentales. Mes travaux portant sur ce sujet seront présentés dans le chapitre V.

La radioprotection et la sûreté nucléaire jouent un rôle prépondérant dans la conception et la réalisation d'installations pour la production de faisceaux nucléaires radioactifs. Concernant les installations de seconde génération, ce rôle est plus que jamais déterminant ; notamment parce qu'il ne peut se limiter à la quantification de la radioactivité générée et à la définition de blindages et mesures de protection.

En effet, les études de radioprotection et de sûreté doivent être élaborées dans la conception même des équipements. C'est dans cette perspective que s'inscrivent mes travaux sur le prototype de source d'ions IRENA.

## CHAPITRE I. INTRODUCTION

L'avenir des installations de seconde génération dépend directement de notre capacité à mettre au point un ensemble Cible-Source d'ions (ECS) fonctionnant de façon fiable et efficace sous de fortes radiations. Afin de répondre à ce défi technologique, nous nous sommes lancés dans la conception et le développement du premier prototype d'IRENA : une source d'ions de type FEBIAD destinée aux futures installations.

La description de nos travaux montre à quel point les considérations de radioprotection sont imbriquées dans le développement de la source. De plus, la caractérisation de la source d'ions constitue une étape nécessaire pour l'avancement des travaux de radioprotection. En effet, les propriétés de l'ECS doivent être bien connues pour pouvoir évaluer l'étendue de la radioactivité générée sous forme de faisceaux d'ions, ainsi que celle sous forme de vapeur se répandant à l'intérieur des lignes et des systèmes de pompage.

L'ensemble des travaux sur la source IRENA est détaillé dans le dernier chapitre (chapitre VI).



# Chapitre II

## De PARRNe à ALTO

### II.1 Produire des noyaux riches en neutrons à des intensités au-delà du nA

La probabilité de produire un noyau donné dépend de la nature du noyau cible, celle du noyau incident, et de l'énergie apportée par ce dernier pour induire la réaction nucléaire.

Pour produire des isotopes riches en neutrons, le mécanisme utilisé est la fission induite d'un noyau lourd, typiquement l'uranium. Une fois fixées la nature et l'énergie du noyau incident, les deux seuls paramètres macroscopiques permettant d'obtenir le maximum de production sont : l'épaisseur de la cible et l'intensité des noyaux incidents.

Toutefois, une cible épaisse nécessite des moyens particuliers pour extraire les noyaux produits en son sein.

La technique utilisée pour exploiter une cible épaisse sous irradiation est la séparation d'isotopes en ligne (ISOL). Elle consiste à porter la cible épaisse à une température suffisamment élevée pour qu'une partie substantielle des noyaux produits puissent sortir de la cible par des processus de diffusion et effusion. Les noyaux sortant de la cible sont à l'état atomique. Une source d'ions est connectée à proximité de la cible pour ioniser ces noyaux.

L'Ensemble Cible-Source d'ions (ECS) est placé dans une plateforme haute tension, de sorte que le faisceau extrait de la source d'ions possède une énergie de quelques dizaines à quelques centaines de keV. Ce faisceau est alors transporté et séparé en masse. Après séparation, le faisceau peut, par exemple, être post-accélééré avec peu de pertes. L'intensité finale d'ions radioactifs produits dépend d'un nombre de paramètres figurant dans l'équation II.1.

$$I = I \times \sigma \times N_c \times \epsilon \tag{II.1}$$

$I$  est l'intensité du faisceau incident,  $\sigma$  est la section efficace de production des noyaux en question,  $N_c$  est l'épaisseur de la cible de production et  $\epsilon = \epsilon_r \times \epsilon_{ion} \times \epsilon_{tr}$  est l'efficacité globale définie par le produit de l'efficacité de relâchement ( $\epsilon_r$ ) de l'élément de la cible vers le système d'ionisation, l'efficacité d'ionisation de la source d'ions ( $\epsilon_{ion}$ ) et l'efficacité de transport du séparateur ( $\epsilon_{tr}$ ).

## II.2. LES FAISCEAUX RADIOACTIFS RICHES EN NEUTRONS À L'IPN D'ORSAY

En fait, le terme  $I \times \sigma \times N_c$  traduit la production des noyaux radioactifs dans la cible. En plus d'exploiter une cible épaisse portée à haute température, c'est à dire proche du point de fusion pour les cibles solides, un faisceau incident d'une grande intensité doit être utilisé pour irradier la cible. Ces exigences soulèvent plus d'une difficulté technologique pour garantir des productions de faisceaux radioactifs qui soient fiables et sécurisées.

Notamment, l'irradiation directe d'une cible épaisse par un faisceau d'ions de forte intensité pose problème dans la mesure où le dépôt de puissance localisé du faisceau détruit la cible portée à haute température.

Pour contourner ce problème, il faut parvenir à irradier la cible par des particules neutres. Une solution consiste à générer un flux incident de neutrons rapides à partir de l'arrêt d'un faisceau intense de deutons dans un convertisseur convenablement refroidi [25]. Toutefois, déterminer l'ensemble des conditions nécessaires à la réalisation d'une installation efficace et fiable nécessite la mise en place de tout un projet de recherche dans ce domaine.

## II.2 Les faisceaux radioactifs riches en neutrons à l'IPN d'Orsay

Pour répondre à l'intérêt pour les faisceaux de noyaux riches en neutrons et relever le défi technique, depuis 1996, l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay a initié et conduit tout un programme. Ce programme est marqué par deux importantes phases successives : les projets PARRNe (Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons) et ALTO (Accélérateur Linéaire du Tandem d'Orsay).

Ces deux projets se différencient essentiellement par le mode de production des fragments de fission.

### II.2.1 Le projet PARRNe

Le projet PARRNe (Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons), a démarré avec l'étude de la production basée sur l'irradiation d'une cible  $^{238}\text{U}$  par des neutrons rapides issus de l'arrêt d'un faisceau de deutons. L'arrêt d'un faisceau de deutons sur un convertisseur de  $Z$  faible permet en effet de produire efficacement un flux dirigé de neutrons rapides.

De nombreuses mesures ont été réalisées pour caractériser au mieux le spectre neutronique et la production de fragments de fission en fonction de l'énergie des deutons. Ces travaux ont constitué une substantielle contribution au projet SPIRAL 2 [26] au GANIL<sup>1</sup>.

L'étude de la production des faisceaux passe, aussi, par celle des conditions de relâchement et d'ionisation des éléments produits dans la cible. C'est dans ce contexte, que le dispositif PARRNe2, une ligne de type ISOL [27], a été étudié et installé auprès de l'accélérateur électrostatique d'ions Tandem à Orsay. Les résultats de ce programme qui a couvert tout un ensemble de thématiques propres à la production de faisceaux radioactifs riches à partir des deutons sont détaillés dans les références [28].

---

<sup>1</sup>Grand Accélérateur National d'Ions Lourds



## II.2.2 L'idée du projet ALTO

### Intérêt de la photofission pour produire les faisceaux riches en neutrons

Pour produire les faisceaux d'isotopes riches en neutrons, une autre option a été évoquée par Diamond [19]. Elle consiste à induire la photofission de l'uranium par des gammas de Bremsstrahlung issus de l'arrêt d'un faisceau d'électrons sur un convertisseur métallique. Les calculs de Diamond montrent la possibilité d'atteindre avec un faisceau d'électron de 30 MeV d'énergie et 100 KW de puissance, plus de  $10^{13}$  fissions/s [19]. La confirmation expérimentale n'a pas tardé, les premiers résultats expérimentaux hors ligne obtenus par Oganessian et al. [29], en arrêtant un faisceau d'électron de 25 MeV d'énergie et de 0,5 kW de puissance sur un convertisseur de tantale, ont indiqué un taux de fission de l'ordre de  $10^{11}$  fissions/s dans une cible d'uranium ( $^{238}\text{U}$ ) et une production de l'étain 132 ( $^{132}\text{Sn}$ ) et du Xénon 142 ( $^{142}\text{Xe}$ ) de l'ordre de  $10^9$  s<sup>-1</sup> dans la cible.

Le choix d'un tel mode de production présente plusieurs avantages : une distribution intéressante des isotopes produits par photofission, un coût minimum pour générer des faisceaux d'électrons grande intensité et un faisceau pouvant être aisément manipulé pour répartir au mieux la puissance déposée dans la cible.

Ainsi ce mode de production est une alternative intéressante à la fission induite par neutrons rapides. C'est dans cet esprit que la direction scientifique de l'IPN d'Orsay a décidé de lancer le projet ALTO (Accélérateur Linéaire auprès du Tandem d'Orsay) après la réussite d'une expérience de faisabilité menée au CERN<sup>2</sup> [20][21][22]. Ce travail a été mené en étroite collaboration avec le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) et le soutien du CERN. La collaboration a été marquée par le don de la section accélératrice par le CERN et la mise à disposition du matériel HF par le LAL.

Ce projet s'appuie sur la construction d'un accélérateur d'électrons de 50 MeV, installé auprès du séparateur d'isotopes en ligne PARRNe2.

Analysons tout d'abord les processus mis en jeu dans l'exploitation de la photofission.

## II.3 Caractéristiques de la photofission induite

L'interaction d'un faisceau d'électrons d'énergie  $E_e$  avec un convertisseur métallique de  $Z$  élevé génère un spectre continu de rayonnement gamma. Ce spectre occupe tout le domaine énergétique des électrons incidents [29]. Les photons générés traduisent le rayonnement de Bremsstrahlung, résultante de l'effet de freinage des électrons dans le milieu du convertisseur. La distribution angulaire des gammas de Bremsstrahlung est anisotrope [30] ; le maximum d'émission se situe dans la direction d'incidence du faisceau des électrons.

En fait, la cascade électromagnétique générée par l'interaction électron-matière implique une multitude de phénomènes physiques : le rayonnement de Bremsstrahlung, et l'ionisation (les deux phénomènes majoritairement présents). Une modélisation de tels

---

<sup>2</sup>European Organization for Nuclear Research, en fait :

Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (mais comme la langue officielle de la CE est l'anglais, la traduction du sigle CERN est donnée en anglais, voilà pour la "petite histoire").

### II.3. CARACTÉRISTIQUES DE LA PHOTOFISSION INDUITE

phénomènes doit tenir compte du ralentissement des électrons dans le milieu convertisseur, la diffusion multiple des électrons, la génération des électrons secondaires, l'absorption photoélectrique, la production des paires  $e^-e^+$ , la diffusion Compton, l'annihilation des positrons et l'absorption continue des photons de Bremsstrahlung [31],[30].

Les photons ainsi produits peuvent induire la fission en excitant les noyaux formants la cible au niveau de leur résonance dipolaire géante (GDR). Ce processus est appelé la photofission et est illustré par la figure **II.1**.

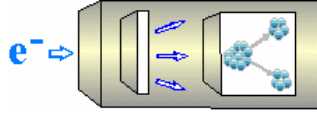


FIG. II.1: principe de production par photofission

L'absorption des photons par les noyaux formants la cible fait intervenir les réactions photonucléaires. Ces réactions de types  $(\gamma, F)$ ,  $(\gamma, n)$  et  $(\gamma, 2n)$  sont les actionnaires majoritaires de l'absorption des photons [32]. Caldwell et al.[33] donne une expression détaillée de la section efficace macroscopique totale d'absorption photonique (**II.2**) :

$$\sigma(\gamma, tot) = \sigma(\gamma, F) + \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) \quad (\text{II.2})$$

avec

$$\sigma(\gamma, F) = \sigma(\gamma, f) + \sigma(\gamma, nf) \quad (\text{II.3})$$

Dans l'équation (II.2) le deuxième et le troisième terme représentent la section efficace de photoneutrons. Le premier terme représente la section efficace de photofission qui peut être subdivisé à son tour à la somme de deux termes selon l'équation (II.3). Ainsi, le premier terme représente la première chance de photofission, suite à l'absorption de photons d'énergie appropriée par le noyau cible, avec un seuil de réaction de 5,8 MeV et le deuxième représente la deuxième chance de photofission, survenant après émission d'un neutron par le noyau composé, dont le seuil de réaction est de 12,3 MeV [33].

La contribution des réactions de photoneutrons de types  $(\gamma, n)$  et  $(\gamma, 2n)$  dans la fission de  $^{238}\text{U}$ , via les réactions  $(n, f)$ , est beaucoup moins importante. Des calculs menés ont montré que la contribution des réactions de photoneutrons dans la production des produits de fission ne représente que 5% de la production induite par les réactions de photofission [32].

La photofission est une réaction à seuil. Le seuil minimum pour induire la photofission de  $^{238}\text{U}$  est de 5,8 MeV [33], une valeur inférieure chauffe la cible sans produire des réactions nucléaires [19]. Ainsi, contrairement à la fission induite par neutrons où n'interviennent que les interactions nucléaires, un apport de chaleur supplémentaire doit être considéré dans la fission induite par Bremsstrahlung.

Le maximum de probabilité de fission de  $^{238}\text{U}$  est obtenu pour une énergie de photons entre 11 et 17 MeV. La figure II.2 présente l'allure de la section efficace macroscopique totale de photofission. Le pic de la résonance dipolaire géante (GDR) est de 160 mbarn se situant au voisinage d'une énergie de photons de 15 MeV. Toutefois, cette

valeur reste faible comparée à la section efficace de fission par neutrons, qui est dix fois plus importante en ordre de grandeur et dont la structure, non résonante, est croissante jusqu'à une énergie de neutrons de 40 MeV [28]. Cet inconvénient est compensé par l'obtention de haut flux de photons qui se traduit par le facteur de conversion électrons-gammas élevé comparé à la conversion deutons-neutrons. En effet, des simulations Monte Carlo avec le code MCNP [32] ont montré que pour un électron de 50 MeV d'énergie; 0,5 à 0,7 photon est produit avec une énergie se situant dans le domaine de la GDR dans une cible épaisse en  $^{238}\text{U}$ . D'autres calculs similaires concernant la fission induite par neutrons [34] ont montré que pour un deuton de 40 MeV arrêté sur un convertisseur en graphite, seulement  $2,62 \times 10^{-3}$  neutrons sont produits dans un angle solide couvrant un angle d'émission de  $12^\circ$  nécessaire à l'irradiation totale de la cible. Il est à rappeler que cette valeur concerne les neutrons dont l'énergie se situe entre 9,5 MeV et 20 MeV. Pour les deutons de 40 MeV, le pic de production de neutrons se situe à  $0^\circ$  et l'énergie sera de l'ordre de 16 MeV [34].

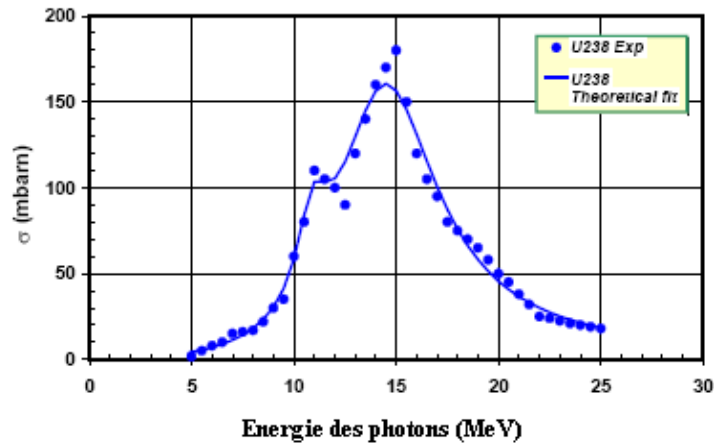


FIG. II.2: section efficace de photofission pour  $^{238}\text{U}$  [26].

L'efficacité de la conversion électrons-gammas dépend de l'épaisseur de la cible. Berger et Seltzer [30] montraient que le maximum de conversion est obtenu pour une épaisseur de cible de  $0,3r_0$  à  $0,4r_0$ , dans le cas d'un faisceau d'électrons de 30 MeV d'énergie arrêté sur une cible en tungstène. Le paramètre  $r_0$  représente le parcours moyen des électrons dans la cible.

Les investigations réalisées par Oganessian dans la référence [29] sur une cible de  $^{238}\text{UC}_x$  ont montré que l'efficacité de conversion électrons-gammas est une fonction croissante de l'énergie des électrons [29] (voir figure II.3). Le rendement de photofission est étroitement lié à la convolution de la section efficace de réaction et du spectre de rayonnement de Bremsstrahlung. Dans la figure II.3 (a) la convolution des courbes relatives à l'intensité des photons et la section efficace de photofission permet de déduire le rendement de fission en fonction de l'énergie des électrons incidents. Dans la figure II.3 (b) [29] on remarque un accroissement rapide du rendement de fission avec l'augmentation de l'énergie des électrons jusqu'à une valeur de 30 MeV dû à la présence du maximum de probabilité de fission dans cet intervalle d'énergie [19]. Au delà de 30 MeV, l'augmentation est moins rapide, mais toujours significative, jusqu'à qu'elle

## II.4. LE PROJET ALTO

atteint la saturation à partir d'une énergie des électrons d'environ 50 MeV. Dans ce domaine d'énergie, l'augmentation du rendement de fission est due à l'augmentation de l'efficacité de conversion électrons-gammas avec l'accroissement de l'énergie des électrons. Le rendement maximal de fission est donc atteint pour une énergie de faisceau d'électrons de 50 MeV.

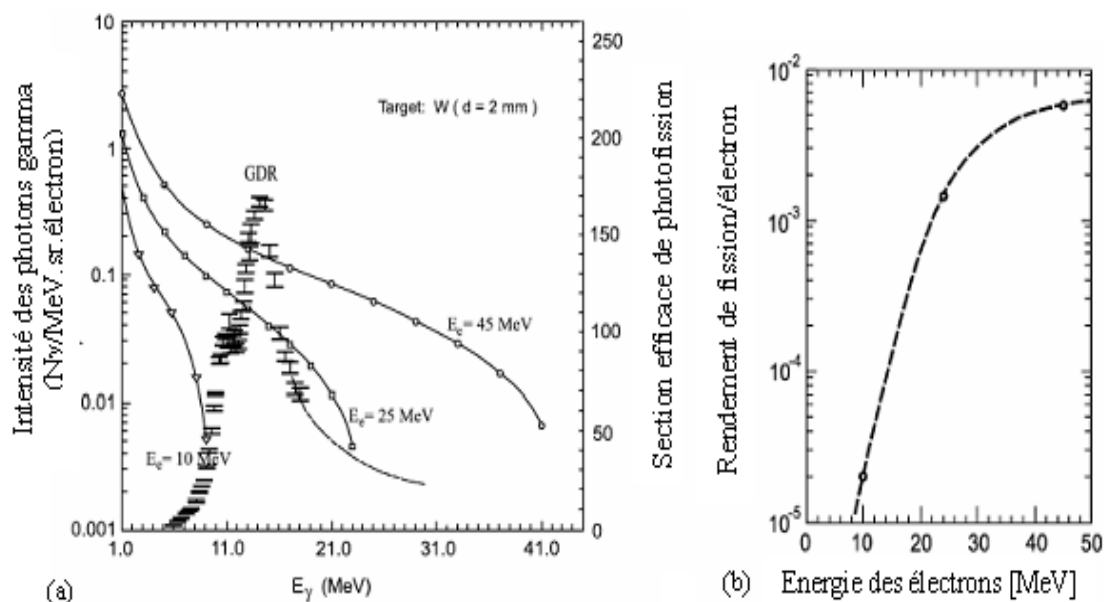


FIG. II.3: (a) Les lignes continues représentent le spectre de production des  $\gamma$  par électron en fonction de leur énergie pour des énergies d'électrons incidents de 10, 25 et 45 MeV. Les points expérimentaux (échelle à droite) représentent l'évolution de la section efficace de la photofission de  $^{238}\text{U}$  en fonction de l'énergie des  $\gamma$ . (b) rendement de fission.

## II.4 Le projet ALTO

Les résultats obtenus durant l'expérience de faisabilité de la photofission ont montré de manière non ambiguë que la photofission est une alternative prometteuse à la fission induite par neutrons rapides pour produire les faisceaux radioactifs riches en neutrons avec une installation de faible coût et de faible puissance. La disponibilité d'un faisceau d'électrons de 50 MeV d'énergie et 10  $\mu\text{A}$  de courant moyen dans les aires expérimentales du tandem de l'IPNO<sup>3</sup> permettra ainsi de compléter les installations du tandem et d'augmenter les intensités des faisceaux obtenus avec le séparateur d'isotopes en ligne PARRNe2.

Malgré la faible intensité du faisceau de deutons de 26 MeV d'énergie disponible au Tandem qui ne peut dépasser 1  $\mu\text{A}$ , des études de spectroscopie nucléaire ont pu être réalisées auprès du séparateur PARRNe 2. Les résultats obtenus au voisinage de  $N=50$  sont d'un intérêt particulier pour la communauté de physique nucléaire. Nous pourrions

<sup>3</sup>IPNO : Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

## CHAPITRE II. DE PARRNE À ALTO

approfondir ces études autour de  $N=50$  en parvenant à augmenter la production des faisceaux disponibles d'environ un facteur 10 à 100.

ALTO a pour objectif non seulement d'atteindre ce but mais aussi d'établir tout un programme de R & D pour mettre au point des ECS (ensemble cible-source d'ions) destinés aux installations de seconde génération, comme SPIRAL 2.

### II.4.1 Les programmes de recherche dans le projet ALTO

Le programme de recherche auprès d'ALTO est très riche tant en recherche fondamentale qu'en recherche appliquée.

#### Recherche fondamentale

Les axes majeurs de la physique fondamentale étudiés auprès d'ALTO et qui font objet du projet annexe à ALTO nommé ALTOPHY sont :

- ◊ L'étude de magicité des noyaux riches en neutrons ;
- ◊ L'étude du processus  $r$  en astrophysique nucléaire ;
- ◊ La mesure de propriétés fondamentales de noyaux très exotiques tels que la forme ou la masse.

#### Recherche appliquée

Avec ALTO nous réalisons un appareillage qui vient conforter la politique d'ouverture pluridisciplinaire du tandem d'Orsay. Un champ pluridisciplinaire est alors accessible :

- ◊ Des applications à la biochimie sous rayonnement ionisant ;
- ◊ La stérilisation par irradiation des protéines à l'état solide tels la stérilisation des aliments et des médicaments ;
- ◊ Des applications relatives à la biologie dont l'étude de l'ADN sous irradiation fait partie ;
- ◊ Des applications industrielles, telle la validation des composants pour l'aérospatial.

### II.4.2 Description technique générale du linac d'ALTO

L'accélérateur est installé dans les aires expérimentales du tandem auprès du dispositif PARRNe2 de type ISOL. Une vue générale de l'accélérateur est présentée dans la figure **II.4**. Les différentes composantes qui forment l'accélérateur sont présentées dans la synoptique d'ALTO donnée par la figure **II.5**. Le Linac est constitué de trois composantes principales, à savoir, l'injecteur, la section accélératrice et la ligne de transport. L'injecteur constitué d'un canon à électrons porté à 90 KV, d'un pré-groupeur et d'un groupeur permet de former et de pré-accélérer des pulses d'électrons. L'énergie à la sortie du canon est de 3 MeV pour ALTO. Les électrons sortants de l'injecteur seront accélérés jusqu'à 50 MeV dans la section accélératrice. Une fois le faisceau formé, la ligne de transport assurera son acheminement jusqu'à l'environnement de production l'ensemble cible-source d'ions dans les conditions de focalisations requises. La caractérisation du faisceau tout au long de la ligne de transport est assurée grâce aux différents éléments de diagnostics implémentés le long de la ligne.

## II.4. LE PROJET ALTO

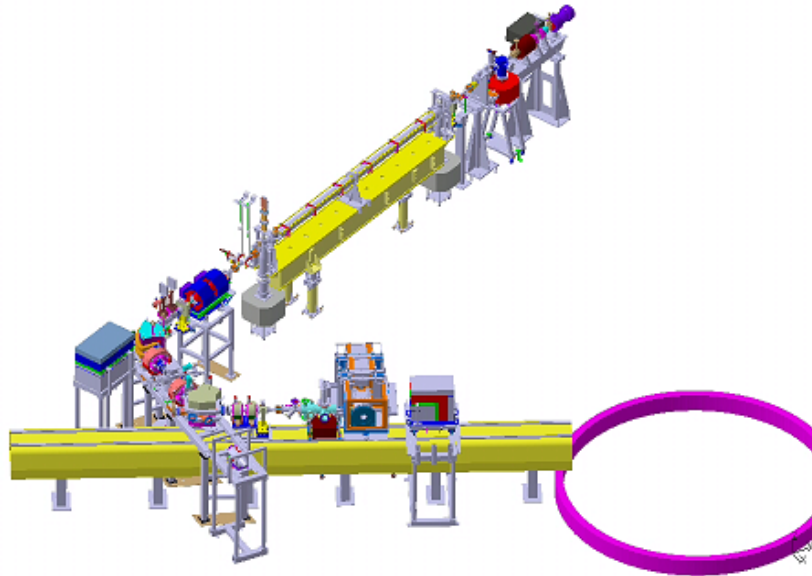


FIG. II.4: vue globale de l'accélérateur ALTO

Les caractéristiques du faisceau requises pour son application à la photofission dans des conditions optimales de production de faisceaux radioactifs sont les suivantes :

- ◇ Énergie du faisceau d'électrons : 50 MeV
- ◇ Courant moyen extrait à 50 MeV :  $10 \mu\text{A}$
- ◇ Fréquence radiofréquence (RF) : 2998.55 MHz
- ◇ Taux de répétition : 100 Hz
- ◇ Dispersion en énergie : 10 % maximum

### **Injecteur**

L'injecteur d'ALTO contient trois sous-composantes principales :

**Le canon** Le canon est une triode thermoionique classique portée à une tension entre 80 et 90 KV produisant des impulsions variables d'électrons (0.2 à 2  $\mu\text{sec}$ ) avec une fréquence de répétition de 100 Hz. L'intensité crête est de 60 mA.

**Le pré-groupeur** C'est une cavité HF fonctionnant en ondes stationnaires à 3 GHz. Pour une meilleure focalisation du faisceau, deux lentilles magnétiques et un solénoïde sont installés à l'entrée du pré-groupeur.

**Le groupeur** C'est une cavité HF tripériodique fonctionnant en ondes stationnaires et à la même fréquence que le pré-groupeur. À la sortie du groupeur les électrons auront une énergie quasi-relativiste de 3 MeV à l'entrée de la section accélératrice.

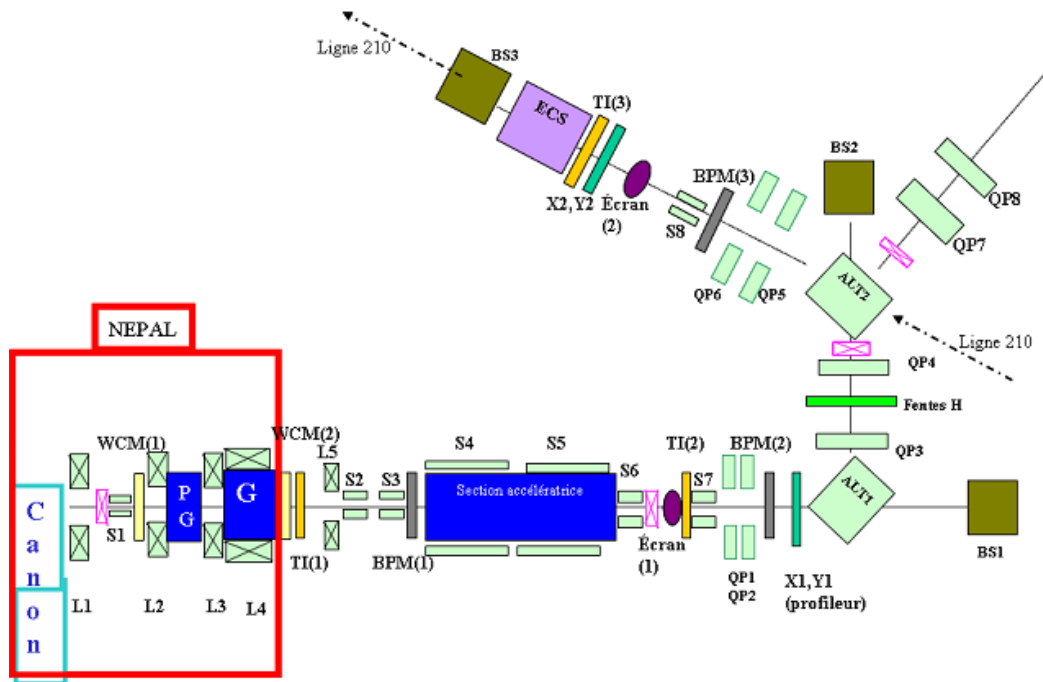


FIG. II.5: synoptique d'ALTO

L'adaptation du faisceau entre les deux éléments est assurée par deux solénoïdes et une lentille magnétique.

### La section accélératrice

La section accélératrice qui a servi comme pré-injecteur du LEP au CERN (LIL) est désormais la section accélératrice du linac d'ALTO. La section accélératrice installée est présentée dans la figure II.6. C'est une cavité HF fonctionnant en mode progressif à ondes à 3 GHz et de 4,5 m de longueur. Le gain en énergie de la section est de 46 MeV. Les paramètres de fonctionnements de la section accélératrice sont détaillés dans la référence [35].

### La ligne de transport

La logique dans laquelle la ligne de transport du faisceau d'ALTO a été conçue permet d'avoir une certaine flexibilité pour réaliser les expériences de photofission, les expériences de la fission induite par neutrons rapides avec un faisceau de deutons délivré par le Tandem et les applications à vocation industrielle. En effet, pour une implantation à proximité du séparateur PARRNe2 et pour des raisons d'encombrement, la ligne de transport est équipée de deux dipôles magnétiques donnant une déviation totale de 130 degrés afin de rejoindre la ligne de transport existante, celle-ci peut être exploitée à la fois pour le transport d'électrons ou de deutons jusqu'à l'ensemble cible-source d'ions. Sur le premier dipôle de déviation une autre ligne est prévue pour être greffée pour les applications industrielles. La ligne de transport de faisceau est équipée

## II.4. LE PROJET ALTO

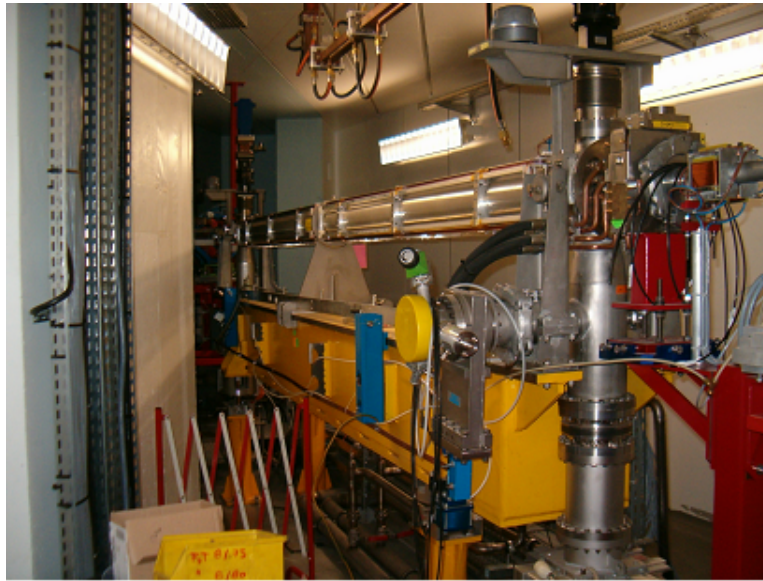


FIG. II.6: la section accélératrice installée auprès d'ALTO

également d'instruments pour les diagnostics comportant la mesure de courant, de la position de faisceau, de l'énergie et de la dispersion en énergie. Trois blocs d'arrêt faisceau sont placés aux endroits critiques de la ligne ALTO où le faisceau est susceptible d'émerger accidentellement. Les deux premiers serviront également pour la mesure du courant avec chaque déviation du faisceau.

### Le système de vide

Le système de pompage de type ionique s'étend depuis le canon jusqu'à l'ensemble cible-source d'ions, mais incluant également le réseau de distribution HF. Le cahier des charges du système de vide pour ALTO été en partie fixé par les conditions de fonctionnement du matériel récupéré. La pression moyenne admissible sur tout le linac est de l'ordre de  $1.0 \cdot 10^{-6}$  hPa et la pression contractuelle est de l'ordre de  $5.0 \cdot 10^{-8}$  hPa. Les différentes caractéristiques du système de pompage sur les différentes parties du système sont regroupées dans le tableau **II.1**

Section	Pression (hPa)	Pompage
Le canon	$< 2 \times 10^{-8}$	1 $\times$ pompe ionique 60 l/s
Pré-groupeur et groupeur	$< 10^{-7}$	1 $\times$ pompe ionique 200 l/s
Réseau de distribution HF	$< 10^{-7}$	2 $\times$ pompe ionique 70 l/s
La section accélératrice	$< 10^{-7}$	2 $\times$ pompe ionique 200 l/s
La ligne de transport	$10^{-7}$	2 $\times$ pompe ionique 600 l/s et 125 l/s

TAB. II.1: système de pompage d'ALTO



## CHAPITRE II. DE PARRNE À ALTO

### La source d'énergie RF

La source d'énergie RF utilise un klystron THALES modèle TH2100 et un modulateur. Le klystron opérant à la fréquence de 3GHz, permet de fournir des impulsions RF de  $4.5 \mu\text{s}$  avec une puissance maximale de 35 MW. Pour nos besoins la puissance en sortie du klystron a été limitée à 20 MW. Elle est distribuée de manière à alimenter la section avec 9 MW et le système de groupement avec 3 MW.

La puissance RF est distribuée à travers un réseau de guides d'ondes (WR-284) rempli de gaz SF<sub>6</sub> (diélectrique moyen) sous une pression inférieure à 6 bar (voir figure II.7). La puissance RF au niveau du pré-groupeur et groupeur est ajustée au moyen d'un atténuateur et d'un déphaseur. Elle est diagnostiquée par la mesure de l'incidence et de la réflexion par des coupleurs HF de 60 dB. L'excédent de la puissance est perdue dans des charges à eau.

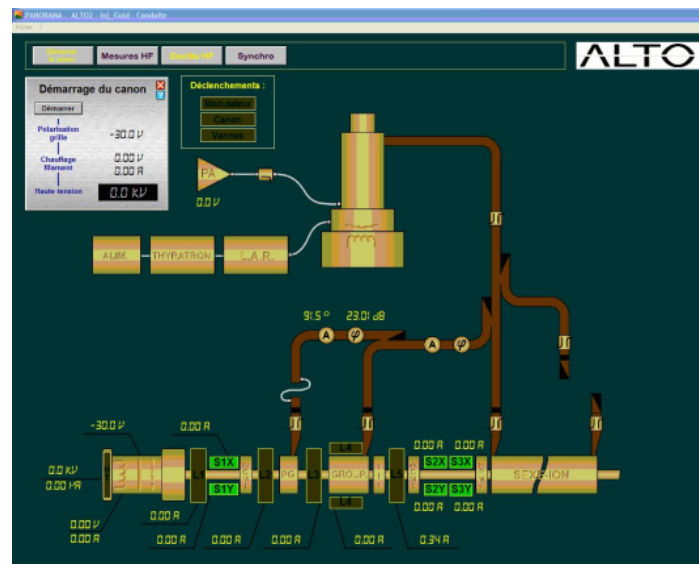


FIG. II.7: schéma du réseau HF

Le temps de remplissage de la section est de  $1,35 \mu\text{s}$ . Pour diminuer le chargement de faisceau (beam loading) dans la section accélératrice, nous avons choisi un mode de fonctionnement à 100 Hz avec une impulsion de longueur maximale ( $3 \mu\text{s}$ ).

### Les diagnostics de faisceau

La mesure du courant du faisceau est réalisée avec trois types de diagnostics installés. Deux transformateurs d'intensité (TI) sont implantés en amont et en aval de la section pour assurer une bonne transmission du faisceau. Un troisième est placé juste avant la cible PARRNe pour connaître l'intensité avant irradiation. Deux WCM (Wall Current Monitor) utilisés pour la mesurer le courant en sortie du canon et du groupeur. Les deux arrêts-faisceau sont également utilisés également pour la mesure du courant avant et après les deux déviations magnétiques (voir figure II.8).

## II.4. LE PROJET ALTO

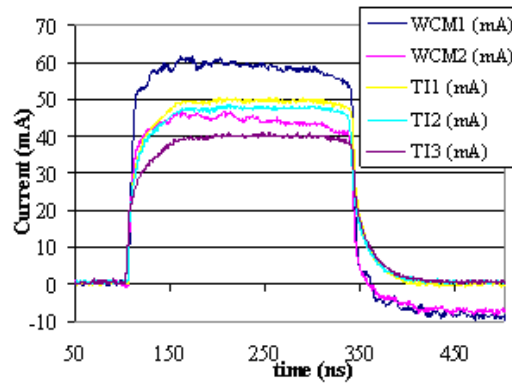


FIG. II.8: diagnostics du courant faisceau

Pour la mesure de la position du faisceau on se sert de trois BPM (Beam Position Monitor) développés par le CERN pour le LEP. On visualise aussi la forme du faisceau en sortie de section au moins d'un écran en alumine.

### Systemes de contrôle-commandé et sécurité

L'ensemble de l'accélérateur est contrôlé à distance par un système de supervision industriel PanoramaV8<sup>®</sup> software. Il permet d'assurer l'acquisition de données, et l'interface homme machine. Un tel système opérant sur un ordinateur permet également d'archiver l'historique de tous les paramètres machine, et de gérer la sécurité.

L'architecture du système C&C se compose de deux ordinateurs travaillant en redondance, d'une carte électronique pour les entrées sorties et d'un troisième ordinateur sur réseau utilisé comme interface homme-machine (voir figure II.9).

Associé au langage DELPHI, Panorama permet le contrôle des équipements directement via les ports série RS-232, via microprocesseur ou via le réseau ethernet.

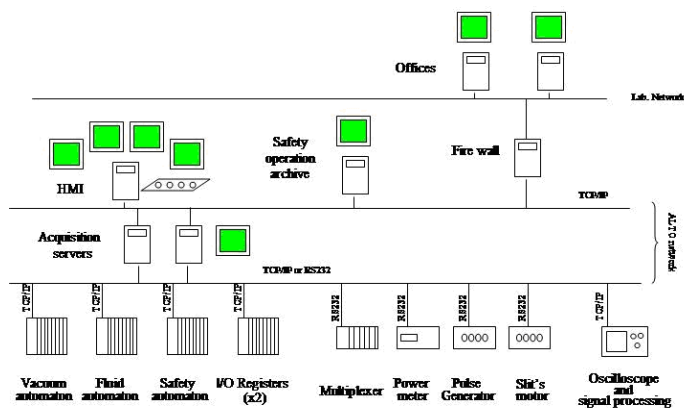


FIG. II.9: vue générale du système de contrôle et commande ALTO

## CHAPITRE II. DE PARRNE À ALTO

Le système de sécurité ALTO a été mis au point sur la base de la norme AFNOR NF M62-105 relative aux accélérateurs de particules. Les éléments majeurs de la sécurité sont gérés par un automate du standard SIL3 approuvé par la sécurité. Ce standard impose que la redondance soit maintenue sur toute la chaîne de sécurité.

La sécurité est basée sur quatre principes :

- ◇ Contrôle de l'action pendant les tirs
- ◇ Contrôle des aires avec et sans faisceau dans des conditions bien définies de sécurité
- ◇ Autorisation des tests
- ◇ Autorisation des accès contrôlés

Le système de sécurité est actif; il met automatiquement l'installation en sécurité en cas de coupure de tension. Il est totalement alimenté par le 24 V secouru.

### Paramètres du Faisceau dans ALTO

La structure temporelle du faisceau est donnée par la figure II.10. Le faisceau d'électrons de 50 MeV d'énergie dans ALTO est pulsé. La durée de l'impulsion fournie par le canon varie entre 2 ns et 2  $\mu$ s. À la sortie de la section accélératrice le faisceau est constitué de paquets ayant une durée de 10 ps et avec une période de répétition de 333 ps. Le courant moyen de 10  $\mu$ A à la sortie de la section est transporté jusqu'à l'ensemble cible-source d'ions.

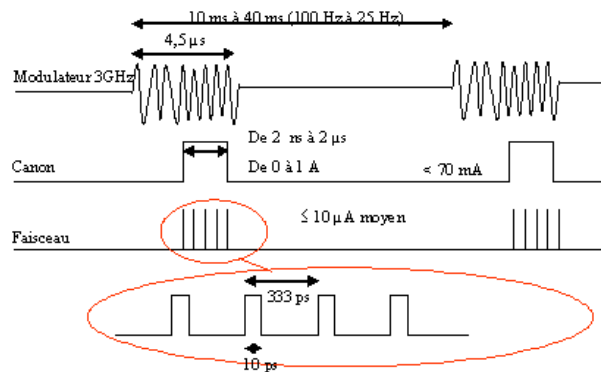


FIG. II.10: structure du faisceau

Des calculs de transport optique du faisceau ont été réalisés [36]. La figure II.11 montre l'évolution des enveloppes du faisceau de la ligne ALTO du canon jusqu'à l'ensemble cible-source d'ions. Les calculs mentionnés précédemment montrent que le faisceau est circulaire au niveau de l'ensemble cible-source d'ions. Le diamètre du faisceau est de 1 cm ( $6\sigma$ ). Pour ce qui suit, la distribution angulaire du faisceau est supposée gaussienne radiale et est donnée par la figure II.12. Les déviations en x et y sont telles que  $\sigma_x = \sigma_y = 0.166$  cm. La FWHM correspondant à la largeur à mi-hauteur est égale à  $2.3584\sigma$ .

## II.4. LE PROJET ALTO

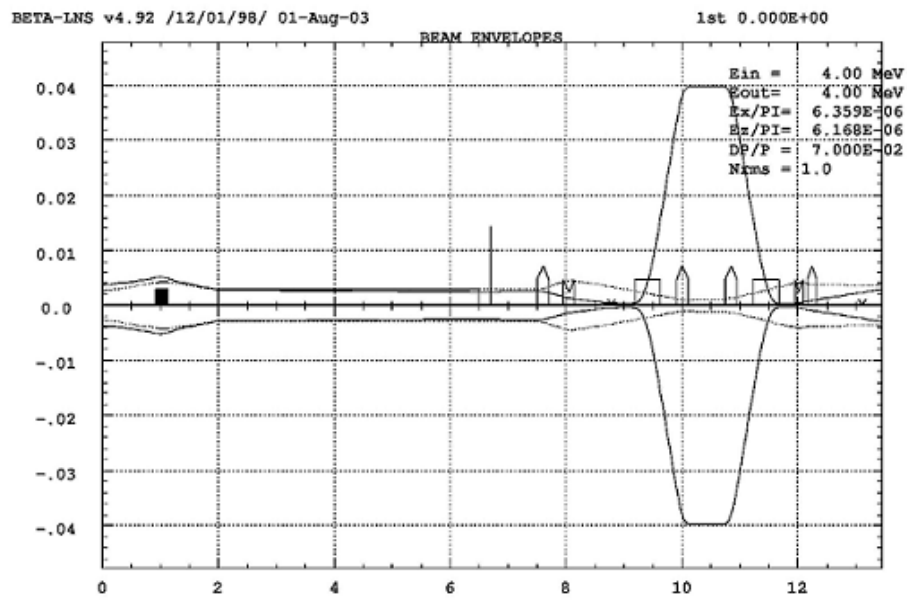


FIG. II.11: évolution des enveloppes du faisceau de la ligne ALTO [36]

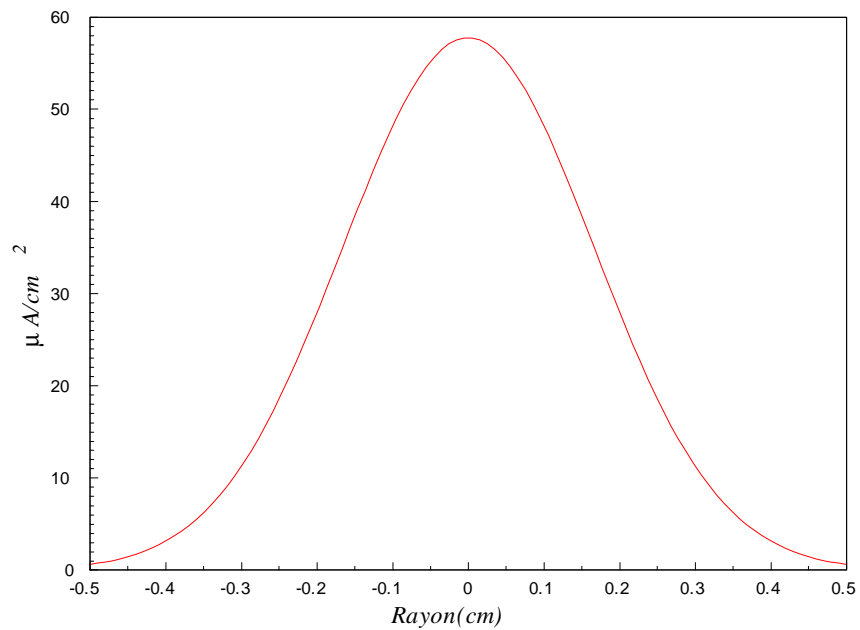


FIG. II.12: distribution gaussienne du faisceau d'ALTO à l'entrée de l'ensemble cible-source d'ions pour une intensité de courant de  $10 \mu A$

### II.4.3 Premiers Tests Faisceaux

L'ensemble de l'accélérateur et la cible-source d'ions est situé dans l'infrastructure existante du Tandem déjà soumise aux exigences d'une ICPE<sup>4</sup>. Les performances en régime d'exploitation d'ALTO (50 MeV et 10  $\mu$ A) ne classent pas cette nouvelle installation en tant que INB<sup>5</sup>. Néanmoins, elles soulèvent une multitude de points de sûreté et de radioprotection que nous avons considérés dans une étude exhaustive, notamment en élaborant le dossier pour la DGSNR<sup>6</sup> [référence dossier DGSNR] (cf. chapitre 2).

Le projet ALTO est actuellement en phase de tests. En accord avec la DGSNR, ces tests se dérouleront en cinq étapes aux intensités de faisceau d'électrons 100 nA, 500 nA, 1  $\mu$ A, 5  $\mu$ A et 10  $\mu$ A. Le passage d'une étape à l'autre est soumis à l'approbation de la DGSNR.

Comme première étape, nous avons réalisé une expérience en ligne, dans les mêmes conditions de production qu'avec les deutons ; c'est à dire avec un faisceau d'électrons limité à 100 nA. Ceci nous permet de comparer directement les productions des noyaux radioactifs (voir section V.3) tout en vérifiant la compatibilité de l'infrastructure avec les rayonnements générés dans ces conditions.

Pour faire ces premiers tests de la machine, nous avons utilisé une fréquence de répétition de 10 Hz et une longueur d'impulsion de 250 ns. La figure II.13 présente la mesure de la dispersion en énergie, faite sur un bloc arrêt-faisceau, durant les premiers tests. La valeur mesurée est de 8 % pour un courant d'impulsion de 50 mA.

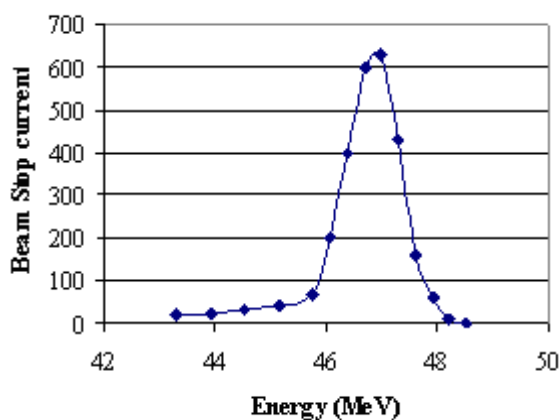


FIG. II.13: mesure de la dispersion en énergie

Au cours de ces tests, la transmission du faisceau entre le canon et l'entrée a été évaluée à 77 % au lieu de 81 % théorique et celle dans la section accélératrice à 96 %. Après la seconde déviation du faisceau, nous avons constaté une mauvaise transmission à cause de l'existence d'un gradient de champ magnétique dû à la présence d'une pompe ionique au voisinage de l'aimant. Les différentes mesures de courant pour évaluer de la transmission du faisceau sont présentées dans la figure II.14.

<sup>4</sup>ICPE : Installation Classée pour la Protection de l'environnement

<sup>5</sup>INB : Installation Nucléaire de Base

<sup>6</sup>DGSNR : Direction Générale de la sûreté Nucléaire et de la Radioprotection.

## II.4. LE PROJET ALTO

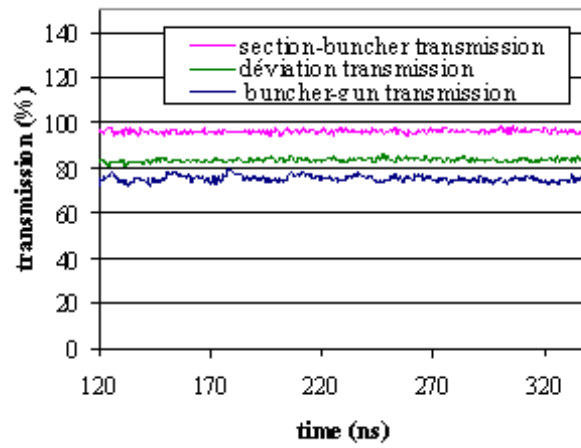


FIG. II.14: mesure de courant pour évaluer de la transmission du faisceau

# Chapitre III

## Principes généraux de radioprotection et application au Projet ALTO

### III.1 Position du Problème

Afin d'obtenir une autorisation d'exploitation de l'accélérateur linéaire d'électrons, délivrée par le Ministère de la Santé après avis favorable de la Direction Générale de la Sûreté Nucléaire et de la Radioprotection sur un dossier déposé par l'IPNO, une des thématiques majeures est la démonstration de la pertinence des protections radiologiques installées en périphérie de la machine.

Ces protections ont pour objectifs :

- ◇ d'assurer une protection du public vis à vis d'une possible exposition aux rayonnements ionisants,

- ◇ de maintenir à un niveau aussi faible qu'il est raisonnablement possible l'exposition des personnels aux rayonnements ionisants et à minima d'assurer le respect des limites réglementaires fixées dans le code du travail (article R231-76, R231-77 et R231-88) soit une dose efficace de 20 mSv sur douze mois consécutifs pour les personnels classés en catégorie A ou 6 mSv pour les personnels classés en catégorie B (cf §III.4).

Pour mener à bien cette étude et comprendre la motivation quant au choix d'un blindage de type local, en dehors des problèmes d'interaction rayonnement-matière et des grandeurs de radioprotection sur lesquels nous reviendrons dans la suite du texte, deux paramètres sont à prendre en considération :

- ◇ l'accélérateur est implanté dans deux salles (n° 210 et 310) du hall expérimental au bâtiment 109N (voir figure III.1). Ces infrastructures, déjà existantes, étaient dimensionnées pour accueillir le dispositif expérimental PARRNe dans lequel une cible  $UC_x$  est irradiée par les deutons de 26 MeV d'énergie et 1  $\mu A$ .

Par contre, ces mêmes infrastructures sont à priori sous dimensionnées pour assurer un niveau de protection radiologique suffisant pour l'exploitation d'un faisceau d'électrons, d'une énergie de 50 MeV et d'une intensité de 10  $\mu A$ , interagissant avec une cible  $UC_x$ ,

- ◇ Nous avons démontré à travers les calculs prévisionnels du nombre de fissions dans la cible  $UC_x$  qu'un gain d'un facteur 100 en nombre de fission sera atteint avec la photofission (50 MeV électrons@10  $\mu A$ ) par rapport à la configuration d'irradiation

### III.1. POSITION DU PROBLÈME

par un faisceau de deutons (26 MeV@1  $\mu$ A) (cf §V.2.3). D'autre part, le processus de photofission est accompagné d'un flux intense de photons et de neutrons. Les intensités maximales des flux de photons et de neutrons attendues sont respectivement de  $10^{16}$  photons/cm<sup>2</sup>/s et de  $10^{13}$  n/cm<sup>2</sup>/s (cf §IV.7.1 ).

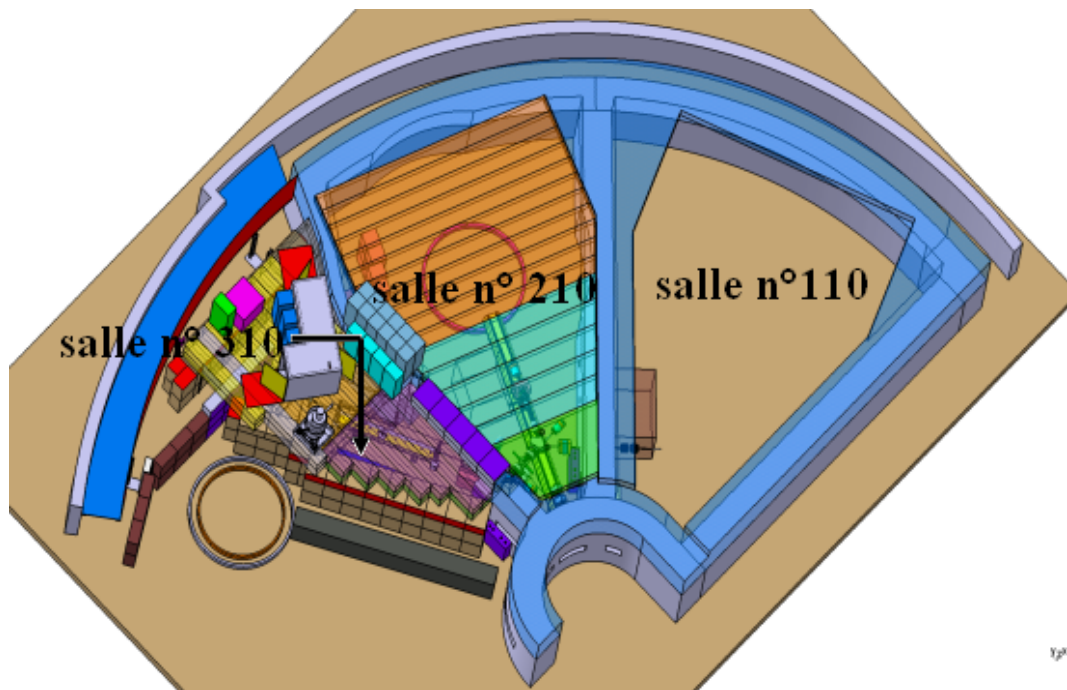


FIG. III.1: implantation des salles 110, 210, 310 dans le hall expérimental du bâtiment 109N

L'implantation de l'ensemble des matériels nécessaires à la construction d'une part de l'accélérateur linéaire d'électrons (salle 310) et de la ligne d'irradiation devant accueillir l'ECS provoque un encombrement stérique important (voir figure III.2) et donc une contrainte d'espace à prendre en considération pour guider le choix final.

D'autre part, la contrainte, liée à la capacité portante du sol<sup>1</sup> existant, vient s'ajouter à la précédente.

Ainsi, le choix du blindage local, au plus près de la source des rayonnements ionisants, paraît le plus pertinent pour résoudre le problème des protections radiologiques. Cette démarche permet, en accord avec le principe ALARA (As Low As Reasonably Achievable), d'optimiser les volumes des matériaux, constituant les protections, à ajouter.

Un problème de radioprotection est toujours associé à un processus physique de perte d'énergie, transportée par le rayonnement, dans la matière vivante ou non rencontrée le long de sa trajectoire.

Dans un souci d'optimisation, il paraît nécessaire de bien définir les interactions possibles dans l'environnement de l'ECS afin de mieux appréhender la nature des rayonnements ionisants ainsi que leurs énergies.

<sup>1</sup>La capacité portante d'un sol se caractérise par sa résistance au tassement en fonction de la cohésion et des frictions internes. La mesure de la contrainte admissible se définit en KN/m<sup>2</sup>.



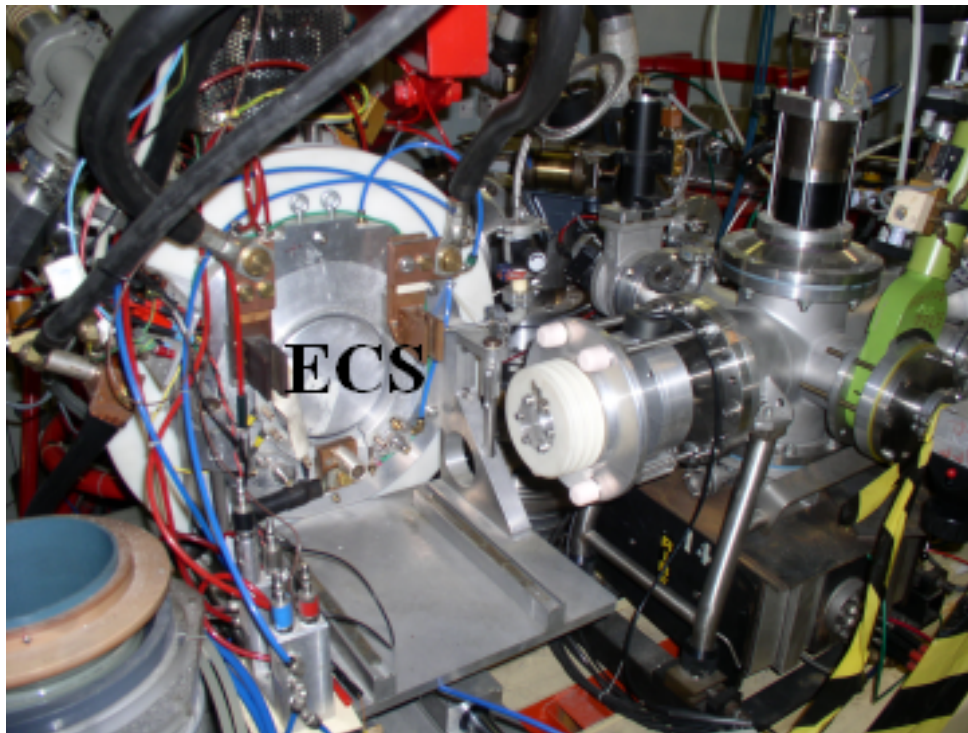


FIG. III.2: encombrement stérique autour de l'Ensemble Cible-Source d'ions (ECS)

## III.2 Différents types d'interactions mises en jeu

L'étude du processus de photofission induit par un faisceau d'électrons de 50 MeV d'énergie et  $10 \mu\text{A}$  d'intensité de courant sur une cible  $\text{UC}_x$ , nous a incités à donner une attention particulière au rayonnement dû aux photons et aux neutrons au niveau de l'ensemble cible-source d'ions. En effet, comprendre la manière avec laquelle ces particules interagissent avec la matière est crucial afin de prévoir le blindage adéquat et efficace pour ce cas de problème.

### III.2.1 Les photons

#### Classifications des photons

Les photons sont des particules sans charge et sans masse et sont associés au rayonnement électromagnétique. On considère généralement le caractère corpusculaire de ce rayonnement à partir du domaine des infra-rouges (la longueur d'onde électromagnétique est de l'ordre du  $\mu\text{m}$ ). La figure III.3 présente le domaine électromagnétique des photons pour les différents types du rayonnement photonique, avec la correspondance approximative entre l'énergie  $E$  des photons et la longueur d'onde électromagnétique  $\lambda$ . Les photons issus de l'interaction des électrons dans la cible  $\text{UC}_x$  sont majoritairement des rayonnements électromagnétiques de type gamma d'une énergie supérieure à 100 keV.

Dans tout ce qui suit on notera l'énergie du photon par  $E$ . En effet, l'énergie  $E$  du photon de longueur d'onde  $\lambda$  est donnée par la formule III.1.

### III.2. DIFFÉRENTS TYPES D'INTERACTIONS MISES EN JEU

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (\text{III.1})$$

avec :

$c$  = la célérité de la lumière ( $c = 3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$ )

$h$  = la constante de Planck ( $h = 4,136.10^{-21} \text{ MeV.s}$ )

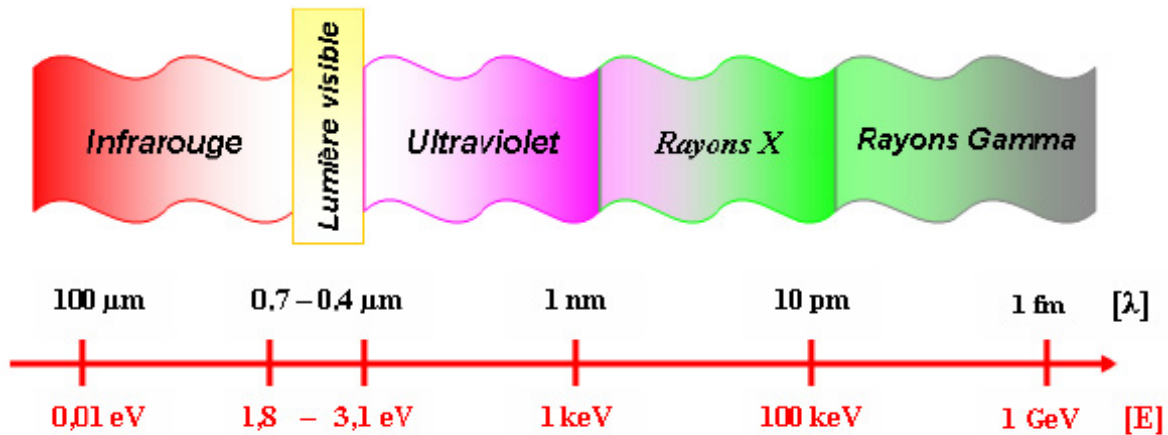


FIG. III.3: classification schématique des photons des infra-rouges au rayons gamma.

#### Interaction des photons avec la matière

La source principale de photons dans un processus de photofission est le rayonnement de freinage ou Bremstrahlung. Les interactions des photons d'énergie inférieure à 6 MeV produisent surtout l'excitation des noyaux dans des états liés ou non liés. Entre 6 MeV et 30 MeV, nous nous trouvons dans le domaine de la résonance géante dipolaire, dans lequel des réactions de photofission, de photoneutrons ( $\gamma, n$ ) ... ont le maximum de probabilité de survenir.

Il existe cinq processus élémentaires d'interaction des photons avec la matière. Le tableau III.1 présente un classement des différents phénomènes par type (absorption, diffusion, effet multi-photon) en fonction du numéro atomique ( $Z$ ) du matériau traversé.

**Effet photoélectrique** Ce phénomène a été découvert en 1887 par Heinrich Rudolf Hertz. Il s'agit de l'absorption totale de l'énergie du photon d'énergie  $E$  par l'ensemble de l'atome lorsque le photon rencontre un électron très lié. Il est nécessaire que l'énergie du photon incident soit supérieure à l'énergie de liaison de l'électron  $W_L$ . L'électron éjecté, appelé souvent photoélectron, est animé d'une énergie cinétique  $E_c$  définie par l'équation III.2. Ce phénomène est illustré par la figure III.4.

$$E_c = E - W_L \quad (\text{III.2})$$

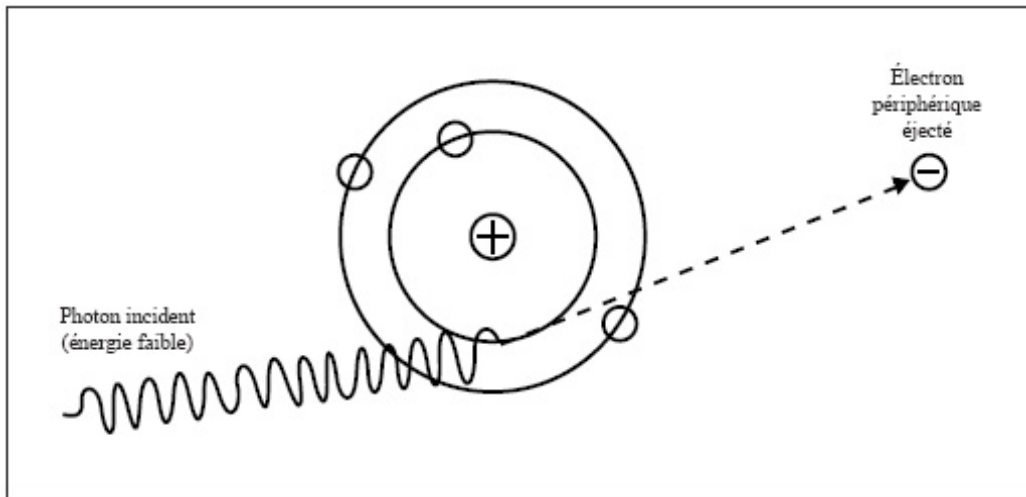


FIG. III.4: effet photoélectrique

**Diffusion Compton** Ce phénomène fut observé par Arthur Compton en 1923. Le photon incident d'énergie  $E$  interagit avec un électron faiblement lié (libre ou occupant une couche superficielle) à la manière d'un choc. L'énergie est partagée en fonction des angles de diffusion (voir figure III.5) entre l'électron Compton d'énergie  $W_e$  et le photon diffusé d'énergie  $E_d$ . En écrivant les équations de conservation d'énergie et de la quantité de mouvement, l'énergie du photon diffusé  $E_d$  est décrite par l'équation III.3.

$$E_d = E - W_e = E \left( 1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \right)^{-1} \quad (\text{III.3})$$

avec :

$m_e$  : masse de l'électron ( $9.11 \times 10^{-31}$  kg)

$c$  : célérité de la lumière dans le vide ( $c = 300 \times 10^6$  m/s)

Deux cas extrêmes se présentent :

◇ Le choc frontal : L'angle de diffusion  $\theta = 180^\circ$ . Le photon est rétrodiffusé et acquiert une énergie  $E_d$  définie par l'équation III.4 en remplaçant  $\theta$  par  $180^\circ$  dans l'équation III.3.

$$E_d = E \left( \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + 2E} \right) \quad (\text{III.4})$$

De même l'électron Compton son énergie  $W_e$  est définie par l'équation III.5.

$$W_e = E \left( \frac{2E}{m_e c^2 + 2E} \right) \quad (\text{III.5})$$

◇ Le choc tangentiel : Le photon est émis vers l'avant tel que  $\theta = 0^\circ$ . De l'équation III.3, on en déduit que le photon émis acquiert la totalité de l'énergie du photon incident ( $E_d = E$ ).

### III.2. DIFFÉRENTS TYPES D'INTERACTIONS MISES EN JEU

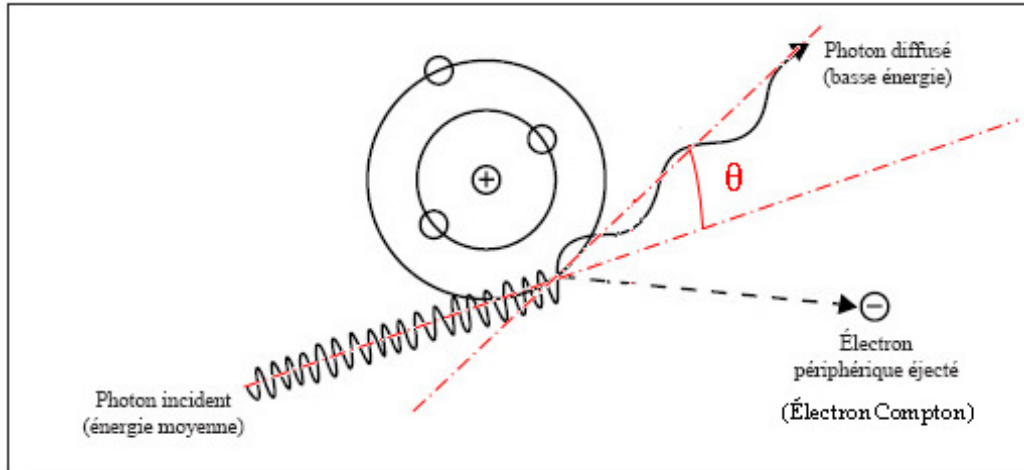


FIG. III.5: diffusion Compton

De l'équation III.3 on peut définir le ratio,  $\frac{E_d}{E}$ , de l'énergie du photon après et avant diffusion Compton qu'on notera  $P(E, \theta)$  défini par la relation III.6.

$$P(E, \theta) = \frac{1}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (\text{III.6})$$

Ce ratio (équation III.6) permet de définir la probabilité qu'un photon d'énergie  $E$  soit diffusé avec un angle  $\theta$  par unité d'angle. Cette probabilité a été décrite par *Klein* et *Nishina* en 1929 en appliquant les théories de l'électrodynamique quantique et elle est donnée par l'équation III.7. La figure III.6 présente, pour différentes énergies du photon incident, la probabilité de diffusion du photon à un angle  $\theta$ . On constate que plus l'énergie du photon incident est grande, plus grande est la probabilité que le photon soit émis vers l'avant. A partir de 1 MeV, la probabilité d'être rétrodiffusé devient négligeable. Inversement, à plus basse énergie, les probabilités que le photon soit diffusé vers l'avant ou vers l'arrière tendent à s'équilibrer.

$$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\theta} = 2\pi \sin \theta \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} = 2\pi \sin \theta \frac{r_e^2}{2} [P(E, \theta) - P(E, \theta)^2 \sin^2(\theta) + P(E, \theta)^3] \quad (\text{III.7})$$

avec :

$\frac{d\sigma}{d\theta}$  : probabilité qu'un photon d'énergie  $E$  soit diffusé avec un angle  $\theta$

$d\Omega$  : élément d'angle solide, avec  $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$

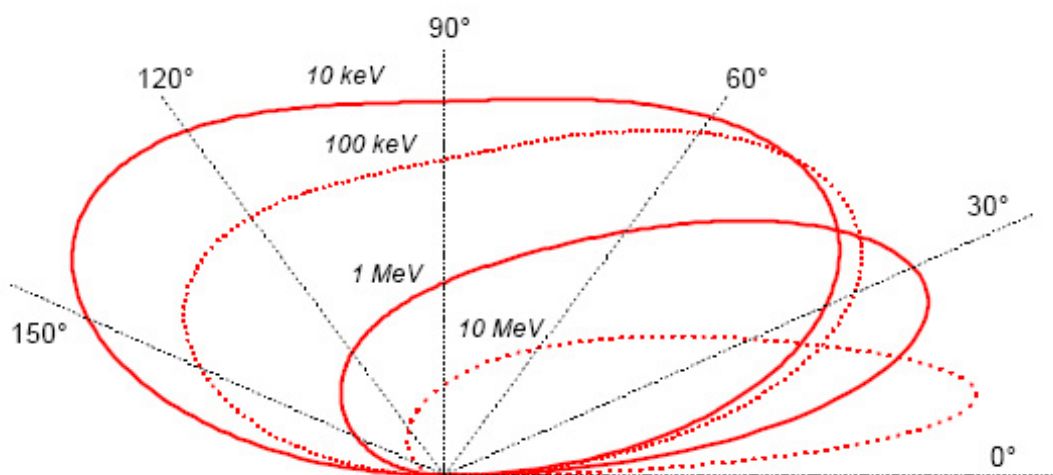


FIG. III.6: distribution angulaire du photon diffusé lors d'une interaction Compton. Les énergies indiquées se rapportent à l'énergie du photon incident

**Création de paire  $e^-e^+$**  La création de paire consiste en la matérialisation d'une paire électron ( $e^-$ )-positron ( $e^+$ ). Le photon entre en interaction avec le champ électromagnétique du noyau ou celui des électrons et crée une paire  $e^-e^+$ . Ce phénomène apparaît pour des énergies incidentes de photon supérieures à 1.022 MeV, et domine aux hautes énergies ( $\geq 10$  MeV). C'est une réaction à seuil, l'énergie du photon doit être supérieure à  $2m_e c^2$  s'il se matérialise dans le champ du noyau, et  $4m_e c^2$  s'il s'agit du champ des électrons.

**Annihilation de paire  $e^-e^+$**  Le positron provenant d'une création de paire est animé d'une énergie cinétique qui va être cédée rapidement par collisions successives. Finalement, il va se lier avec un électron pour former un "pseudo" atome appelé positronium dont la durée de vie est très courte (environ  $10^{-10}$  s) qui se transforme par annihilation en deux photons. Les deux photons sont émis dans deux directions opposées avec chacun l'énergie de la masse d'un des deux constituants (0.511 MeV) (voir figure III.7).

On note que l'énergie des photons d'annihilation peut être déposée à grande distance contrairement aux positrons qui déposent leur énergie le long d'un parcours très court (quelques millimètres).

### III.2. DIFFÉRENTS TYPES D'INTERACTIONS MISES EN JEU

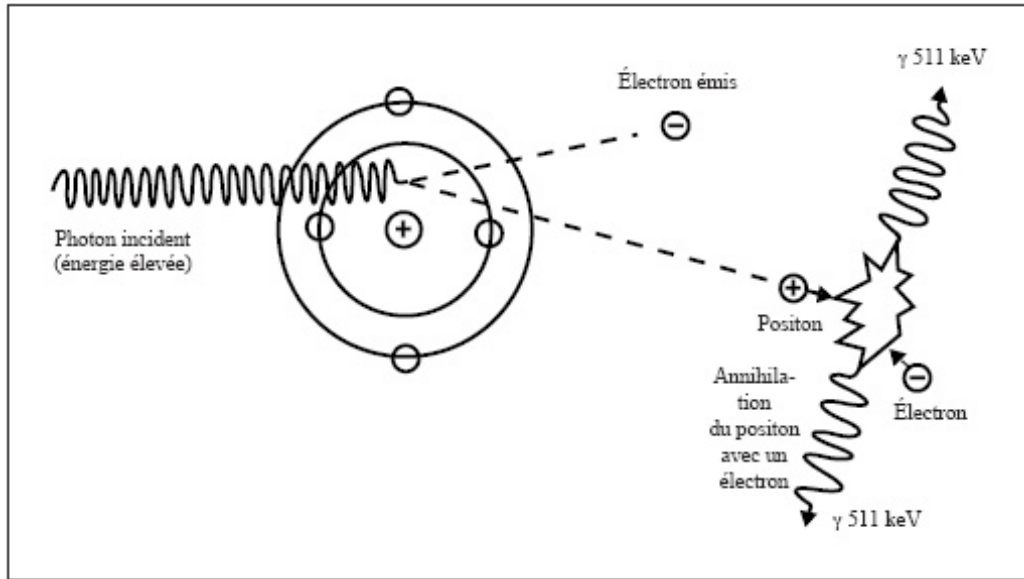


FIG. III.7: production de paire  $e^-e^+$  et annihilation du positron avec un électron

**Diffusion Thomson-Rayleigh** La diffusion Thomson est la diffusion élastique d'un photon par un électron atomique. Elle concerne pratiquement les photons de faible énergie qui sont absorbés par l'électron. Celui-ci est ainsi mis en oscillations forcées et ré-émet un photon de même énergie que le photon incident, mais pas forcément dans la même direction. La diffusion Rayleigh se différencie par rapport à la diffusion Thomson par le fait que le photon incident interagit avec l'ensemble des électrons de l'atome qui se mettent à osciller en phase avant d'émettre un photon de même énergie que le photon incident. Du point de vue conceptuel ces deux processus sont semblables et sont considérés de manière globale sous le nom de diffusion Thomson-Rayleigh. En plus, en considérant que cette diffusion est un cas limite de la diffusion Compton lorsque l'énergie du photon incident est basse, la distribution de l'angle d'émission des photons peut être obtenue à partir de la figure III.6. On constate que la probabilité d'être émis vers l'avant ou l'arrière sont de même ordre.

**Interaction photonucléaire** Le photon peut également subir des interactions nucléaires appelées interactions photonucléaires. On peut citer comme exemples la diffusion élastique ( $\gamma, \gamma$ ) ou inélastique ( $\gamma, \gamma'$ ) des photons, leur absorption par le noyau avec rémission d'une particule de nature différente  $\{(\gamma, p), (\gamma, n), \dots\}$ . L'absorption d'un photon peut également entraîner la fission de ce noyau (photofission). L'évolution de la section efficace d'interaction photonucléaire en fonction de l'énergie du photon est donnée par la figure III.8.

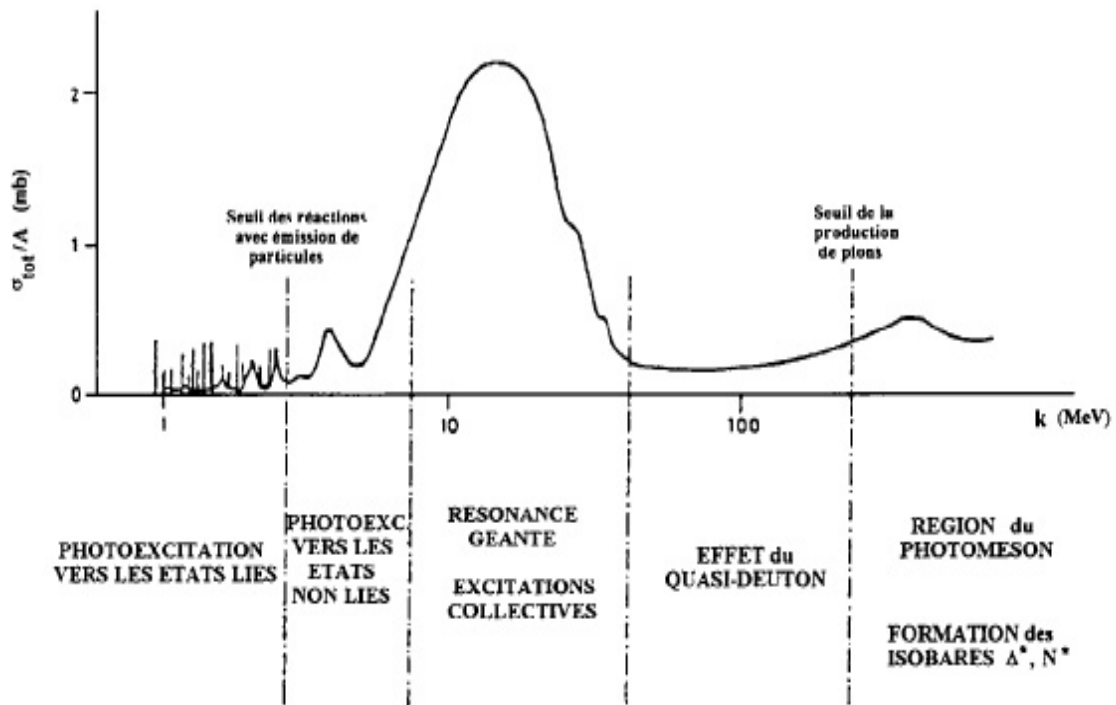


FIG. III.8: variation de la section efficace totale d'interaction photonucléaire exprimée par nucléon, en fonction de l'énergie du photon  $k$  (MeV) [37]

### Atténuation d'un faisceau de photons dans la matière

Les interactions responsables de l'atténuation d'un faisceau de photons dans un bloc de matière sont : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, la production de paire  $e^-e^+$  et l'interaction photonucléaire. Pour les trois premières interactions citées, chacun de ces phénomènes est caractérisé par un coefficient d'atténuation linéaire propre. Si on note  $N_0$  le nombre total de photons monoénergétiques arrivant sur une unité de surface du bloc de matière, alors le nombre restant de photons par unité de surface, qui ont traversé une épaisseur  $x$ ,  $N(x)$ , est défini par l'équation III.8.

$$N(x) = N_0 \times e^{-\mu x} \quad (\text{III.8})$$

Où  $\mu$  est appelé coefficient linéaire d'atténuation exprimé habituellement en  $\text{cm}^{-1}$ . Il est la somme de trois coefficients linéaires d'atténuation respectifs à l'effet photoélectrique ( $\mu_e$ ), diffusion Compton ( $\mu_c$ ) et la production de paire  $e^-e^+$  ( $\mu_p$ ), tel que  $\mu = \mu_e + \mu_c + \mu_p$ . Sa valeur est caractérisée par une section efficace macroscopique<sup>2</sup> qui dépend de la nature du matériau et de l'énergie des photons considérés. La variation de ces trois coefficients ( $\mu_e, \mu_c, \mu_p$ ) est représentée dans la figure III.9 pour le cas du Plomb.

<sup>2</sup>La section efficace macroscopique  $\Sigma$  s'écrit, en fonction de la section efficace microscopique  $\sigma$  et du nombre  $N$  de noyaux cibles par unité de volume ( $\text{cm}^{-3}$ ), par  $\Sigma = \sigma N$ . Elle s'exprime en  $\text{cm}^{-1}$ .

### III.2. DIFFÉRENTS TYPES D'INTERACTIONS MISES EN JEU

L'importance relative entre ces effets se résume dans les trois points suivants :

- ◇ L'effet photoélectrique prédomine à basse énergie de photon et Z élevé
- ◇ L'effet Compton prédomine à Z bas et une énergie moyenne du photon incident
- ◇ La création de paire prédomine à haute énergie et Z élevée

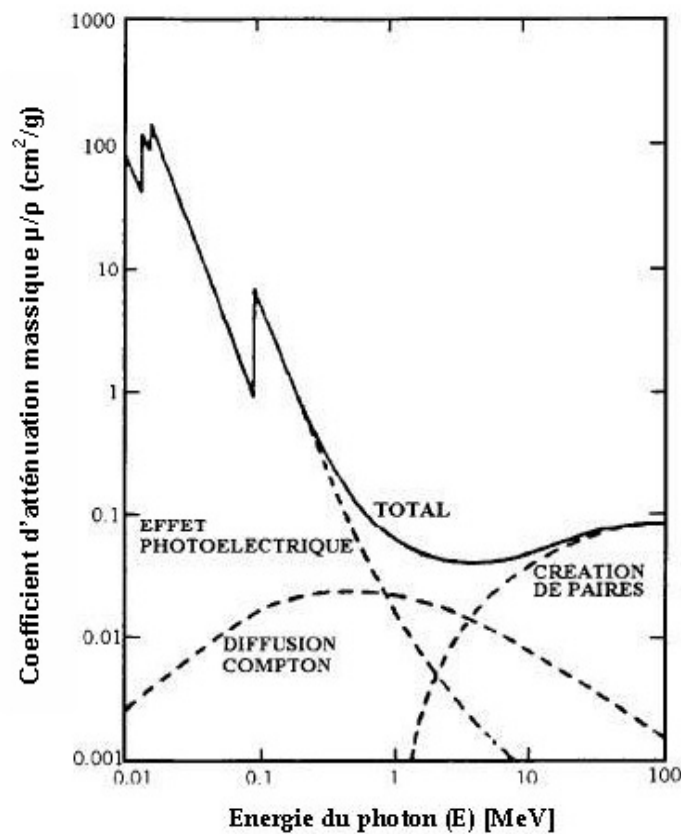


FIG. III.9: contribution des effets photoélectrique, diffusion Compton et création de paire lors de l'absorption des photons dans le plomb, en fonction de leur énergie [38].



## CHAPITRE III. PRINCIPES GÉNÉRAUX DE RADIOPROTECTION

Type d'interaction	Absorption	Diffusion		Effets multi-photons
Interaction avec :		Elastique	Inélastique	
électrons atomiques	effet photoélectrique $\approx Z^4$ (faible énergie) $\approx Z^2$ (haute énergie)	diffusion Rayleigh $\approx Z^2$	diffusion Compton $\approx Z$	diffusion Compton de deux photons $\approx Z$
nucléons	réactions photonucléaires ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, p$ ), photo-fission... ( $E \succeq 10$ MeV)	diffusion nucléaire élastique ( $\gamma, \gamma$ ) $\approx Z^2$	diffusion nucléaire inélastique ( $\gamma, \gamma'$ )	
champ électrique entourant les particules chargées	<ul style="list-style-type: none"> <li>◇ production de paire dans le champ du noyau <math>\approx Z^2</math> (<math>E \succeq 1,022</math> MeV)</li> <li>◇ production de paire dans le champ des électrons <math>\approx Z</math> (<math>E \succeq 2,044</math> MeV)</li> <li>◇ production de paire nucléon-antinuéon (<math>E \succeq 3</math> GeV)</li> </ul>			
mésons	production de photo-mésons ( $E \succeq 150$ MeV)			

TAB. III.1: interactions des photons avec la matière

### III.2.2 Les neutrons

Le neutron est une particule fondamentale dont la masse est légèrement supérieure à celle du noyau d'hydrogène et dont la charge électrique est nulle. Il n'est pas dévié de sa trajectoire par les électrons du cortège électronique et atteint les noyaux puisqu'il n'a pas à vaincre la répulsion coulombienne. De plus, compte tenu de la très faible proportion de volume occupé par le noyau par rapport au volume atomique, les chocs entre les neutrons et les noyaux sont peu probables. Aussi, et en cas de collision avec un noyau, sauf cas particuliers (noyaux modérateurs (l'hydrogène par exemple)),

## III.2. DIFFÉRENTS TYPES D'INTERACTIONS MISES EN JEU

le neutron perd peu d'énergie à chaque choc. En conséquence, les neutrons comme les rayonnements électromagnétiques, de par l'absence de charge électrique et leur énergie, sont très pénétrants. La prise en compte de ces particules ou rayonnements est fondamentale pour l'analyse dimensionnelle des protections radiologiques à ajouter autour des installations.

Dans un processus de photofission, la production neutronique intervient dans la cible elle-même. Ces neutrons produits regroupent les neutrons prompts de photofission et les neutrons retardés émis par certains fragments de fission dits précurseurs. Un autre type de production de neutrons dominant, qui n'est pas de moindre importance, dans un accélérateur d'électrons est la production de photoneutrons issus des réactions  $(\gamma, n)$  dans le cas de l'émission d'un seul neutron suite à l'absorption d'un photon et la production de photoneutrons multiples issus des réactions  $(\gamma, xn)$  dans le cas d'émission de plusieurs neutrons.

### Classification des neutrons [39]

Les neutrons sont classifiés selon leurs énergies. Ils sont traditionnellement regroupés en quatre groupes :

**Neutrons thermiques :** l'énergie du neutron est inférieure à 1 eV. On les appelle aussi "neutrons lents" quand ils sont ralentis suite à un grand nombre de chocs, en général dans un milieu modérateur. La vitesse des neutrons thermique est de l'ordre de  $3 \times 10^3$  m/s.

**Neutrons de résonance :** l'énergie du neutron est comprise entre 1 eV et quelques dizaines de keV. Pour une énergie de neutrons entre 10 eV et 20 keV les neutrons sont également appelés neutrons épithermiques.

**Neutrons rapides :** ce sont des neutrons libérés lors de la fission, se déplaçant à très grande vitesse ( $20 \times 10^6$  m/s). Ils sont situés pour des énergies comprises entre quelques dizaines de keV et 10 MeV.

**Neutrons de haute énergie :** Ils possèdent une énergie supérieure à 10 MeV.

### Interaction des neutrons avec la matière

Les neutrons interagissent avec les noyaux qui constituent la matière. Il existe principalement deux types d'interactions des neutrons avec la matière :

- ◇ le neutron ne pénètre pas dans le noyau cible, on parle de diffusion potentielle,
- ◇ le neutron pénètre dans le noyau cible. Le déséquilibre énergétique conduit à une désexcitation du noyau composé.

Le tableau III.2 résume ces interactions selon le phénomène de diffusion mis en jeu (élastique, inélastique) et le type de réaction (absorption, diffusion) [40].

**Diffusion potentielle** Dans ce type d'interaction, l'onde associée au neutron est simplement diffusée par la barrière de potentiel du noyau. La structure interne du noyau n'est pas altérée. C'est l'équivalent d'un choc élastique entre un neutron et noyau supposé comme une sphère dure. Ce type d'interaction se réduisant à un simple transfert d'énergie cinétique, ceci est illustré dans la réaction III.9. La diffusion potentielle est le mécanisme principal de perte d'énergie pour les neutrons épithermiques et rapides.



**Désexcitation du noyau composé** L'absorption d'un neutron par le noyau cible due à la diffusion inélastique permet la formation d'un noyau composé dans un état excité selon la réaction III.10. Ce niveau excité à une durée de vie finie et par conséquent le noyau composé finit par se désexciter et revenir à son état fondamental. Plusieurs voies de sorties peuvent être responsables de la désexcitation du noyau. A chacune correspond une section efficace caractérisant la probabilité de réaction mise en jeu.



Les principaux modes de désexcitation sont :

**Réémission d'un neutron :** deux processus sont possibles pour cette interaction. A savoir, la diffusion résonnante élastique ( $n, n$ ) où le noyau composé est laissé dans son état fondamental et la diffusion résonnante inélastique ( $n, n'$ ) lorsque le noyau composé est laissé dans un état encore excité. La diffusion inélastique est une réaction à seuil. L'énergie cinétique du neutron incident doit être au moins égale à l'énergie du premier niveau excité du noyau cible.

**Emission des photons :** c'est la capture radiative ( $n, \gamma$ ). Le noyau composé redescend sur son niveau fondamental par émission d'un photon très énergétique, ou progressivement par passages par des niveaux d'excitation intermédiaires avec émission de plusieurs photons. Un exemple typique de ce phénomène est la capture radiative du fer 56, couramment utilisé pour le blindage des neutrons, sa section efficace de capture radiative présente un domaine de résonances de 1 keV jusqu'à 1 MeV. Le pic de résonance de 100 barns se situe pour une énergie de neutrons de l'ordre de 1 keV, mais la probabilité de la réaction demeure très probable pour les neutrons thermiques (voir figure III.10).

La capture radiative est l'un des principaux processus d'absorption susceptible de faire disparaître le neutron. Toutefois, il faut rester vigilant quant à la génération de photons supplémentaires. Pour l'accélérateur linéaire d'électrons, ce phénomène est à prendre absolument en compte lors de la définition de la géométrie des blindages locaux.

**Emission de particules chargées :** dans ce type d'interactions, le noyau composé se désexcite par émission d'une particule chargée (protons, particule  $\alpha$ , ...). Ce sont des réactions de type ( $n, p$ ) et ( $n, \alpha$ ). Ces réactions se produisent plus facilement avec les noyaux légers qui opposent à l'émission d'une particule chargée une barrière coulombienne moins élevée.

### III.2. DIFFÉRENTS TYPES D'INTERACTIONS MISES EN JEU

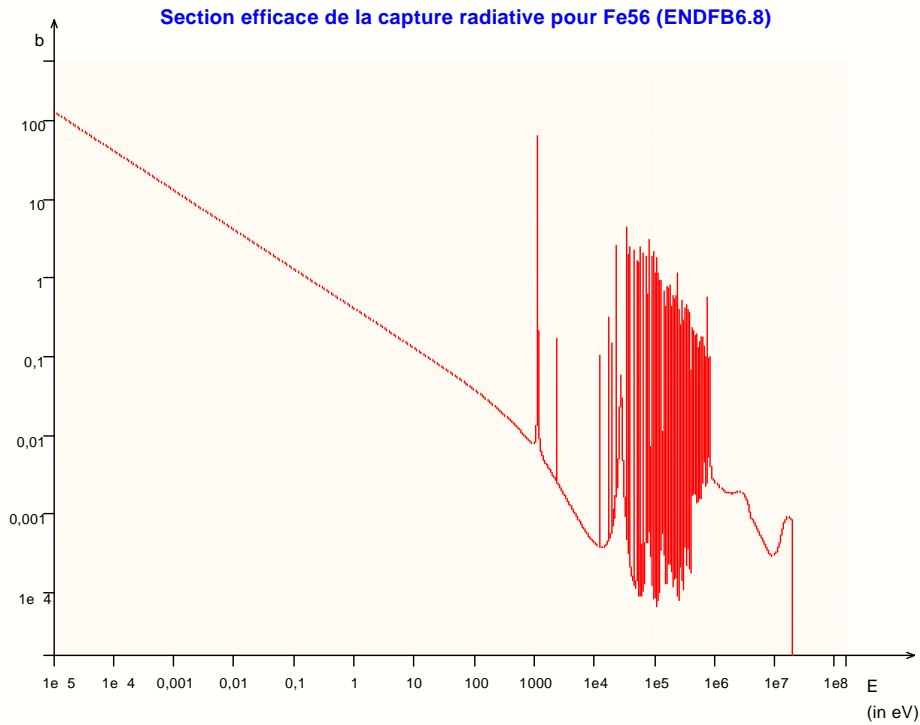


FIG. III.10: section efficace de la capture radiative ( $n, \gamma$ ) (en barn) pour le  $^{56}\text{Fe}$  (abondance isotopique 91%), en fonction de l'énergie des neutrons incidents (en eV). Données issus de la bibliothèque de données nucléaires ENDFB6.8. [41]

Lors de l'émission, il arrive que le noyau résiduel soit instable et se désintègre par émission d'une particule  $\beta^+$  ou  $\beta^-$ . Ce processus est connu sous le nom d'activation.

**Emission de plusieurs neutrons :** ce sont les réactions de type  $(n, xn)$ . Ces réactions nécessitent généralement des énergies pour les neutrons incidents supérieures à 10 MeV afin de vaincre l'énergie de liaison de neutrons dans le noyau cible.

**Scission du noyau composé :** c'est une réaction de fission  $(n, f)$ . Outre les deux fragments résiduels formés dans le cas d'une fission binaire, ce processus s'accompagne de l'émission de neutrons prompts. Le nombre de neutrons prompts obtenu est fonction de l'énergie du neutron incident (en moyenne entre 2 et 4 neutrons prompts par fission) [39].

Type de choc	Interaction	Réaction
Elastique	diffusion potentielle diffusion résonnante élastique	Diffusion
Inélastique	diffusion résonnante inélastique capture radiative fission émission et activation	
		Absorption

TAB. III.2: interactions des neutrons avec la matière

### III.3 Principes Fondamentaux de la radioprotection

Les rayonnements ionisants ont la propriété d'ioniser la matière dans laquelle ils pénètrent et peuvent être classés en deux catégories : *les rayonnements directement ionisants* et *les rayonnements indirectement ionisants*. Parmi les particules ou rayonnements électromagnétiques produits lors de l'interaction des électrons avec le carbure d'uranium, nous pouvons distinguer deux grandes catégories :

◊ les particules telles que protons, électrons, particules alpha... Leur caractéristique majeure est la présence de charge qui rend certaine par interaction coulombienne le phénomène d'ionisation. Ces particules sont dites *rayonnements directement ionisants* ;

◊ les neutrons et rayonnements  $\gamma$  ou X. L'absence de charge rend indirect le phénomène d'ionisation. En effet, la traversée de toute matière par ces particules ou rayonnements électromagnétiques s'accompagne de la mise en mouvement de particules chargées comme les protons de recul pour les neutrons. Ainsi, les neutrons ou rayons X ou  $\gamma$  sont appelés *rayonnements indirectement ionisants*.

Lorsque un rayonnement ionisant pénètre dans la matière (vivante ou non), il interagit avec elle et lui transfère de l'énergie. Ce transfert d'énergie se quantifie par le transfert d'énergie linéique (TEL), défini comme étant le pouvoir d'arrêt par collisions des particules chargées avec les électrons du milieu. Cette quantité permet de décrire la répartition microscopique de l'énergie le long de la trace et elle est donnée par la relation **III.11**. L'unité du TEL dans le système international est le  $J.m^{-1}$ , mais la pratique courante l'exprime en  $keV.\mu m^{-1}$ .

$$TEL = -\frac{dE}{dx} \quad (\text{III.11})$$

Les rayonnements ionisants, par le transfert d'énergie qu'elles provoquent lors de leur passage à travers la matière, conduisent à des phénomènes d'excitation électronique et d'ionisation. Il en résulte des modifications au niveau des atomes et des molécules. Dans la cellule vivante, certaines de ces altérations peuvent avoir des conséquences à court ou à long terme.

La radioprotection a pour objectif de prévenir ou de limiter les risques sanitaires liés à l'utilisation des rayonnements ionisants. Une perception correcte du risque lié à

### III.3. PRINCIPES FONDAMENTAUX

l'exposition aux radiations ionisantes nécessite une bonne compréhension préalable de leurs effets biologiques.

Quelques éléments sont repris ci-après, de façon succincte. Des informations plus détaillées peuvent être trouvées dans les références [42][43][44][45]

#### III.3.1 Effets biologiques des rayonnements ionisants

La protection contre les rayonnements a pour but de protéger de minimiser les conséquences d'une possible exposition sur les individus, leurs descendants et le genre humain dans son ensemble, tout en permettant d'exercer des activités qui sont jugées nécessaires.

##### Effets au niveau des cellules et des tissus

Les effets des radiations ionisantes sur la matière vivante interviennent principalement au niveau de l'ADN<sup>3</sup> présent dans les chromosomes, au sein des noyaux cellulaires. Les lésions causées à cet ADN sont attribuées à deux types de mécanismes : une interaction *directe* entre la particule chargée et la molécule d'ADN ou un effet *indirect* par l'intermédiaire de radicaux libres. Ces radicaux libres produits par l'interaction du rayonnement avec les molécules du milieu cellulaire proche de l'ADN (majoritairement des molécules d'eau), provoquent leur ionisation. Dans une deuxième étape, ces radicaux libres diffusent vers l'ADN auquel ils transfèrent de l'énergie, produisant ainsi des modifications chimiques de ces macromolécules et donc des lésions. Indépendamment de leurs natures, la probabilité que ces effets se produisent augmente avec la dose à laquelle les cellules sont exposées.

Ces lésions de l'ADN sont de plusieurs types, essentiellement des ruptures simple brin et doubles brins qui paraissent être l'effet dominant (voir figure **III.11**). Un système de réparation enzymatique dans la cellule permet de réparer d'une façon plus ou moins correcte les lésions de l'ADN. Son efficacité dépend des caractéristiques de l'irradiation, en particulier en fonction du temps (débit de dose). Les lésions non réparées ou mal réparées peuvent conduire à des anomalies ou aberrations chromosomiques, entraînant la mort cellulaire ou l'apparition de cellules cancéreuses. Ces dégâts engendrés au niveau cellulaire et tissulaire peuvent être utilisés pour l'évaluation des doses consécutives à une irradiation.

Les effets des radiations ionisantes sur les tissus, organes et individus comprennent les effets *somatiques* lorsqu'ils se manifestent chez l'individu exposé lui-même et les effets *héréditaires* lorsqu'ils affectent sa descendance. Parmi les effets somatiques, on distingue les effets *déterministes* et *stochastiques*.

---

<sup>3</sup>ADN : molécule d'Acide DésoxyriboNucleique

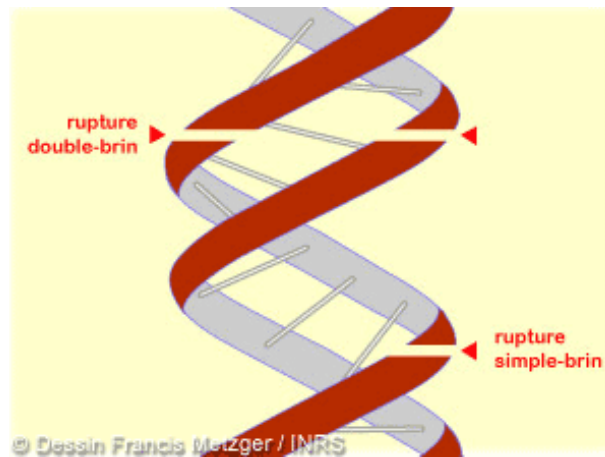


FIG. III.11: altérations possibles de l'ADN consécutives à une exposition à des rayonnements ionisants [46]

### Effets déterministes et effets stochastiques

**Les effets déterministes (non stochastiques) :** sont observés au-delà d'un certain seuil. Ils sont appelés déterministes car ils sont obligatoires, c'est-à-dire qu'ils se manifestent toujours. D'autre part ils sont :

- ◇ précoces, manifestation de quelques heures à quelques semaines après l'exposition sauf pour le cas des cataractes radio induites ;
- ◇ d'autant plus sévères que la dose reçue est importante ;
- ◇ clairement décrits du point de vue symptomatique ;
- ◇ différents selon que l'exposition est globale (corps entier) ou partielle (un organe plus particulièrement).

Les effets d'une exposition globale, souvent appelée radioexposition aiguë, vont évoluer selon le modèle suivant :

- ◇ la phase initiale ou prodromique, durée d'évolution prévisible de quelques heures ;
- ◇ la phase de latence, durée d'évolution prévisible de quelques jours. Elle est dite silencieuse car les symptômes disparaissent ;
- ◇ la phase d'état, c'est la phase critique au cours de laquelle se développent les signes caractéristiques liés à chaque syndrome ;
- ◇ la phase de convalescence, d'une durée variable, correspondant à la rémission de l'atteinte.

Les effets d'une exposition partielle, les plus couramment rencontrés sont une stérilité provisoire ou définitive, une fragilisation de la peau pouvant aller jusqu'à une épidermite exsudative voir une ulcération et une nécrose aiguë accompagnée d'une épilation définitive, une cataracte.

**Les effets stochastiques (ou aléatoires) :** sont les conséquences probabilistes, à long terme, chez un individu ou chez sa descendance, de la transformation de cellules. Ils sont la conséquence de lésions mal réparées des molécules d'ADN. Ils sont de deux types :

### III.3. PRINCIPES FONDAMENTAUX

◊ si la mutation porte sur un gène d'une cellule somatique, les effets concernent l'individu exposé. Ces effets sont cancérogènes ;

◊ si la mutation porte sur un gène d'une cellule germinale, les effets concernent l'individu exposé mais peuvent également se transmettre à sa descendance. Ces effets sont héréditaires.

Ces effets sont sans seuil de dose. Ils sont aléatoires, ils n'apparaissent pas forcément chez tous les individus exposés. D'autre part, ils sont :

◊ tardifs, les syndromes n'apparaissent que plusieurs années après l'exposition voir chez la descendance ;

◊ leur fréquence de manifestation augmente avec la sévérité de la dose, mais leur gravité reste identique ;

◊ non spécifiques, il n'y a à priori aucun moyen fiable de déterminer l'origine radioinduite d'un cancer ou d'une anomalie génétique.

Enfin pour conclure cette description sommaire, le tableau **III.3**, résume les principales caractéristiques des effets déterministes et stochastiques ;

<b>Effets déterministes</b>	<b>Effets stochastiques</b>
Cause : destruction massive des cellules	Cause : lésions non réparées de l'ADN
Obligatoires (ils sont obligatoires)	Aléatoires
Diverses pathologies	Cancers et effets héréditaires
Seuil d'apparition : 0,2 à 0,3 Gy	Pas de seuil d'apparition
Les manifestations sont précoces	Les manifestations sont tardives
La gravité dépend de la dose reçue	La gravité est indépendante de la dose
Les syndromes sont clairement décrits	Les syndromes sont non spécifiques

TAB. III.3: principales caractéristiques des effets déterministes et stochastiques

#### III.3.2 Définitions des quantités utilisées en radioprotection : Grandeurs dosimétriques

L'établissement des normes de radioprotection est basé sur les données scientifiques issues des études cliniques, épidémiologiques et fondamentales. Ces normes réglementaires reposent sur deux types de grandeurs, grandeurs de protection et grandeurs opérationnelles, définies spécialement pour être utilisés à des fins de radioprotection. Ces grandeurs permettent la mesure de l'effet du rayonnement sur la matière vivante et les individus [47][48].

**Grandeurs de protection :** elles sont définies par la Commission Internationale de Protection Radiologiques (CIPR). Ces grandeurs permettent de définir les limites d'exposition des travailleurs soumis à des champs de radiations. Ces grandeurs ne sont pas directement mesurables, mais peuvent être calculées si les conditions d'irradiation sont connues au préalable.

**Grandeurs opérationnelles :** elles sont définies par la Commission Internationale des Unités Radiologiques et de mesures (CIUR). Le but de la mise en place de ces grandeurs est de fournir une évaluation raisonnable des grandeurs de protection.



## CHAPITRE III. PRINCIPES GÉNÉRAUX DE RADIOPROTECTION

Ces deux grandeurs citées ci-dessus sont la conséquence de l'action du rayonnement sur la matière. Cette action est définie par des grandeurs physiques en premier ordre. La figure III.12 précise les différentes quantités physiques et dosimétriques définissant ces trois grandeurs ainsi que les différentes relations qui les relient.

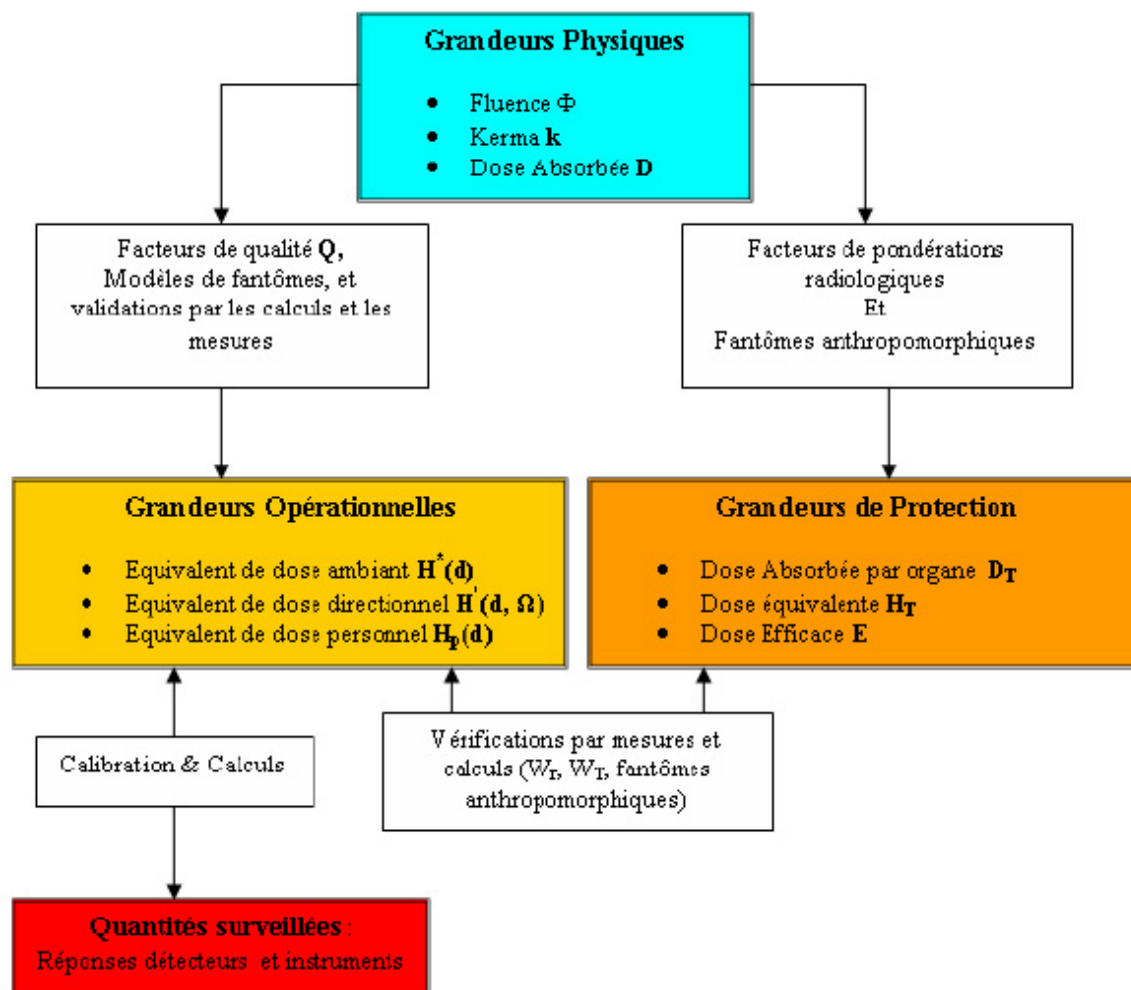


FIG. III.12: relations entre les différentes grandeurs dosimétriques

### Grandeurs physiques

Dans la section III.2 nous avons caractérisé les échanges d'énergie au microscopique. Les grandeurs physiques se situent au niveau macroscopique de la matière. Ainsi, ils permettent de passer de la particule au faisceau de particules (faisceaux de photons, faisceau de neutrons, etc.). Toute source de rayonnement est entourée d'un champ de particules. Même si cette dernière émet un faisceau de particules dont la distribution spatiale est parfaitement déterminée, des phénomènes secondaires, tels que des diffusions, ont pour conséquence de rendre plus complexe la distribution spatiale et énergétique du champ réel. Les grandeurs physiques qui caractérisent le champ de

### III.3. PRINCIPES FONDAMENTAUX

rayonnement en tout point, en direction comme en énergie, sont la fluence, le kerma et la dose absorbée.

**La fluence** La fluence ( $\Phi$ ) est le rapport du nombre de particule ( $dN$ ) pénétrant dans une sphère hypothétique par unité de surface traversée ( $dS$ ). Elle est définie par l'équation III.12. L'unité est le  $m^{-2}$ , mais le  $cm^{-2}$  est le couramment utilisé.

$$\Phi = \frac{dN}{dS} \quad (\text{III.12})$$

Dans la théorie du transport, le terme fluence se traduit par l'intégrale sur le temps du flux, encore appelé débit de fluence. Le flux de particules d'énergie  $E$ , émis dans un angle solide  $\Omega$  et animés d'une vitesse  $v$  est défini par l'équation III.13.

$$\varphi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) = \mathbf{v} \times n(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \quad (\text{III.13})$$

Avec :

- $\mathbf{v}$  : vitesse des particules  $\left[\frac{m}{s}\right]$
- $n$  : densité des particules  $\left[\frac{1}{m^3}\right]$
- $\mathbf{r}$  : vecteur de position
- $E$  : énergie
- $\Omega$  : angle solide
- $t$  : temps

En intégrant l'équation III.13 sur la variable temps,  $t$ , on obtient le terme fluence défini par l'équation III.14

$$\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega) = \int dt \cdot \varphi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) = \int \mathbf{v} \cdot dt \cdot n(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \quad (\text{III.14})$$

La fluence peut être définie autrement, comme la densité volumique des longueurs des parcours moyen des particules dans un volume  $V$  de matière ( **III.15**). Cette deuxième définition à l'avantage d'être aisément introduite numériquement dans les codes de simulation Monte Carlo. Ainsi, dans le code de calcul FLUKA le calcul de la fluence des particules est basé sur cette définition.

$$\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega) \approx \sum \frac{W}{V} \cdot \mathbf{v} \cdot \Delta t = \sum \frac{W}{V} \lambda \quad (\text{III.15})$$

La fluence telle qu'elle est définie donne le nombre de particules par unité de surface sans tenir compte de l'angle d'incidence de la particule sur la surface traversée. Pour avoir le nombre "réel" de particules traversant une surface, on a recours à la notion de courant de particules, qui tient compte de l'angle d'incidence, au lieu du flux. Ces deux notions sont équivalentes dans le cas d'une incidence normale des trajectoires des particules sur la surface. Dans les autres cas, la fluence est supérieure d'un facteur  $\frac{1}{\cos \theta}$ , où  $\theta$  désigne l'angle d'incidence des particules par rapport à la normale à la surface.

## CHAPITRE III. PRINCIPES GÉNÉRAUX DE RADIOPROTECTION

### Dose absorbée [49]

La dose absorbée  $D$  est la quantité d'énergie moyenne absorbée ( $\overline{dE}$ ) dans un volume  $dV$  de matière de masse  $dm$  (III.16). Elle s'exprime dans le système international d'unités en gray (Gy), qui vaut 1 joule par kilogramme (j/kg).

$$D = \frac{\overline{dE}}{dm} \quad (\text{III.16})$$

**Dose transférée : le kerma [50]** Le terme kerma est l'acronyme anglais du **k**inetic **e**nergy **r**elaxed par unit **m**ass. Le kerma est défini par le quotient de  $dE_c$  sur  $dm$  (équation III.17), où  $dE_c$  est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées libérées par les particules non chargées (cas des photons et des neutrons par exemple) dans un volume de référence de masse  $dm$ . L'unité du kerma est le gray (Gy) comme la dose absorbée. L'avantage de la notion du kerma par rapport à la dose absorbée découle de la définition du kerma et la nature ponctuelle de cette grandeur. En effet, la dose absorbée est directement reliée à l'énergie déposée, par ionisation, localement dans l'élément de volume de masse  $dm$ . Tandis que la somme des énergies cinétiques définissant le kerma prend en considération l'énergie perdue par ionisation et l'énergie perdue par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) des électrons émis au cours du processus qui iront interagir ultérieurement dans le milieu.

$$k = \frac{dE_c}{dm} \quad (\text{III.17})$$

Pour les photons et les neutrons on définit, généralement, la notion de kerma relative à un milieu. Pour les photons on utilise généralement la notion du kerma dans l'air ( $k_{air}$ ). Le kerma dans l'air des photons ayant une énergie  $E$  est relié à la fluence des photons dans l'air, leur coefficient de transfert massique dans l'air et leur énergie. Le kerma dans l'air des photons est donnée par la relation III.18

$$k_{air} = \int_0^{E_{max}} \left( \frac{\mu_{tr}(E)}{\rho} \right) \cdot \Phi_E \cdot E dE \quad (\text{III.18})$$

avec :

$\left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)$  : est le coefficient de transfert massique relié au coefficient d'absorption massique  $\left( \frac{\mu_{abs}}{\rho} \right)$  par la relation suivante,

$\left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) = \left( \frac{\mu_{abs}}{\rho} \right) (1 - g)$ ; où  $g$  est la fraction des particules chargées converties en particules non chargées

### III.3. PRINCIPES FONDAMENTAUX

#### Grandeurs de protection

La notion de dose absorbée dans la matière ne rend pas compte à elle seule des effets provoqués dans les tissus de l'organisme vivant. La notion de la dose équivalente a été introduite en tenant compte de ces effets engendrés. Ceci se traduit par le facteur de pondération radiologique lié à la nocivité du rayonnement.

La **dose équivalente**,  $H_T$ , est la somme des doses absorbées par le tissu ou l'organe T, pondérée suivant le type et l'énergie du rayonnement R. Elle est donnée par la relation **III.19**. L'unité de cette quantité est le sievert (Sv).

$$H_T = \sum_R W_R D_{T,R} \quad (\text{III.19})$$

avec :

$D_{T,R}$  : la moyenne de la dose absorbée pour le tissu ou l'organe T due au rayonnement R

$W_R$  : facteur de pondération radiologique pour le rayonnement R

Les facteurs de pondérations du rayonnement sont portés dans le tableau **III.4**. Pour les neutrons d'énergie  $E_n$ , la CIPR autorise si besoin, l'emploi de la loi donnée par la relation **III.20** à la place des valeurs discrètes du tableau.

$$W_R = 5 + 17 \exp \left[ \frac{-(\ln(2E_n))^2}{6} \right] \quad (\text{III.20})$$

Type de rayonnement	Domaine d'énergie	Facteur de pondération radiologique, $W_R$
Photons	toutes énergies	1
Electrons et muons	toutes énergies	1
	<10 keV	5
	10-100 keV	10
Neutrons	100 keV-2 MeV	20
	2 MeV-20 MeV	10
	>20 MeV	5
Protons autres que les protons de recul	>2 MeV	5
Alpha, fragments de fission, noyaux lourds		20

TAB. III.4: facteurs de pondération radiologique  $W_R$

## CHAPITRE III. PRINCIPES GÉNÉRAUX DE RADIOPROTECTION

Pour calculer la dose équivalente totale délivrée aux différents tissus et organe du corps, on doit faire appel à la notion de dose efficace.

La **dose efficace**,  $E$ , est définie par la relation **III.21**

$$E = \sum_T W_T H_T = \sum_T W_T \sum_R W_R D_{T,R} \quad (\text{III.21})$$

avec :

$H_T$  : la dose équivalente, définie précédemment

$W_T$  : facteur de pondération tissulaire

Elle sert à évaluer l'exposition d'un individu aux rayonnements tout en tenant compte de la sensibilité des tissus affectés pour les radiations. L'avantage de la dose efficace est de globaliser les dommages et de pouvoir affecter à n'importe quel type d'exposition une valeur qu'on comparera à un autre type d'irradiation. Les facteurs de pondération tissulaires sont standards, étant normalisés, leur somme est égale à l'unité (voir tableau **III.5**). L'unité de la dose efficace est la même que celle de la dose absorbée et de la dose équivalente, J/kg dans le système international, son nom spécial est le sievert (Sv).

Tissu ou organe	Facteur de pondération tissulaire, $W_T$
Gonades	0,2
Moelle Osseuse, Colon, Poumon, Estomac	0,12
Vessie, Seins, Foie, Oesophage, Thyroïde	0,05
Peau, Surface Osseuses	0,01
Reste de l'organisme	0,05

TAB. III.5: facteurs de pondération tissulaire  $W_T$

### Grandeurs opérationnelles

Les grandeurs de protection citées ci-dessus ne sont pas mesurables et c'est leur principal inconvénient. Ainsi, afin de répondre à l'attente des organismes chargés de suivre l'exposition des personnels, le CIUR a introduit le concept de grandeurs opérationnelles. Ces dernières ont pour objectif d'estimer de façon "raisonnable" les grandeurs de protection : dose efficace et dose équivalente. L'inégalité suivante (**III.22**) montre que grandeurs opérationnelles sont des estimateurs majorants des grandeurs de protection.

$$\frac{H_{protection}}{H_{opérationnelle}} \leq 1 \quad (\text{III.22})$$

### III.3. PRINCIPES FONDAMENTAUX

Pour notre cas d'étude, les mesures sont faites pour la dosimétrie de zone (appelée encore dosimétrie d'ambiance) et plus spécialement à l'équivalent de dose ambiant noté  $H^*(d)$ . L'équivalent de dose ambiant en un point dans le champ de rayonnement est la dose équivalente qui serait produite par ce champ de rayonnement à une profondeur  $d$  (en mm) dans la sphère CIUR<sup>4</sup>. L'unité de l'équivalent de dose ambiant est le sievert (Sv). Pour les rayonnements fortement pénétrants, une profondeur de 10 mm est recommandée. Pour cette profondeur l'équivalent de dose ambiant est noté  $H^*(10)$ .

L'équivalent de dose ambiant ( $H^*(10)$ ) a été introduit pour être un estimateur de la dose efficace. Toutefois, la mesure de cette grandeur opérationnelle est soumise au choix des détecteurs et à leur réponse qui peuvent surestimer ou sous-estimer l'équivalent de dose ambiant. Ainsi une autre approche a été introduite depuis 1954 par Moyer [51] permettant de lier les grandeurs de protection et les grandeurs opérationnelles directement aux grandeurs physiques, principalement à la fluence des particules et leur distribution énergétique. Ceci à l'avantage d'exprimer les grandeurs physiques directement en termes de grandeurs de protection et des grandeurs opérationnelles à travers les coefficients de conversion.

#### Coefficients de conversion [48][52]

Pour le cas des photons, la dose efficace est obtenue en utilisant les coefficients de conversion du Kerma dans l'air ( $k_{air}$ ) des photons (voir figure III.13) en dose efficace selon l'équation.III.23

$$E_{photon} = \int_0^{E_{max}} k_{air}(E)C_{E_p}(E)dE \quad (III.23)$$

avec :

$C_{E_p}$  : coefficient de conversion ker ma dans l'air en dose efficace pour les photons, égale à  $\left(\frac{E}{k_{air}}\right)$  avec  $E$  est la dose efficace des photons ( $Sv Gy^{-1}$ )

$k_{air}$  : ker ma dans l'air des photons ( $Gy$ )

Pour le cas des neutrons les coefficients de conversion de fluence des neutrons en dose efficace ( voir figure III.14) nous permettent d'obtenir la dose efficace induite par le rayonnement dû aux neutrons selon l'équation **III.24**.

$$E_{neutron} = \int_0^{E_{max}} \Phi_{neutron}(E)C_{E_n}(E)dE \quad (III.24)$$

avec :

$C_{E_n}$  : coefficient de conversion fluence en dose efficace pour les neutrons, égale à  $\left(\frac{E}{\Phi}\right)$  avec  $E$  est la dose efficace des neutrons ( $pSv cm^2$ )

$\Phi_{neutron}$  : fluence des neutrons ( $cm^{-2}$ )

---

<sup>4</sup>Sphère CIUR : Une sphère de diamètre 30 cm en matériau équivalent tissu qui représente le corps humain.

CHAPITRE III. PRINCIPES GÉNÉRAUX DE RADIOPROTECTION

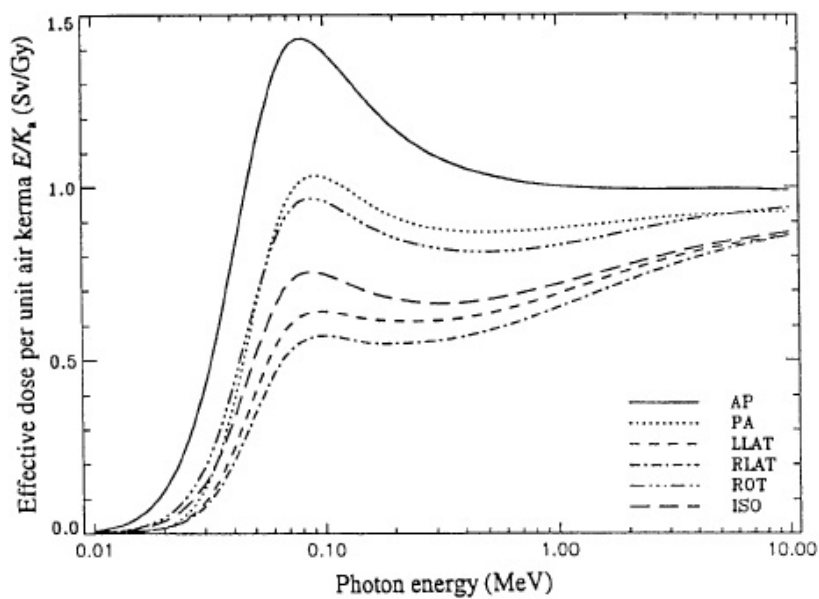


FIG. III.13: coefficients de conversion de la dose efficace pour les photons (d'après CIPR 74 ou CIUR 57)

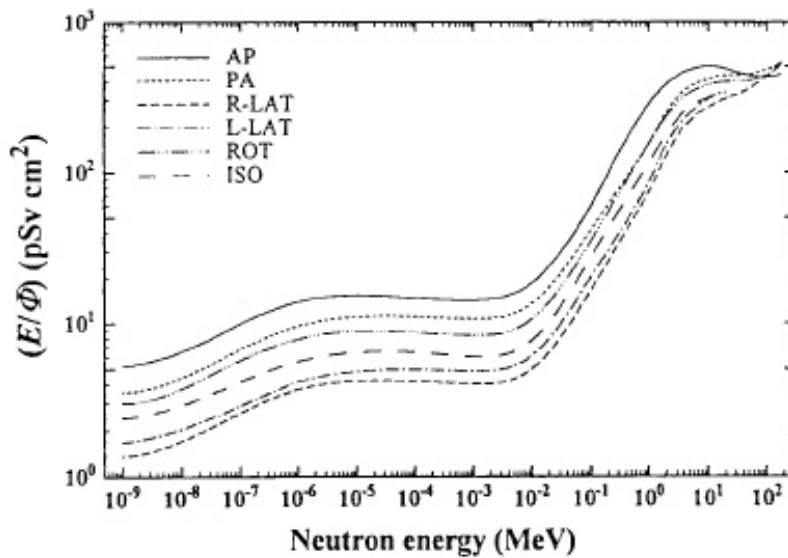


FIG. III.14: coefficients de conversion de la dose efficace pour les neutrons (d'après CIPR 74 ou CIUR 57)

### III.3. PRINCIPES FONDAMENTAUX

Notons que ces facteurs dépendent de l'orientation du corps humain vis à vis au champ de radiation. Dans ce contexte, Le CIUR a défini 5 géométries standard du corps humain se différenciant par le sens et l'orientation du rayonnement qu'ils reçoivent.

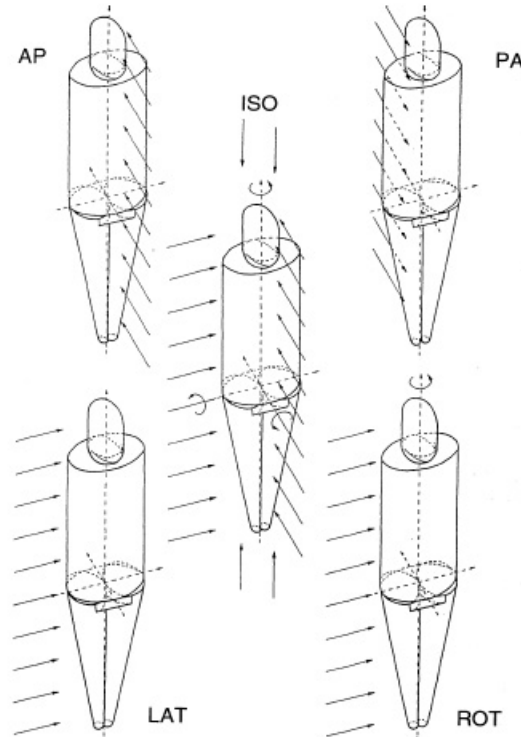


FIG. III.15: les 5 géométries standards définies par le CIPR et Le CIUR pour le calcul des coefficients de conversion (d'après CIPR 74 ou CIUR 57).

Ces géométries standards sont illustrées dans la figure III.15 et sont définies comme suit :

**Antérieur-Postérieur (AP) :** le rayonnement traverse le corps de la face frontale vers la face dorsale du corps. Sa direction est perpendiculaire à l'axe vertical du corps humain.

**Postérieur-Antérieur (PA) :** le rayonnement traverse le corps de la face dorsale vers la face frontale du corps. Sa direction est perpendiculaire à l'axe vertical du corps humain.

**Géométrie latérale (LAT) :** le rayonnement traverse le corps du côté gauche ou droite du corps. Sa direction est perpendiculaire à l'axe vertical du corps humain. Faire la distinction entre les alternatives droite-gauche (**RLAT**) ou gauche-droite (**LLAT**), n'a pas généralement un effet remarquable du fait de la symétrie du corps de l'homme.



## CHAPITRE III. PRINCIPES GÉNÉRAUX DE RADIOPROTECTION

**Géométrie de rotation (ROT) :** le corps est irradié en effectuant un mouvement de rotation avec une vitesse uniforme autour de son axe vertical dont l'incidence du rayonnement est orthogonale à cet axe.

**Géométrie isotrope (ISO) :** le corps reçoit le champ de rayonnement d'une façon isotrope.

Afin de décrire la rapidité de l'exposition aux rayonnements ionisants des travailleurs dans l'installation ALTO, nous avons calculé le débit de dose efficace dans l'ensemble des zones de cette installation. Le débit de dose efficace n'est autre que la dose efficace absorbée rapportée à l'unité de temps, il s'exprime en Sv/h. Durant les simulations avec le code de calcul FLUKA, la conversion *directe* de la fluence en dose efficace été effectuée pour tous types de particules et plus spécialement pour les photons et les neutrons, en fonction de leurs énergies.

Pour l'estimation de la dose efficace nous avons utilisé le concept de la géométrie du corps humain traduisant la situation la plus pessimiste, dans laquelle un travailleur peut faire face, vis à vis du champ de radiation. Ce choix se traduit par la sélection du coefficient de conversion le plus élevé correspondant à une géométrie parmi les trois géométries standard AP, PA, LAT. Ceci à l'avantage de représenter les situations les plus pénalisantes dans lesquelles le corps du travailleur serait exposé.

### III.3.3 Principes de base de la radioprotection

La réglementation française, en matière de radioprotection, repose sur les recommandations de la CIPR. Celle-ci reconnue par l'ensemble de la communauté scientifique, présente un caractère international. Ainsi, il appartient à chaque pays de mettre en place au moins cette réglementation sur un plan technique et organisationnel.

Les principes généraux sont les suivants :[47]

**La justification :** une activité nucléaire ne peut être entreprise que si elle est justifiée par les avantages qu'elle procure. Il s'agit de comparer ces avantages aux risques radiologiques que comporte une activité nucléaire, qu'il s'agisse des risques d'accidents radiologiques ou des risques induits par le fonctionnement normal des installations, notamment par l'exposition radiologiques des personnes, l'emploi des radioéléments et la production de déchets radioactifs.

**L'optimisation (le principe ALARA) :** Ce principe est couramment désigné par le terme ALARA, synonyme de l'acronyme anglais "As Low As Reasonably Achievable". Ce principe exige que l'exposition des personnes aux rayonnements ionisants résultants d'une activité nucléaire, doit être maintenue au niveau le plus faible qu'il est raisonnablement possible d'atteindre, tout en tenant compte de l'état des techniques, des facteurs économiques et sociaux.

**La limitation :** Ce principe fixe des valeurs limites de la dose à ne pas dépasser. Différentes voies de limitation de de la dose reçue sont possibles :

◇ réduire l'intensité de la source de radiation,

### III.4. CAHIER DES CHARGES D'ALTO

- ◇ augmenter la distance entre la personne exposée et la source de radiation,
- ◇ réduire la durée d'exposition aux rayonnements ionisants,
- ◇ réduire le niveau de radiation en utilisant des écrans adaptés (blindage),
- ◇ éviter l'inhalation ou l'ingestion des substances radioactives.

## III.4 Cahier des charges d'ALTO pour la radioprotection : Dossier DGSNR

La démarche utilisée afin de répondre aux exigences réglementaires est précisée dans la suite du texte. Concernant la radioprotection des travailleurs autour de l'accélérateur linéaire d'électrons, le lecteur trouvera ci-dessous l'intitulé des textes devant être pris en considération :

◇ La directive européenne 96/29 du 13 mai 1996 fixant les normes de base relatives à la protection sanitaire de la population et des travailleurs résultant des rayonnements ionisants.

◇ Les articles R.1333-55 à R.1333-74 du code de la santé publique (introduits par décret n° 2002-460 du 4 avril 2002 relatif à la protection générale des personnes contre les dangers des rayonnements ionisants).

◇ Les articles L.231-1, L.231-2 et L.231-7-1 du code du travail.

◇ Les articles R.231-73 à R.231-116 du code du travail (introduits par décret n° 2003-296 du 31 mars 2003 relatif à la protection des travailleurs contre les dangers des rayonnements ionisants).

◇ L'arrêté du 15 mai 2006 relatif aux conditions de délimitation et de signalisation des zones surveillées et contrôlées et des zones spécialement réglementées ou interdites compte tenu de l'exposition aux rayonnements ionisants, ainsi qu'aux règles d'hygiène, de sécurité et d'entretien qui y sont imposées.

Plus particulièrement on retiendra les valeurs limites, figurant dans l'arrêté du 15 mai 2006, rappelées dans le tableau III.6.

Ces différentes valeurs servent de référentiel aux personnes ayant à voir avec la problématique du zonage des aires expérimentales autour de l'accélérateur linéaire d'électrons et aux personnes ayant à définir les caractéristiques des protections radiologiques additionnelles afin de réduire autant que faire se peut l'exposition des personnels ayant à intervenir autour de l'installation.

La situation idéale pour l'exploitant, serait de maintenir, en dehors des pièces 210 et 310, une ambiance radiologique de telle sorte que la dose efficace reste en dessous d'une valeur de  $80 \mu\text{Sv}$  par mois. Le cahier des charges d'ALTO pour la radioprotection a été élaboré, en partie, pour justifier la conformité des doses au sein de son environnement avec les limites fixées par la réglementation. Le chapitre 3 détaillera les méthodes du calcul du débit de dose dans l'installation ALTO ainsi que les résultats obtenus.

Sous réserve de respecter cette contrainte forte, l'exploitant peut « oublier » le passage des individus, ces derniers étant considérés comme des travailleurs non exposés, et ainsi se prémunir de tout recours ultérieur en cas de déclenchement de toute pathologie pouvant être considérée comme radioinduite.

CHAPITRE III. PRINCIPES GÉNÉRAUX DE RADIOPROTECTION

Type de zone	Débit de dose efficace maximum	Couleur	Conditions d'accès
Contrôlée	$\geq 100$ mSv/h	Rouge	Zone à risque très important, accès interdit sauf accord écrit du Chef d'Etablissement sur avis du Service de Radioprotection pour un agent DATR; enregistrement nominatif et port dosimètre adapté.
Contrôlée	100 mSv/h	Orange	Zone à risques importants, l'accès des agents DATR à ces zones et la durée du séjour sont soumis à l'accord formel du Service de Radioprotection.
Contrôlée	2,2 mSv/h	Jaune	Durée limitée pour les catégories de travailleur A <sup>5</sup> et B <sup>6</sup>
Contrôlée	25 $\mu$ Sv pour une heure	Verte	Durée limitée pour catégorie B, permanente pour catégorie A, zone de travail normal
Surveillée	7,5 $\mu$ Sv pour une heure	Bleue	Accès permanent pour tous les travailleurs classés de l'établissement.

TAB. III.6: limites de la dose efficace dans les différents types de zones, selon la nouvelle réglementation (arrêté du 15 mai 2006)



# Chapitre IV

## Débits de dose dans l'installation ALTO : simulations Monte Carlo avec le code de calcul FLUKA

### IV.1 Introduction

Les photons et les neutrons générés dans la cible de photofission d'ALTO représentent la contrainte principale pour la radioprotection de l'installation ALTO. Pour calculer le débit de dose, des équations analytiques existent [53]. Ces équations sont spécifiques pour chaque type de particules. Elles permettent de calculer le débit de dose pour une énergie donnée de la particule en un point de l'espace. En pratique, nous avons besoin de calculer l'effet global du rayonnement dû à toutes les particules présentes dans le milieu et qui tient compte de l'interrogation mutuelle entre eux.

Afin de simuler l'ensemble des interactions, il est nécessaire de disposer d'outils de calculs capables de traiter le transport de ces particules dans la matière et dans l'espace. Le code FLUKA est particulièrement bien adapté à cela. Basé sur la technique Monte Carlo, il permet de traiter, entre autres, les interactions des électrons, des photons et des neutrons.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation des outils de simulations. En deuxième partie sont présentés les détails ainsi que les résultats des simulations pour le calcul du débit de dose dans l'installation ALTO.

### IV.2 Justification du choix du code Fluka

Plusieurs techniques basées sur des équations analytiques et des données expérimentales ont été développées pour le calcul de blindage des accélérateurs [54][55][56][57][58]. Ces techniques se réfèrent souvent à des configurations standards et ne peuvent pas être adaptées à tous les problèmes rencontrés en pratique. En particulier, la fiabilité de ces méthodes atteint ses limites pour des géométries complexes.

Pour ces raisons, des codes de calcul Monte Carlo ont été développés et utilisés pour le calcul du débit de dose et le dimensionnement du blindage des accélérateurs de particules.

### IV.3. TECHNIQUE MONTE CARLO

L'étude du blindage d'un accélérateur d'électrons met en jeu trois types de rayonnements distincts : rayonnement dû aux électrons, rayonnement dû aux photons et rayonnement dû aux neutrons. De nombreux codes de calculs Monte Carlo sont développés, et ont des applications générales ou très particulières selon le besoin, permettent de traiter le transport des électrons, des photons et des neutrons. Toutefois, dans un problème de blindage d'un accélérateur d'électrons connecté à une cible de carbure d'uranium, le rayonnement de Bremsstrahlung est d'un intérêt particulier puisqu'il domine tous les autres types de rayonnement. Les réactions photonucléaires représentent la composante principale du rayonnement de Bremsstrahlung.

Pour définir le zonage dans les installations nucléaires et déterminer l'accessibilité des personnels à ces zones, nous sommes ramenés à calculer le débit de dose en dehors des structures de blindage d'épaisseurs importantes. Afin d'effectuer le transport des particules dans ces régions et d'avoir un résultat fiable avec un temps de calcul raisonnable, les codes de calculs utilisés doivent être dotés des méthodes de réduction de la variance.

Le code de calcul Monte Carlo qu'on cherche à utiliser pour le dimensionnement du blindage dans l'installation ALTO doit satisfaire au mieux ce cahier des charges.

Le code de calcul MCNP (Monte Carlo N-Particle) [59] traite les interactions des électrons, photons et neutrons dans la matière et intègre des méthodes de réduction de la variance, mais ne prend pas en considération les réactions photonucléaires. Dans ce contexte, d'autres codes de calculs on pu être développés et couplés à MCNP pour le traitement des réactions photonucléaires (code de calcul LAHET [60] et code de calcul RAVISOURCE [61]). En revanche, l'interfaçage entre ces différents codes et l'échange des fichiers de tailles importantes rend la tâche de l'utilisateur coûteuse en temps.

Dans le contexte de nos connaissances actuelles, le seul code de calcul Monte Carlo qui répond correctement à ce cahier des charges est le code de calcul FLUKA [23][24]. D'une part, FLUKA est un code Monte Carlo riche en méthodes de réduction de la variance. Il permet d'évaluer les cascades électromagnétique et hadronique dans la matière; il gère également les interactions entre les deux cascades, c'est à dire les interactions photonucléaires. D'autre part, les études comparatives entre FLUKA et MCNPX (MCNP+LAHET) montrent que FLUKA calcule plus correctement le débit de dose dans les régions externes aux structures de blindage [62].

Le code Fluka a été extensivement "benchmarké" pour les accélérateurs d'électrons avec les données expérimentales pour une large gamme d'énergies [63]. En particulier, la validation du code pour le calcul de production des isotopes de Kr, Ag, Sn, I et Xe avec les mesures expérimentales faites avec ALTO confirme que FLUKA gère correctement la photofission (cf§V.4).

## IV.3 Technique Monte Carlo pour le transport des particules

Le vocable générique de "technique ou méthode Monte Carlo" -qu'on notera dans la suite par MC- désigne toutes méthodes numériques [64] utilisant le tirage de nombres aléatoires [65]. Les méthodes MC sont très utilisées dans les domaines mettant en jeu

un nombre important de situations dont la réalisation est aléatoire, notamment le cas de la physique nucléaire.

Ces méthodes permettent de faire des "observations" déduites du comportement moyen d'une population de particules. Elles transforment un problème déterministe en problème probabiliste. Par conséquent, les simulations basées sur la méthode MC sont des expériences numériques qui présentent les mêmes caractéristiques que les expériences effectuées en laboratoires. En particulier, les points communs importants sont les résultats présentant une dispersion autour de la valeur exacte et uniquement les expériences reproductibles ayant une signification.

Dans le domaine des simulations de transport des particules, les méthodes MC sont souvent opposées aux méthodes déterministes qui permettent de résoudre les équations de transport sur un maillage de l'espace [66]. Dans le cas des géométries complexes de grandes dimensions, la résolution de l'équation de transport d'une particule par la MC devient plus avantageuse.

En revanche, le traitement d'une particule issue d'un mécanisme de tirage obéissant à une loi de probabilité pourrait devenir extrêmement coûteux en temps de calcul pour atteindre une meilleure précision statistique. On cherche plutôt un compromis entre la précision statistique souhaitée sur le résultat et le coût des calculs. Ceci se traduit par un critère de convergence à définir d'une manière rationnelle selon l'exigence sur les résultats du problème traité.

La convergence des méthodes MC est basée sur la loi des grands nombres et sur l'incertitude statistique (écart-type). Dans certains cas l'incertitude statistique peut être réduite moyennant des techniques de réduction de variance [67][30][68].

La résolution des équations de transport par les méthodes MC se réduit aux calculs d'intégrales multiples des modèles régissant les interactions des particules avec la matière. Dans le chapitre 2 on a vu que les interactions des neutrons et des photons avec la matière sont régies principalement par des phénomènes de diffusion et de collision. Les méthodes MC traitent efficacement les calculs d'intégrales et les problèmes de diffusion et de collision.

### IV.3.1 Intégrations dans la méthode Monte Carlo

L'estimation d'un résultat d'intérêt, particulièrement la fluence et le flux des particules photons ou neutrons, par les simulations MC est obtenue en faisant une moyenne sur un nombre fini de trajectoires. Les trajectoires sont tracées d'une façon aléatoire selon les interactions élémentaires des neutrons et des photons avec la matière qui déterminent leurs mouvements. Pour simuler ces trajectoires (histoires en terminologie MC) un modèle d'interactions doit être établi. Il est caractérisé par un ensemble de sections efficaces différentielles (SED). Connaissant les SED, les trajectoires sont générées selon une mécanique de tirage définie par une loi de densité de probabilité. Cette loi de probabilité est appropriée pour chaque type de trajectoire (par exemple, la loi de la distance parcourue par un neutron dans la matière, loi décrivant la perte d'énergie d'un photon suite à une diffusion).

En désignant par  $f(x)$  une densité d'interactions définie par son SED, le travail de simulation MC consiste à exploiter la donnée de la densité pour estimer un résultat recherché. Ceci se traduit par la formulation de l'intégrale suivante :

### IV.3. TECHNIQUE MONTE CARLO

$$I = \int_a^b f(x)dx \quad (\text{IV.1})$$

En procédant à un tirage de nombre aléatoire entre a et b suivant une loi de densité de probabilité p(x) définie par :

$$\int_a^b p(x)dx = 1 \quad (\text{IV.2})$$

*avec* :

$$\begin{aligned} p(x) &> 0 \text{ sur } [a, b] \\ p(x) &= 0 \text{ en dehors de } [a, b] \end{aligned}$$

L'intégrale IV.1 peut être réécrite sous la forme :

$$I = (b - a) \langle f(x) \rangle \quad (\text{IV.3})$$

Où  $\langle f(x) \rangle$  représente l'espérance de la fonction f sur l'intervalle [a, b]. La loi des grands nombres nous permet d'estimer  $\langle f(x) \rangle$ , pour N tirages, par :

$$\overline{f(x)} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) \quad (\text{IV.4})$$

Ainsi on obtient une estimation de l'intégrale par l'expression IV.5

$$I \simeq \frac{(b - a)}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) \quad (\text{IV.5})$$

La convergence de cette méthode peut être estimée en calculant la variance,  $\sigma^2$ . En remarquant qu'un estimateur de I est  $(b - a)f(x_i)$  et que  $x_i$  est tiré suivant la loi p, on peut écrire le terme variance de la façon suivante (à un facteur  $(b - a)^2$  près) :

$$\text{var}(\overline{f(x)}) = \text{var} \left[ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) \right] = \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N \text{var} [f(x_i)] = \frac{1}{N} \text{var}(f(x)) \quad (\text{IV.6})$$

L'estimation de  $\text{var}(f(x))$  est une conséquence directe de l'application de la loi des grands nombres sur le terme variance de f(x) comme on le montre :

$$\text{var}(f(x)) = \int f^2(x)p(x)dx - \langle f(x) \rangle^2 \simeq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [f(x_i)]^2 - \left[ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) \right]^2 \quad (\text{IV.7})$$

*presque sûrement quand  $N \rightarrow \infty$*

Le terme variance mesure la dispersion des valeurs de  $f(x)$  pour des valeurs de x tirées suivant la loi de densité p(x). L'erreur standard de  $\overline{f}$  donne la mesure de l'incertitude statistique sur la mesure et elle est donnée par l'écart-type comme suit :



$$\sigma_f = \sqrt{\text{var}(f(x))} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\text{var}(f(x))} \quad (\text{IV.8})$$

A ce stade, on peut tirer une première règle importante sur l'intégration MC. La relation IV.8 montre que la vitesse de convergence est de  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ , indépendante de la dimension de l'espace de l'intégration. Certes, elle n'est pas intéressante en espace unidimensionnel, mais dès qu'on considère des domaines multidimensionnels elle devient rapidement compétitive par rapport aux méthodes d'intégration utilisées dans les méthodes déterministes. Rappelons que la vitesse de convergence pour la méthode d'intégration trapézoïdale est de  $\frac{1}{N^2}$  dans un espace d'intégration unidimensionnel, mais elle diminue très rapidement dès qu'on augmente les nombres de dimensions du domaine à intégrer.

En revanche, il est clair que cette convergence est a priori lente et la variance peut prendre des valeurs élevées. On peut à l'inverse améliorer de façon importante l'écart-type. Si la fonction  $f$  prend des valeurs significatives que sur des petites régions de l'intervalle  $[a, b]$ , il est inutile de calculer la fonction  $f$  en des points où sa variation par rapport à la valeur moyenne est importante.

L'idée naturelle qui vient alors est de choisir  $p$  de manière à ce que les valeurs tirées suivant  $p$  conduisent à de faibles variations de la fonction à intégrer. En clair, plutôt que d'intégrer  $f$  on va intégrer  $\left(\frac{f}{p}\right)$  sous une loi de densité  $p$  ce qui revient à factoriser  $f$  en  $\left(\frac{f}{p}\right)p$ . Dans ce cas l'intégrale IV.1 se réécrit de la façon suivante :

$$I = \int_a^b f(x)dx = \int_a^b \frac{f}{p}(x)p(x)dx \quad (\text{IV.9})$$

On remarque qu'on a créé une fonction de rejet en  $\left(\frac{f}{p}\right)$  selon sa loi  $p$ . En adoptant les mêmes démarches de calcul que précédemment, l'écart-type s'annule pour des valeurs de  $p$  proportionnelles à  $f$ . Réellement, l'obtention des valeurs nulles d'écart-type n'est possible qu'en espaces d'intégration unidimensionnels et généralement on doit tirer préférentiellement les valeurs qui contribuent à l'intégrale. Ceci est réalisé par une technique d'échantillonnage des valeurs aléatoires, à partir des densités de probabilité.

Ce principe constitue la deuxième règle importante d'intégration MC. En fait, pour favoriser la réalisation d'un événement par le biais de sa probabilité, on attribue un poids préférentiel aux particules qui contribuent à sa réalisation.

Cette démarche d'intégration est appelée intégration par biaisage, connue sous le nom "méthode de réduction de la variance" (voir §IV.5).

La notion de biaisage est particulièrement intéressante dans les simulations de radioprotection où on est face à des problèmes de fortes pénétrations du rayonnement dans la matière. L'attribution du poids se fait au cours du processus de transport des particules dans la matière. La méthode MC pour le transport des photons et des neutrons utilisée dans FLUKA est illustrée dans ce qui suit.

## IV.4 Transport des électrons, photons et neutrons

Pour calculer les grandeurs physiques d'intérêts (fluences, flux, ...) on dispose d'une équation exacte décrivant les transports des photons et des neutrons dans la matière :

## IV.4. TRANSPORT DES ÉLECTRONS, PHOTONS ET NEUTRONS

équation de Boltzmann. Elle fait intervenir les sections efficaces d'interaction des neutrons (respectivement photons) et la description géométrique du système.

La résolution de l'équation de Boltzmann par la méthode Monte Carlo (MC) consiste à modéliser le milieu étudié par ses caractéristiques géométriques et nucléaires et de suivre la particule depuis son lieu de naissance jusqu'à son lieu de disparition (absorption ou fuite du système). Le parcours de la particule se termine suite à une collision avec la matière.

Dans les simulations MC, une trajectoire de particule est définie comme un parcours aléatoire entre deux événements d'interactions (collision) de la particule avec la matière. Chaque collision peut induire une diffusion, absorption ou éventuellement la production de particules secondaires. A chaque collision, le devenir de l'entité est déterminé en fonction des sections efficaces des différentes réactions engendrées suite à la collision. Ces réactions sont traitées au sens de probabilités. A chaque type de trajectoire correspond alors une probabilité définie par la section efficace de la réaction mise en jeu.

Etant donné que le traitement a lieu pour une seule particule à la fois, les particules secondaires créées sont stockées pour être traitées successivement de la même manière.

La disparition et la création des particules au sein du système conduit à écrire un état d'équilibre du système défini par l'équation de transport.

Dans Fluka la résolution de l'équation de transport pour les neutrons, les photons et les électrons procède avec deux méthodologies différentes. Le transport neutronique est géré par le formalisme multigroupe et le transport des photons et des électrons est géré par le module EMF de Fluka basé à l'origine sur la théorie fondamentale de la diffusion multiple à petit angle due à Molière [69].

Fluka permet le transport des neutrons, photons et électrons avec des limites d'énergies qui couvrent largement le domaine énergétique de l'accélérateur ALTO (50 MeV électrons). Le tableau IV.1 présente les limites d'énergies de transport de principales particules primaires et secondaires traitées par FLUKA.

Type de particules	secondaires	primaires
électrons (matériau de Z faible )	1 keV - 1000 TeV	70 keV - 1000 TeV
électrons (matériau de Z élevé)		150 keV - 1000 TeV
photons	1 keV - 1000 TeV	7 keV - 1000 TeV
neutrons	thermique - 20 TeV	thermique - 20 TeV
antineutrons	1 keV - 20 TeV	10 MeV - 20 TeV
muons	1 keV - 1000 TeV	100 keV - 1000 TeV
hadrons chargés	1 keV - 20 TeV	100 keV - 20 TeV

TAB. IV.1: limites d'énergies de transport des principaux particules (primaires et secondaires) traitées par FLUKA

### IV.4.1 Transport neutronique

Dans la méthode multigroupe du transport des neutrons, les sections efficaces ont fait l'objet d'un certain nombre de modifications par rapport aux sections efficaces microscopiques ponctuelles. Les neutrons ne sont plus repérer par des énergies discrètes

mais par des appartenances à des intervalles d'énergies appelés groupes de largeur plus ou moins importante. Les sections efficaces ont subi une condensation énergétique (formalisme multigroupe).

Fluka utilise des sections efficaces multigroupes discrétisées en 72 groupes pour des énergies de neutrons jusqu'à 19.6 MeV. Pour les énergies supérieures et allant jusqu'à 50 MeV, les neutrons sont traités par le module de pré-équilibre PEANUT qui traite la cascade d'interactions des neutrons dans ce domaine d'énergie. Les neutrons qui naissent avec une énergie inférieure à 19.6 MeV ou se trouvant dans ce domaine d'énergie au cours du stage de pré-équilibre subissent le transport multigroupe en continu jusqu'à leur disparition.

Les réactions de diffusion élastiques et inélastiques ne sont plus traitées comme des processus exclusifs. En effet, dans le formalisme multigroupe la diffusion fait passer un neutron d'un groupe d'énergie  $g$  vers un groupe  $g'$ . Le degré d'anisotropie de la diffusion dépend du choix du degré du polynôme utilisé pour le calcul de la section efficace multigroupe.

Enfin, les sections efficaces des noyaux résonnant ont fait l'objet d'une correction d'autoprotection. Tenir compte de cet effet dans les simulations de radioprotection est d'une grande importance. En effet, l'estimation du niveau du rayonnement pour déterminer l'accessibilité du personnel dans les zones contrôlées repose sur l'estimation du flux et des taux de réactions. Les simulations MC donnent des valeurs moyennes dans des volumes ou sur des surfaces de la géométrie du système. Pour certains isotopes, les sections efficaces de capture neutronique présentent des résonances pouvant atteindre de grandes valeurs. Le travail d'autoprotection des sections efficaces fait que le flux se creuse au niveau de ces résonances de façon à garder des valeurs de taux de réaction raisonnable. Ceci permet aux estimateurs de garder un comportement régulier et d'avoir une vitesse de convergence optimale. Le  $^{56}\text{Fe}$  est particulièrement présent dans les structures de blindage des accélérateurs. Sa section efficace de capture neutronique présente un trou de résonance. Les données de sections efficaces autoprotégées doivent être utilisées dans ce cas.

Les sections efficaces multigroupes intégrées dans Fluka sont issues des bibliothèques de données nucléaires standard de l'ENEA : JEF<sup>1</sup>, ENDF<sup>2</sup>, JENDL<sup>3</sup>. L'avantage d'utiliser ses données est la disponibilité de l'information sur la génération des photons au cours du processus de transport des neutrons. Les énergies des photons générés sont tabulées suivant 22 groupes d'énergie entre 10 KeV et 20 MeV. Leur transport est assuré par le module EMF de Fluka.

### IV.4.2 Transport des électrons et des photons

Le transport des électrons et des photons est assuré par le module EMF (Electro-Magnetic-Fluka) de Fluka [70]. Ce module intègre un algorithme de transport des électrons et des photons incluant le traitement complet de la diffusion multiple à petit angle. Cet algorithme était basé à l'origine sur la théorie de Molière de la diffusion

---

<sup>1</sup>JEF : Joint Evaluated File, Europe

<sup>2</sup>ENDF : Evaluated Nuclear Data File, Etats-Unis

<sup>3</sup>JENDL : Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Japon

## IV.4. TRANSPORT DES ÉLECTRONS, PHOTONS ET NEUTRONS

multiple améliorée par Bethe [69][71][72] et implémenté dans le code EGS4 [73]. Il a été complètement revu au fur et à mesure des améliorations intégrées dans le code Fluka. La version actuelle (version 2005) contient un algorithme totalement modifié pour le transport des électrons et des photons [74]. Il a été développé dans le but de préserver les avantages de l'algorithme de base et de remédier à ses limitations. En effet, la dépendance du résultat aux petites longueurs du parcours de la particule a été corrigée et un contrôle automatique de la longueur du pas a été introduit avec la correction du déplacement près des bords.

La physique associée au transport des électrons tient compte de plusieurs phénomènes. A savoir, la variation des sections efficaces avec l'énergie et la perte en continu de l'énergie sont calculées de nouveau en fonction du pas de parcours traversé par la particule. La différenciation des positrons et des électrons est prise en compte dans la perte d'énergie par Bremsstrahlung [75]. L'effet Landau-Pomeranchuk-Migdal [76][77][78] pour le rayonnement de Bremsstrahlung et l'effet de polarisation de Ter-Mikaelyan pour la suppression d'émission des photons de bremsstrahlung dans les régions loin du pic du spectre sont introduits [79]. La production d'électrohadron via un spectre virtuel de photon est introduite [80]. L'annihilation des positrons en vol et au repos est considérée. La production du rayonnement delta, via la diffusion Bhabha et Möller, est également introduite.

Les sections efficaces de Bremsstrahlung électron-nucléon et électron-électron double différentielles en énergie et en angle publiées par Seltzer et Berger [81] sont tabulées et intégrées dans le code. La distribution angulaire des photons est déduite de l'angle d'émission des photons donné par la formule de Koch et Motz [31] et fortement corrélée à leur distribution énergétique décrite par Seltzer et Berger.

La limite inférieure d'énergie pour le transport des électrons est fixée à 1 keV. En revanche, en dessous de 20-30 keV, le modèle de Molière de la diffusion multiple de Molière n'est pas adapté pour le transport des électrons pour les matériaux ayant un numéro atomique  $Z$  élevé. Dans cet intervalle d'énergie, Fluka offre l'alternative d'utiliser un autre algorithme mais avec une seule diffusion cette fois. A moins que l'algorithme de la diffusion unique est utilisé; pour les matériaux de  $Z$  faible, une énergie d'environ de 50 keV à 100 keV est recommandée pour le transport des électrons *primaires* et de 100 keV à 200 keV pour les matériaux *de  $Z$  élevé*.

La physique associée au transport des photons tient compte des 5 interactions élémentaires des photons avec la matière (effet photoélectrique, diffusion Compton, création de paires  $e^-e^+$ , diffusion Rayleigh et les réactions photonucléaires).

Les sections efficaces des trois premières interactions sont extraites de la bibliothèque des données de photons EDPL97 [82]. La diffusion Rayleigh est traitée de la même manière que dans EGS4. Enfin, les sections efficaces des réactions photonucléaires sont issues des données publiées [83].

La limite inférieure d'énergie pour le transport des photons est de 1 keV. L'énergie inférieure recommandée pour les photons primaires est d'environ 5 keV à 10 keV.

## IV.5 Biaisage

Les simulations FLUKA peuvent être faites en mode analogue ou mode biaisé. L'avantage d'utiliser le biaisage est de garder une population-statistique constante des particules contribuant au résultat. Ceci permettra d'accélérer la vitesse de convergence dans les régions caractérisées par de fortes atténuations du nombre de particules à cause du long parcours traversé dans la matière.

Différentes options de réduction de la variance sont introduites dans FLUKA [70]. Nous avons utilisé les deux options suivantes : biaisage de la longueur d'interaction pour les photons et biaisage par importance pour les neutrons et les photons.

Le biaisage de la longueur d'interactions consiste à réduire par un facteur la longueur d'interaction. Cette option est particulièrement intéressante pour être appliquée dans les milieux de faibles densités. Pour notre cas, nous avons réduit la longueur d'interaction des photons d'un facteur 50. Ceci permet de forcer le photon à effectuer plusieurs interactions dans la matière et par conséquent à améliorer la statistique des réactions photonucléaires.

Le biaisage par importance [84] est une combinaison de deux méthodes de réduction de la variance ; le splitting de surface et la roulette russe. La première réduit l'écart-type ( $\sigma$ ) mais augmente le temps de calcul et la deuxième réduit le temps de calcul mais augmente  $\sigma$ .

D'une manière générale, l'utilisateur attribue un poids de pondération à chaque région de la géométrie selon sa contribution dans le résultat final de la simulation. En fonction que le parcours de la particule dans la structure du blindage augmente, l'importance de la région (région d'arrivée de la particule) est augmentée d'un facteur qu'on notera  $F_{comp}$ . Ce facteur permet de compenser "approximativement" l'atténuation des particules. L'expression analytique de ce facteur est donnée par la formule IV.10. Il est basé sur l'observation du caractère exponentiel de l'atténuation en fonction de la distance [55].

$$F_{comp} = 10^{\frac{l \times \rho}{TVL}} = \exp(\ln 10 \times \frac{l \times \rho}{TVL}) \quad (IV.10)$$

avec :

$\rho$  : densité du matériau ( $g/cm^3$ )

$l$  : épaisseur de la région (en cm)

$TVL$  : longueur d'atténuation 1/10 ème ( $g/cm^2$ )

Le poids de la particule est modifié en fonction de celui des régions traversées. Selon le rapport des poids, le jeu de la roulette russe ou de splitting de surface se met en place. Il est à noter que le poids moyen de la particule traitée est toujours conservé.

### IV.5.1 Le splitting de surface

Si la particule traverse une frontière entre deux régions, venant d'une région 1 de poids  $I_1$  et entrant dans une région 2 de poids  $I_2 \succ I_1$  alors les deux actions suivantes sont exécutées :

## IV.6. SIMULATIONS MONTE CARLO

- ◇ La particule est substituée par  $\frac{I_2}{I_1}$  particules de même type et caractéristiques
- ◇ Le poids statistique de chaque nouvelle particule créée est multiplié par  $\frac{I_1}{I_2}$

### IV.5.2 La roulette russe

Si la particule traverse une frontière entre deux régions, venant d'une région 1 de poids  $I_1$  et entrant dans une région 2 de poids  $I_2 < I_1$  alors la particule est soumise à un test de vie :

- ◇ La probabilité pour que la particule survive avec un poids augmenté d'un facteur de  $\frac{I_1}{I_2}$  est  $\frac{I_2}{I_1}$
- ◇ La probabilité pour que la particule soit tuée est de  $(1 - \frac{I_2}{I_1})$

Afin de réduire les fluctuations des poids pendant les simulations, les fenêtres de poids ont été également utilisées pour les photons et les neutrons.

## IV.6 Simulations Monte Carlo

Le dimensionnement du blindage de l'accélérateur ALTO a été défini par le service de radioprotection de l'IPN et déjà mis en place. Il concerne essentiellement le blindage de l'accélérateur d'électrons de l'injecteur jusqu'à la section accélératrice qui délivre un faisceau d'électrons de 50 MeV d'énergie et 10  $\mu$ A d'intensité de courant. Ceci se matérialise par la construction de la pièce 310 de la zone ALTO. A partir de la section accélératrice, nous avons défini quatre points critiques pour la radioprotection (voir figure layout) dans la pièce 210. Ceci concerne les trois blocs d'arrêt faisceau et l'ensemble cible-source d'ions (ECS).

Comme le montre la figure **II.5**, le faisceau d'électrons subit une déviation totale de 130 degrés par le biais de deux dipôles magnétiques pour rejoindre la ligne PARRNe2. Une première perte de faisceau accidentelle est susceptible de se produire dans le premier bloc d'arrêt faisceau (BS1) situé dans l'angle 0 degrés. Après la première déviation du faisceau d'électrons de 65° un deuxième bloc d'arrêt faisceau (BS2) est installé à proximité du deuxième dipôle magnétique et constituera le deuxième point critique. Le troisième bloc d'arrêt faisceau (BS3) est installé juste après l'ensemble cible-source d'ions. Ils représentent respectivement le troisième et le quatrième point critique.

Afin de définir la nature et l'épaisseur des blindages nécessaires pour ramener l'intensité des rayonnements à des niveaux admissibles, nous avons mené une étude exhaustive pour ces quatre points critiques. Pour aboutir au résultat final, différentes configurations de blindages ont été étudiées. Les critères de choix de la solution finale dépendent de sa faisabilité du point de vue technique et du facteur économique. Pour cela, nous présentons seulement les résultats définitifs des solutions retenues.

La description des simulations que nous avons effectuées ainsi que les résultats sont présentés dans la suite du texte. Toutes les simulations présentées ont été faites avec la version 2005.6 du code de calcul FLUKA [70]. Dans ces simulations nous avons tenu compte de toutes les interactions des électrons, des photons et des neutrons avec la matière.

### IV.6.1 Détails des simulations

#### Géométrie

Nous avons modélisé et introduit dans FLUKA la géométrie complète et réelle du bâtiment défini par la zone expérimentale d'ALTO. Elle englobe la zone des expériences où le séparateur de masse PARRNe2 est installé (pièce 110), la pièce 210 dans laquelle l'ECS et les trois arrêts faisceaux sont installés et la zone accélérateur ALTO (pièce 310). Afin de mieux redéfinir le zonage nous avons introduit une partie de la structure du Tandem et nous avons pris en compte un volume d'air jusqu'à une hauteur de 14 m par rapport à l'axe horizontal de l'ensemble cible-source d'ions.

La géométrie est décrite dans un système de coordonnées cartésien, orthogonal et direct. Le plan horizontal est défini par le plan (Y, Z) et la direction verticale est définie par l'axe X. L'origine du repère coïncide avec le centre de la cible ayant comme plan médian horizontal le plan (Y, Z). Le sens et la direction de l'axe Z correspondent à ceux du faisceau d'électrons après une déviation de 130 degrés.

La figure IV.1 présente une coupe horizontale de la géométrie totale au niveau de la hauteur du faisceau et la figure IV.2 présente deux coupes verticales suivant les plans (Z, X) et (Y, X). La visualisation des géométries en deux dimensions est faite avec le logiciel ALIFE [85].

## IV.6. SIMULATIONS MONTE CARLO

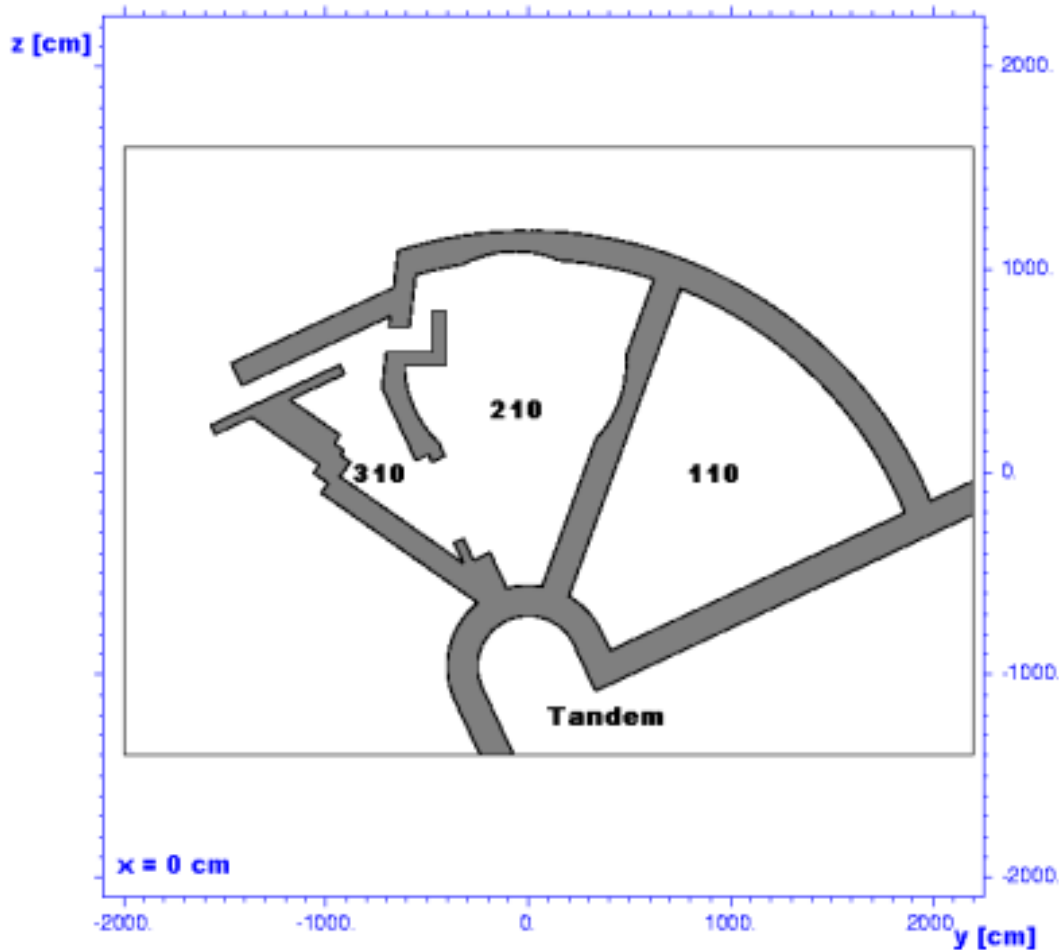


FIG. IV.1: coupe horizontale de la géométrie totale de la zone ALTO sur le plan (y,z) en  $x = 0$

Les murs de la pièce 210 et 110 ont une épaisseur de 140 cm. La diminution de l'épaisseur dans les trois endroits situés dans les interfaces 310-210, 210-couloir et 210-110 sont également considérés. L'accès à la pièce 210 se fait à partir de la pièce 310 à travers un labyrinthe ou une porte en grillage prévue pour être installée. Dans le cas de cette étude, on l'appellera porte d'interface 210-310. L'épaisseur moyenne du mur dans la pièce 310 est de 120 cm. L'accès à cette pièce se fait au moyen d'une porte qu'on notera porte-310. L'ensemble de ces détails est présent dans la figure IV.1.

La pièce 110 n'est pas munie d'un toit (voir figure IV.2(a)). La hauteur de ses murs s'élève au niveau du toit de la pièce 210 dont l'épaisseur est de 50 cm (entre  $x = 322.6$  cm et  $x = 372.6$  cm) (voir figure IV.2(b)). L'épaisseur du toit de la pièce 310 est de 120 cm et se situe entre  $x = 122.6$  cm et  $x = 242.6$  cm.(voir figure IV.2(a)). Enfin, le sol est au même niveau pour toutes les pièces, c'est une dalle en béton d'épaisseur 50 cm.



## CHAPITRE IV. DÉBITS DE DOSE DANS L'INSTALLATION ALTO

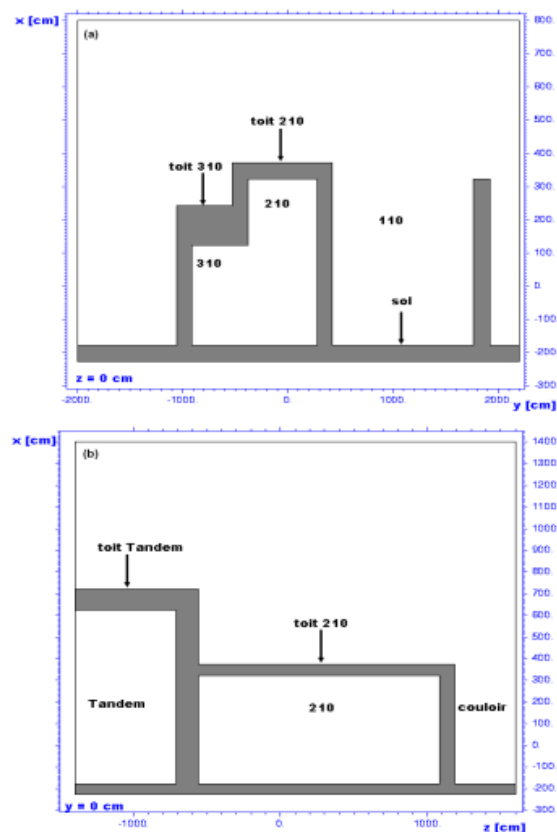


FIG. IV.2: coupes verticales de la géométrie totale de la zone ALTO sur les plans : (a)  $(y,x)$  en  $z = 0$  et (b)  $(z,x)$  en  $y = 0$

### Matériaux

La structure du bâtiment de la zone ALTO est construite totalement avec du béton ordinaire de densité  $2.35 \text{ g/cm}^3$  ( $\rho = 2.35 \text{ g/cm}^3$ ). La composition chimique du béton dans les simulations est présentée dans le tableau IV.2 suivant :

O	Si	Ca	Al	Na	Fe	H	C	Mg	K
0.5	0.2	0.195	0.03	0.01	0.014	$6 \cdot 10^{-3}$	0.03	$5 \cdot 10^{-3}$	0.01

TAB. IV.2: composition chimique élémentaire du béton ( $\rho = 2.35 \text{ g/cm}^3$ )

Une dalle en béton de 50 cm d'épaisseur couvrant le sol, nous n'avons pas tenu compte de la composition chimique réelle du sol. En revanche, le sol sous la dalle a été modélisé par un matériau fictif ayant une section efficace totale d'absorption infinie (matériau BLACKHOLE dans FLUKA). La composition chimique de l'air à l'intérieur et l'extérieur du bâtiment est prise dans les conditions de température et de pression normales ( $20 \text{ }^\circ\text{C}$  et 1 atm.).

### Biaisage

Afin d'introduire le biaisage par l'importance, les murs et les toits en béton constituant les pièces 110, 210 et 310 sont discrétisés sous formes de couches (voir annexe

## IV.6. SIMULATIONS MONTE CARLO

B). Chaque couche constitue une région homogène de la géométrie et un poids lui est attribué. On a procédé de la même manière pour les différents blindages locaux introduits dans la géométrie de base. Les épaisseurs de couches sont fixées à 5 cm, 10 cm, 20 cm et 30 cm selon la nature du matériau et la contrainte imposées par la géométrie.

Les photons et les neutrons sont les acteurs principaux responsables du niveau du rayonnement généré. Dans le but d'améliorer la statistique des évènements liés aux photons et aux neutrons, les méthodes de réduction de la variance sont introduites seulement pour ces particules dans toutes les simulations faites. Calculés à partir de la formule IV.10, nos différents facteurs de compensation de l'atténuation des populations des particules pour les principaux matériaux utilisés sont donnés dans le tableau IV.3 suivant :

Matériau	$\rho$ ( $g/cm^3$ )	TVL		l (cm)	$F_{comp}$	
		(g/cm <sup>2</sup> )			sans unité	
		photon	neutron		photon	neutron
beton	2.35	107	85	10	1.658	1.890
				20	2.749	3.572
Fe	7.877	85	305	5	2.906	1.346
				10	8.447	1.812
Pb	11.35	60	985	5	8.827	1.142
Polyéthylène (PE)	0.95	171	9.4	5	1.066	3.201
				10	1.136	10.248

TAB. IV.3: facteurs de biaisage pour les matériaux de béton, Fer, Plomb et polyéthylène

### Paramètres et transport du faisceau d'électrons au niveau des points critiques

Pour négliger toutes pertes de faisceau dans les lignes avant qu'il soit acheminé aux points critiques, les lignes de faisceau n'ont pas été introduites géométriquement dans les simulations. Une conséquence à cela est que le faisceau d'électrons arrivera au niveau de chaque point critique avec sa puissance maximale (0,5 kW). Ceci nous permet d'avoir le maximum de débit de dose qui pourrait être généré dans les cas les plus pénalisants.

Pour cela, quatre points de départ du faisceau ont été fixés respectivement pour chaque point critique. Les différentes positions de ces points sont données dans le tableau IV.4. En chacun de ces points, les paramètres du faisceau d'électrons choisis pour les simulations sont identiques à ceux mentionnés dans le §II.4.2 et le faisceau est supposé être créé et transporté dans un vide parfait (matériau vacuum de FLUKA).

Point critique		Coordonnées			Cosinus directeur		
	Désignation	X [cm]	Y [cm]	Z [cm]	X	Y	Z
1	BS1	0	-92.8	-430.6	0	+0.766	-0.642
2	BS2	0	+134.7	-198.6	0	+0.906	+0.422
3	BS3	0	0	+73.0	0	0	+1
4	ECS <sup>4</sup>	0	0	-10.5	0	0	+1

TAB. IV.4: points et directions de départ du faisceau d'électrons adoptés dans les simulations avec FLUKA au niveau des quatres points critiques

### Estimateurs et calcul de la dose efficace

Le calcul de la dose efficace dans FLUKA est basé sur le calcul de fluence des particules. Grâce à l'estimateur de fluence des particules USRBIN implanté dans FLUKA, la fluence moyennée sur des éléments de volumes ("bins" en jargon FLUKA) est calculée. Les dimensions et la forme des éléments de volume sont fixés à l'avance par l'utilisateur. Pour notre cas le volume total simulé est subdivisé en éléments de volume parallélépipédiques dont les dimensions varient en fonction de la finesse de résolution du résultat voulu.

Pour le calcul de la dose efficace  $E$ , la fluence est pondérée par les facteurs de conversion dépendant du type et de l'énergie des particules. La conversion est faite directement durant les simulations en utilisant l'option EWT74 introduite dans FLUKA par Roesler et Stevenson [86]. Elle est basée sur les données de Pelliccioni et du CIPR74 et sur le concept des valeurs les plus pessimistes de la dose efficace [87][88] pour les différentes orientations du corps humain présentées dans le chapitre III.

## IV.7 Mise en évidence de la problématique de radioprotection due à l'Ensemble Cible-Source d'ions (ECS) d'ALTO

L'ensemble cible-source d'ions est la source principale du rayonnement dû aux photons et aux neutrons. Dans le but de mieux appréhender son blindage il est nécessaire de quantifier les flux de photons et de neutrons dans la cible  $UC_x$  ainsi que leurs énergies. Dans la suite du texte, la géométrie et la composition de la cible  $UC_x$  utilisées dans les calculs sont identiques à celles présentées dans le chapitre V.

### IV.7.1 Production de Photons et de neutrons dans la cible ALTO

La figure IV.3 montre la distribution énergétique de photons et de neutrons dans la cible. Les photons naissent dans la cible avec une énergie  $\sim 300$  KeV pour atteindre rapidement un pic s'étalant jusqu'à la limite d'énergie de la résonance dipolaire géante (GDR)  $\sim 17$  MeV. L'intensité de flux de photons reste toujours considérable au delà de cette énergie. Toutefois les photons produits en dehors du domaine de la GDR

## IV.7. MISE EN ÉVIDENCE DE LA PROBLÉMATIQUE DE RADIOPROTECTION

doivent être considérés pour la radioprotection. Ceci est dû à leur grand nombre et leur importante énergie.

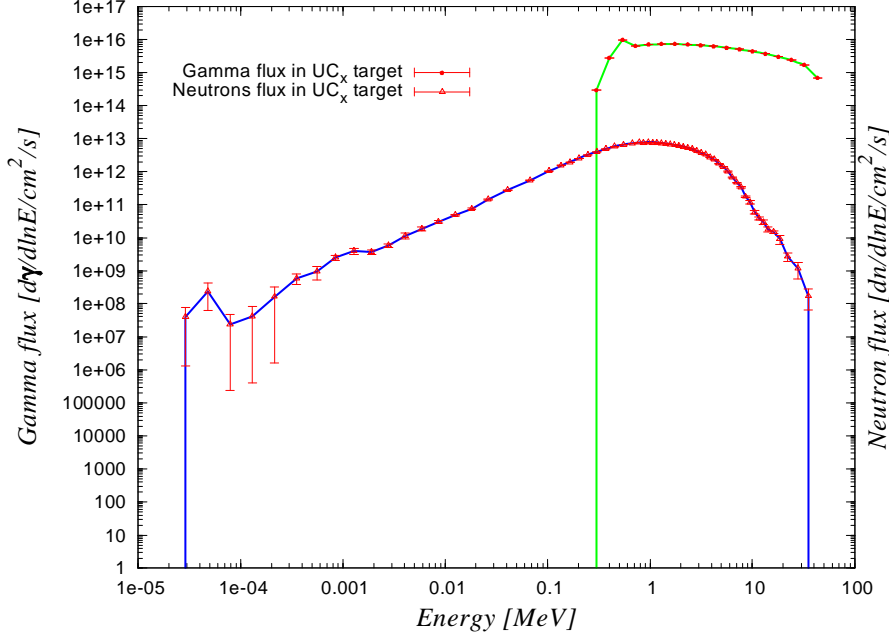


FIG. IV.3: spectre énergétique de photons (courbe verte) et de neutrons (courbe bleue) produits dans la cible  $UC_x$  d'ALTO

En revanche, le spectre énergétique de neutrons est plus large et présente un pic autour d'une énergie de  $\sim 1$  MeV qui reste considérable jusqu'à une énergie de neutrons de l'ordre de  $\sim 3$  MeV. Dans cette région du domaine d'énergie le spectre de fission de neutrons serait de plus en plus favorisé au spectre d'évaporation en fonction de l'augmentation d'énergie de photons et son écart positif par rapport au seuil de la réaction de photofission devient important.

La production de neutrons dans la cible est la résultante d'une variante de types de réactions mises en jeu, une fois que les voies respectives deviennent énergétiquement ouvertes. Ces différentes réactions peuvent être regroupées en deux catégories principales, les réactions de photo-neutrons et les réactions de types  $(n, xn)$ .

En ce qui concerne les réactions de photo-neutrons, la section efficace totale de production de neutrons s'écrit par le biais de l'équation (IV.11).

$$\sigma_{prod} = \sigma_{\gamma, n} + 2\sigma_{\gamma, 2n} + \bar{\nu}(\sigma_{\gamma, f} + \sigma_{\gamma, n_f}) \quad (IV.11)$$

avec  $\bar{\nu}$  est le nombre moyen de neutrons émis lors d'une fission ( $\sim 3$  pour l' $U^{238}$ ).

Dans l'équation (IV.11) les réactions de types  $(\gamma, n)$  regroupent également les réactions de types  $(\gamma, \alpha n)$  et  $((\gamma, pn)$ . La figure IV.4 confirme la présence des particules légères issues du phénomène d'évaporation. Les voies de réactions de types  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, f)$ ,  $((\gamma, n_f)$  et  $(\gamma, 2n)$  deviennent énergétiquement ouvertes à partir des seuils de réactions respectives 6.15 MeV, 5.8 MeV, 12.3 MeV et 11.27 MeV [33]. Les neutrons émis

## CHAPITRE IV. DÉBITS DE DOSE DANS L'INSTALLATION ALTO

lors des réactions de type  $(\gamma, 2n)$  sont moins énergétiques que les neutrons issus des réactions  $(\gamma, n)$  ou  $(\gamma, f)$  et  $(\gamma, n_f)$ . En effet, le photon devant apporter au minimum l'énergie de liaison de deux neutrons, il reste moins d'énergie disponible et celle-ci doit être partagée entre deux neutrons. Il en résulte que les neutrons produits par cette réaction se situent dans un domaine peu probable pour la réaction de fission. La figure IV.4 montre le rendement de production des particules à l'issue des réactions photo-nucléaires; les photons et les neutrons sont les deux espèces qui méritent un grand intérêt.

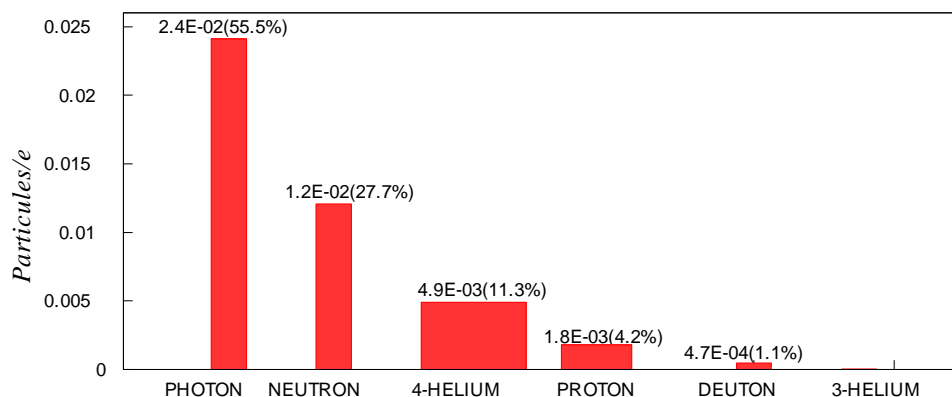


FIG. IV.4: rendement de particules issues des réactions photo-nucléaires dans la cible  $UC_x$  d'ALTO

Les réactions de neutrons secondaires constituent le deuxième type de réactions mises en jeu pour la génération de neutrons. D'après la figure IV.5 les réactions majoritairement présentes sont de types  $(n, xn)$  dont les réactions de diffusion élastique et inélastique des neutrons font partie. En revanche, la population de neutrons contribuant à la fission reste négligeable (inférieure au pourcent). Les réactions de capture neutronique  $(n, \gamma)$  et les réactions  $(n, p)$  demeurent en proportion négligeable aussi.

Ainsi les neutrons issus des réactions  $(n, xn)$  ne contribuent quasiment pas à la fission mais ces réactions pourraient avoir plus d'importance en terme de radioprotection. Dans le même sens les neutrons de haute énergie (typiquement de 14 MeV) sont produits de manière significative.

## IV.7. MISE EN ÉVIDENCE DE LA PROBLÉMATIQUE DE RADIOPROTECTION

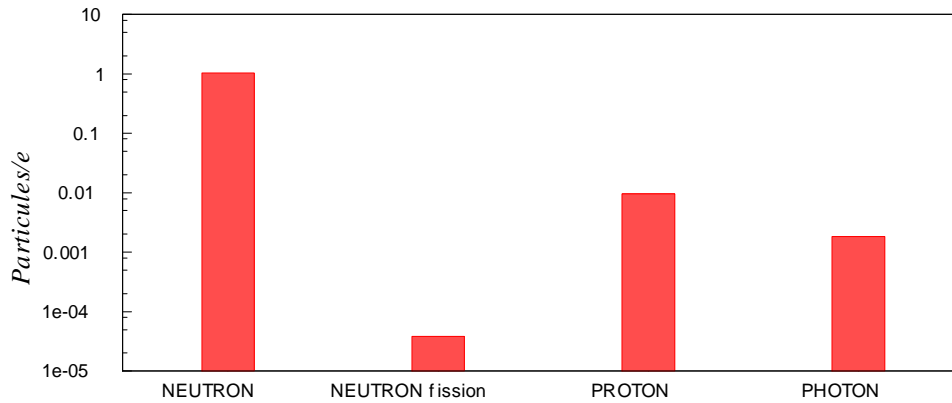


FIG. IV.5: rendement de particules issues des réactions de neutrons secondaires d'énergie  $\leq 20$  MeV dans la cible  $UC_x$  d'ALTO

### Distribution spatiale

Les figures IV.6 et IV.7 montrent respectivement la distribution spatiale de photons et de neutrons dans la cible moyennée sur le diamètre de la cible. De première vue on retrouve le facteur de  $\sim 4$  ordres de grandeurs, en plus, avec lequel les photons sont produits par rapport aux neutrons, constaté dans la figure IV.3. Le flux de photons produits est plus accentué vers l'avant. Le maximum de photons produits est situé dans la même région où la densité des électrons primaires dans la cible est maximale. Toutefois une perte d'un facteur 100 d'intensité de flux de photons dans la cible est constatée à partir d'un parcours de  $\sim 13$  cm.

La distribution angulaire de neutrons est plus isotrope dans le milieu cible  $UC_x$ . La densité de flux de neutrons devient plus accentuée sur l'axe de la cible; ceci est dû au fait que les photons sont beaucoup plus produits vers l'avant et donc le flux de neutrons aurait une intensité maximale dans ces zones dû à l'effet de réactions de photo-neutrons.

Un point commun entre les deux graphes a mérité notre attention : en dehors du milieu cible, les flux de photons et de neutrons demeurent en proportions comparables à ceux dans la cible  $UC_x$ .

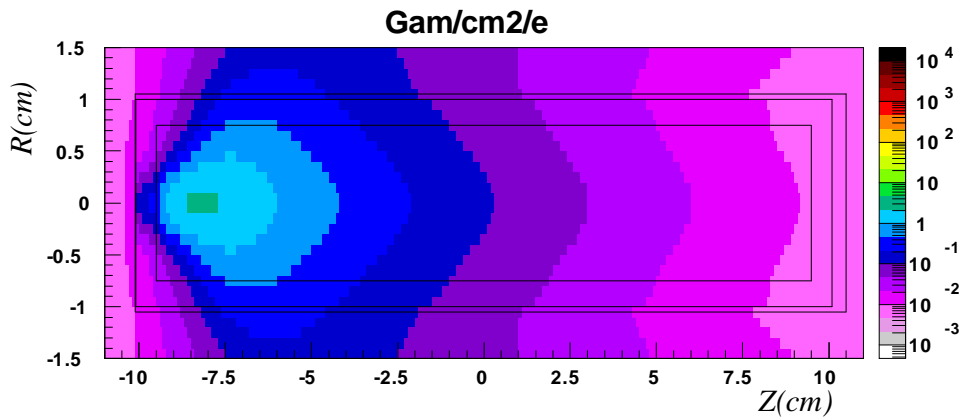


FIG. IV.6: distribution du flux de photons dans l'ensemble cible d'ALTO pour un faisceau d'électrons de 50 MeV

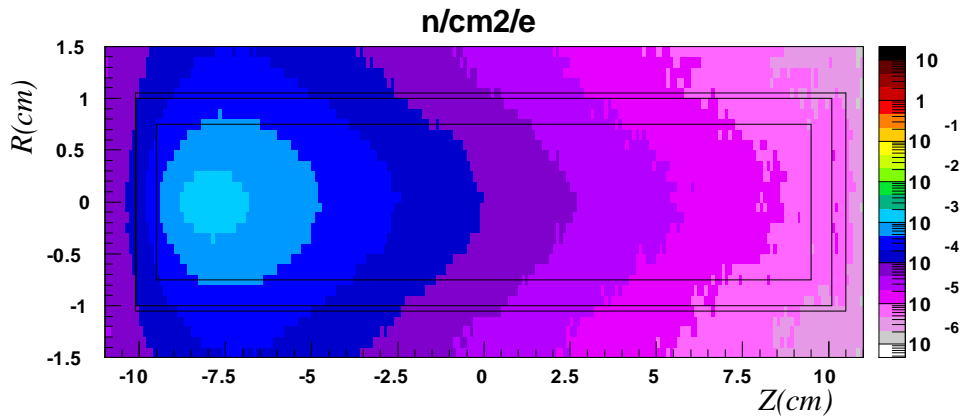


FIG. IV.7: distribution du flux de neutrons dans l'ensemble cible d'ALTO pour un faisceau d'électrons de 50 MeV

### IV.7.2 Débit de dose efficace

La figure IV.8 montre le débit de dose totale dû à l'ensemble cible-source d'ions dans la zone expérimentale ALTO. Ce résultat ne tient pas compte de l'effet du labyrinthe et de la porte interface 210-310. Le maximum de débit de dose observé se situe au niveau du couloir (entre 100 mSv/h et 10 mSv/h). Ce niveau excède largement les limites fixées pour cette zone considérée comme zone surveillée ( $7.5 \mu Sv$  pour une heure). Dans la pièce 110 réservée aux expériences, on souhaiterait maintenir le niveau du débit de dose efficace en dessous de  $3 \mu Sv/h$  pour minimiser le bruit de fond et assurer un bon fonctionnement des détecteurs. Avec une cible sans blindage supplémentaire, le débit de dose maximum est de  $10 \mu Sv/h$  aux meilleurs des cas.

En analysant la figure IV.9, on montre que les photons (a) possèdent la part la plus importante dans la contribution au débit de dose total. L'effet des photons émis dans l'angle  $0^\circ$  est très visible. Néanmoins toutes les autres directions gardent notre attention, en particulier les photons qui sont émis dans l'angle 90 degrés en direction

## IV.7. MISE EN ÉVIDENCE DE LA PROBLÉMATIQUE DE RADIOPROTECTION

du toit. Les neutrons sont beaucoup plus atténués dans le béton que les photons. Le maximum du débit de dose moyen dû aux neutrons (b) ( $10 \mu Sv/h$  pour une hauteur de 2m à partir du sol) est de quatre ordres en grandeurs en moins par rapport à celui des photons. Ceci est en accord avec la figure IV.3.

Le niveau du débit de dose au niveau inférieur du toit et au niveau de la porte interface 210-310 est entre  $0.1 Sv/h$  et  $1 Sv/h$ . Concernant le toit, son épaisseur n'est que de 50 cm. Elle est très faible pour maintenir une ambiance radiologique inférieure aux limites réglementaires dans la périphérie externe du toit. La porte interface son effet s'assimile 210-310 à un effet tunnel entre la pièce 210 et l'environnement externe. Son impact sur l'augmentation du niveau de débit de dose en dehors des pièces 210 et 310 sera étudié dans la suite. De la même manière, le labyrinthe qui n'est pas été dimensionnée au préalable pour fonctionner dans ces conditions de rayonnement son efficacité doit être examinée.

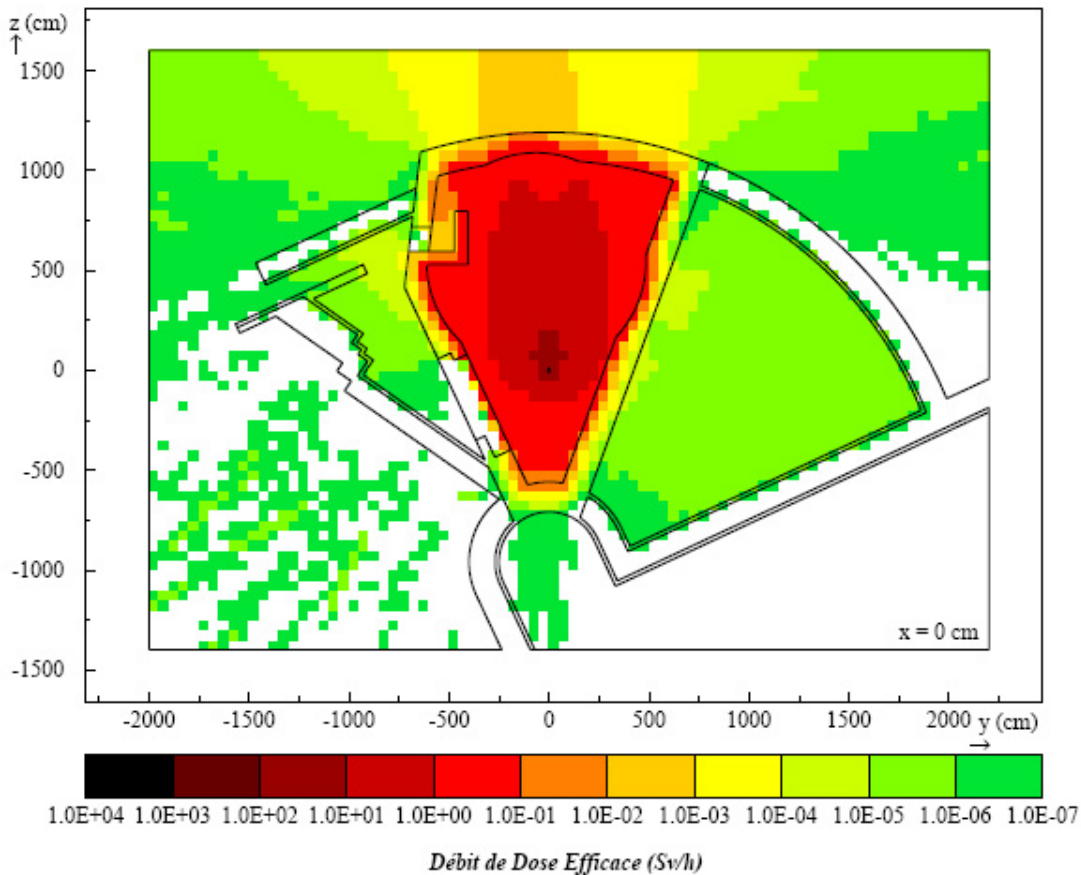


FIG. IV.8: débit de dose efficace total dans l'installation ALTO dû à l'ensemble cible-source d'ions sans blindages. Les valeurs affichées sont moyennées sur une hauteur entre  $x = -177.4cm$  et  $x = +22.6cm$



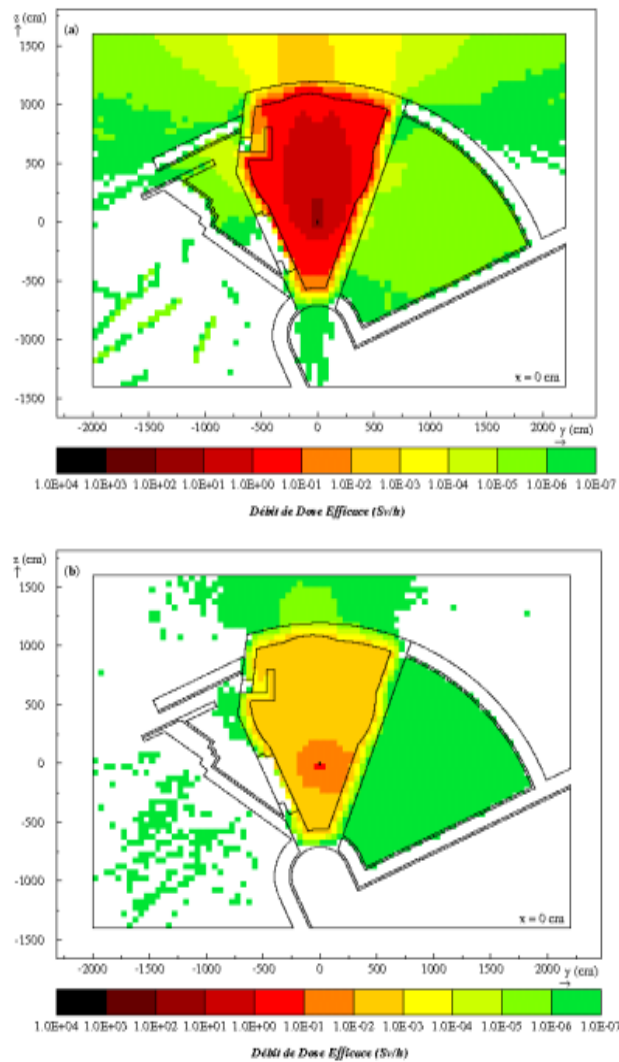


FIG. IV.9: débit de dose efficace dans l'installation ALTO dû à l'ensemble cible-sources d'ions non blindé; (a) relatif aux photons et (b) relatif aux neutrons. Les valeurs affichées sont moyennées sur une hauteur entre  $x = -177.4\text{cm}$  et  $x = +22.6\text{cm}$

## IV.8 Résultats

### IV.8.1 Blindage des arrêts faisceau

Les deux premiers points critiques pour la radioprotection dans l'installation ALTO sont représentés par les arrêts faisceau BS1 et BS2. Les matériaux et la géométrie des deux arrêts faisceau sont identiques. La figure IV.10 présente la géométrie en 3D du bloc d'arrêt faisceau simulée avec FLUKA et édité avec l'utilitaire de géométrie SimpleGeo2.0. Le bloc d'arrêt faisceau est constitué d'un cylindre en graphite de 100 mm de longueur et de 40 mm de diamètre entouré par un bloc en cuivre de forme cylindrique de 78 mm de diamètre et de longueur totale 401 mm. Ce dernier présente une forme conique à son bout et ses dimensions ont été adaptées pour avoir une impédance

## IV.8. RÉSULTATS

de  $50 \Omega$  pour la mesure du courant du faisceau d'électrons. La structure globale est maintenue dans une chambre à vide en aluminium.

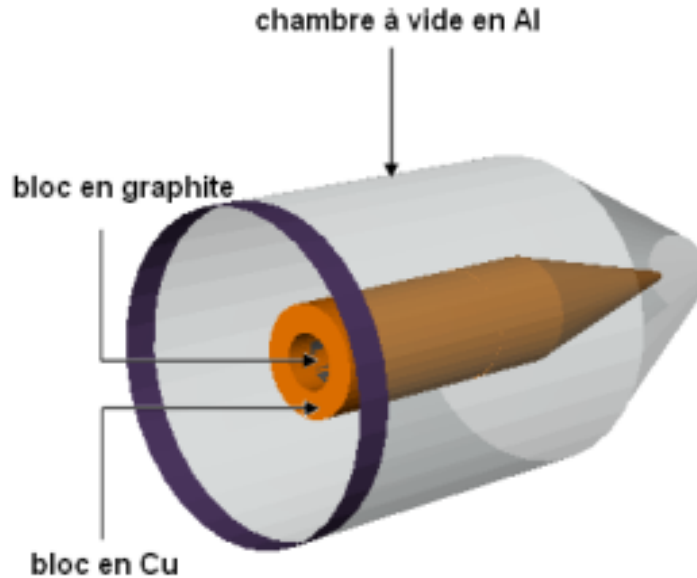


FIG. IV.10: géométrie FLUKA en 3D du bloc d'arrêt faisceau BS1 (respectivement BS2) (géométrie éditée avec SimpleGeo2.0)

La structure des blindages nécessaires pour le bloc d'arrêt faisceau BS1 est la même pour BS2. Les côtés latéraux et la face arrière sont constitués d'une couche de plomb de 10 cm d'épaisseur (voir figure IV.11 (b)). Sa longueur excède celle du bloc d'arrêt faisceau pour former une structure de puits afin d'intercepter les photons rétrodiffusés. La protection en direction du toit de la pièce 210 est renforcée par une structure en "sandwich" composée de 10 cm de plomb, 5 cm de polyéthylène, 5 cm de fer et 10 cm de plomb (voir figure IV.11 (a)). Nous avons choisi cette forme pour faire face aux rayonnements dus aux photons et aux neutrons en même temps.

La figure IV.12 (a) (respectivement figure IV.12(b)) montre le débit de dose efficace total dû à BS1 (respectivement BS2). L'incidence du faisceau d'électrons sur BS1 ou BS2 n'est que accidentelle ou pour des mesures du courant du faisceau d'électrons. La base de fonctionnement globale de ces deux dispositifs est fixée à 100 h/an.

La pièce 210 est classée zone rouge, le débit de dose dans cette salle peut excéder 100 mSv/an. En revanche, dans la pièce 110, maintenir le seuil du débit de dose inférieur à  $3 \mu\text{Sv}/h$  pendant le fonctionnement des blocs d'arrêt faisceau n'a pas de sens. Par conséquent, on maintient le seuil de débit dose efficace pour une zone surveillée ( $7.5 \mu\text{Sv}$  pour une heure). De plus, en adoptant l'hypothèse de 100 h/an le débit de dose affiché dans la figure doit être divisé par un facteur 20. Ceci montre que la structure des blindages de BS1 et BS2 est suffisante pour maintenir une ambiance radiologique externe aux pièces 210 et 310 conforme aux réglementations.

Le troisième bloc d'arrêt faisceau BS3 est installé à proximité de l'ensemble cible-source d'ions. L'étude de son blindage sera présentée avec une structure commune aux deux "Bunker".

## CHAPITRE IV. DÉBITS DE DOSE DANS L'INSTALLATION ALTO

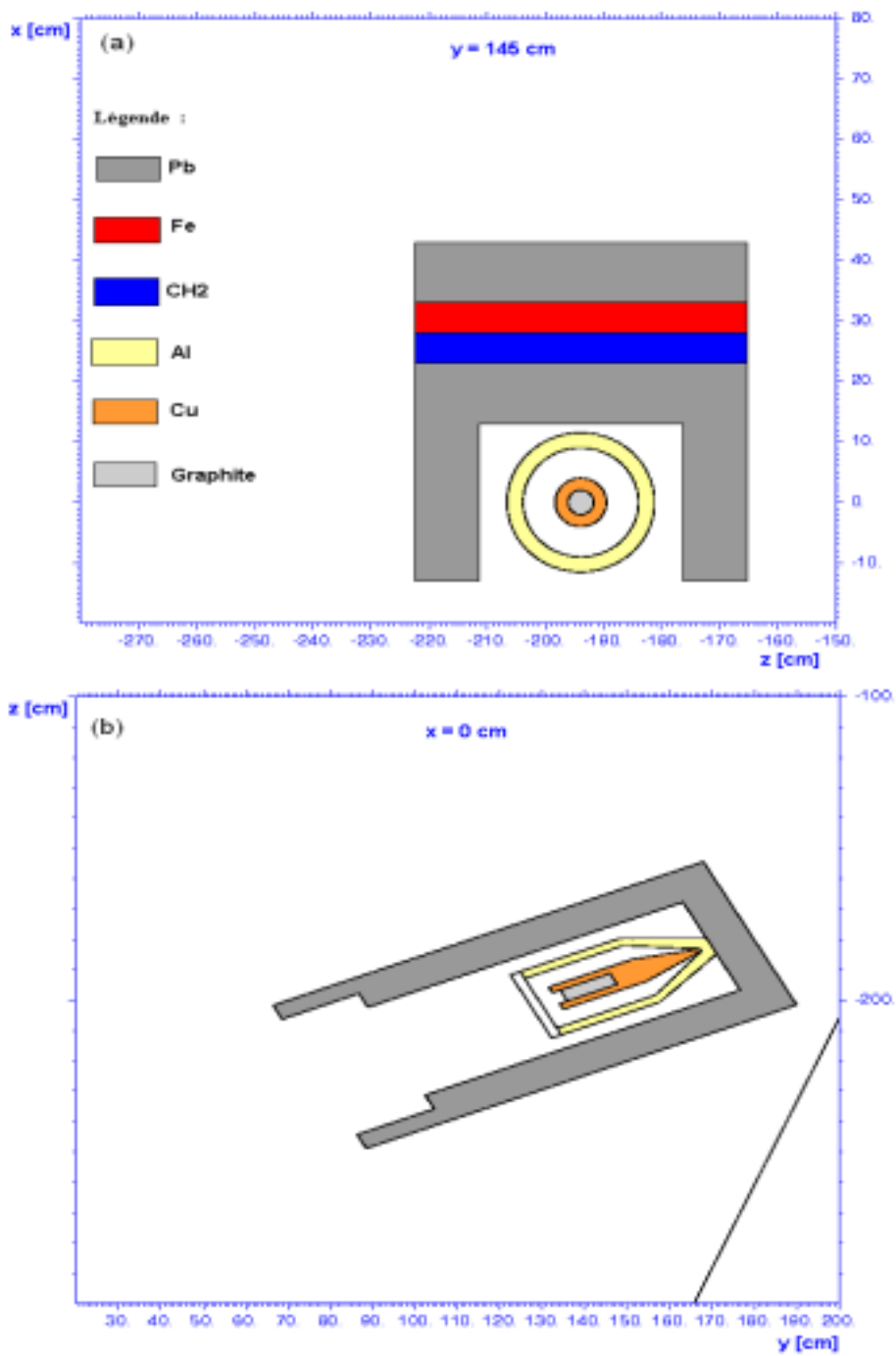


FIG. IV.11: géométrie FLUKA en 2D des blindages locaux du bloc d'arrêt faisceau BS1 (respectivement BS2)

## IV.8. RÉSULTATS

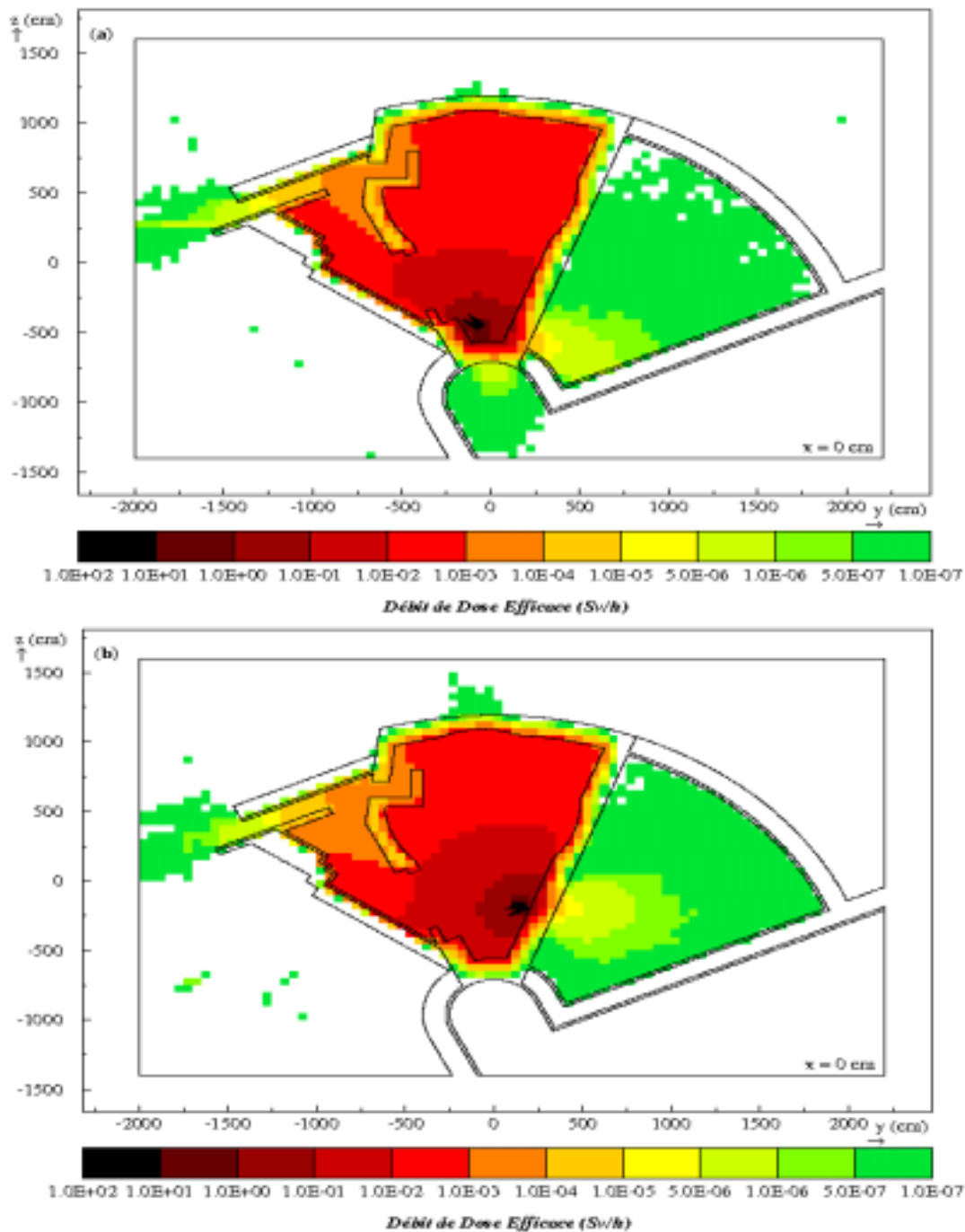


FIG. IV.12: débit de dose efficace total moyenné sur une hauteur entre  $x = -177.4\text{cm}$  et  $x = +22.6\text{cm}$  dans l'installation ALTO, (a) : BS1 et (b) : BS2

### IV.8.2 Blindage de l'ensemble cible-source d'ions

Nous avons examiné plusieurs solutions variées de blindages locaux de l'ensemble cible-source d'ions. La complexité technique et la contrainte du poids imposées par le structure du Tandem ont été les handicaps principaux pour les mettre en place. Il est impossible de présenter dans ce manuscrit toutes ces solutions. Néanmoins, nous

## CHAPITRE IV. DÉBITS DE DOSE DANS L'INSTALLATION ALTO

présentons les résultats relatifs à la solution retenue. Cette solution est basée sur un blindage local de l'ECS en béton : structure "Bunker".

### Etude du Bunker

Le Bunker en béton tel qu'il est envisagé de l'installer dans la pièce 210 est présenté dans la figure IV.13. Il est muni d'une porte mobile en béton d'épaisseur 50 cm pour permettre l'accès à l'ECS. Hormis la face avant dont l'épaisseur est de 100 cm, tous les autres côtés ont une épaisseur de 50 cm. L'épaisseur de la protection vers le toit de la salle 210 est de 120 cm.

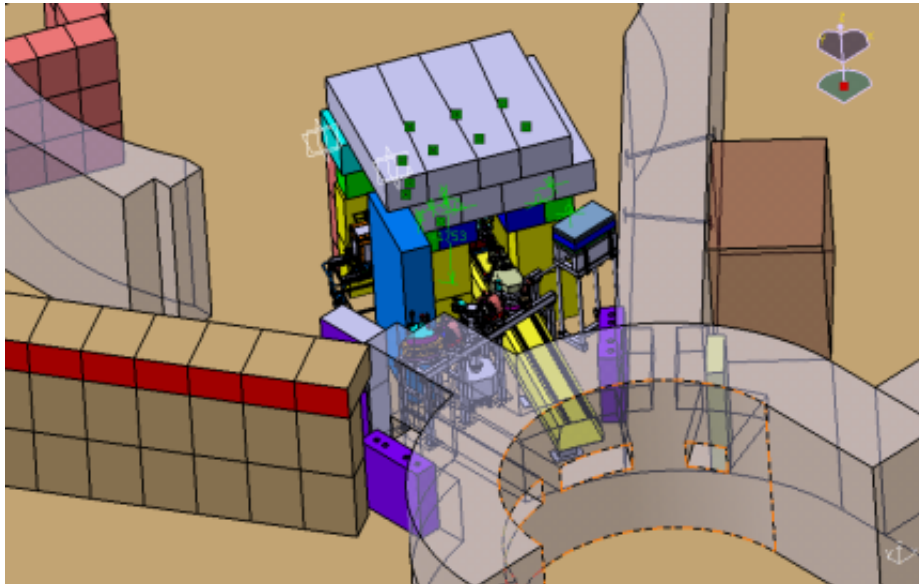


FIG. IV.13: structure réelle du Bunker tel qu'il est envisagé de l'installer dans la pièce 210

Dans les simulations nous avons introduit tous les détails géométriques que nous avons jugé nécessaires. Le bloc d'arrêt faisceau BS3 a été installé aussi dans la structure du Bunker. Ainsi la géométrie simulée dans FLUKA est donnée dans la figure IV.14.

## IV.8. RÉSULTATS

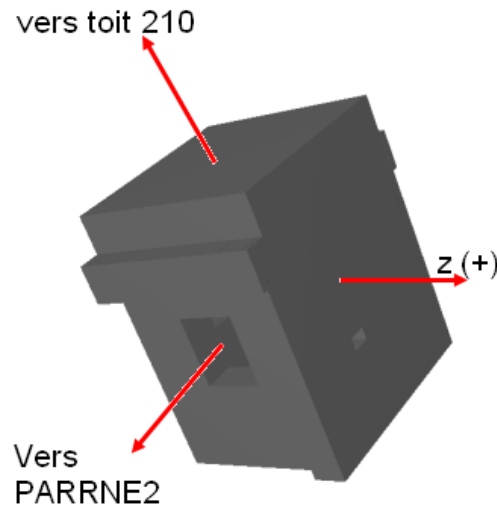


FIG. IV.14: géométrie en 3D du Bunker tel qu'il est simulé dans FLUKA (éditée avec SimpleGeo 2.0)

Le spectromètre magnétique SPLIT-POLE constitue une masse importante du fer. Du fait de son emplacement en aval du Bunker et en amont du couloir, le débit de dose efficace dans le couloir serait fortement influencé par sa présence. Nous avons tenu compte de sa structure dans toutes les simulations présentées dans la suite du texte.

Le débit de dose efficace calculé dans la zone ALTO est donné dans les figures IV.15 et IV.16. En comparant les figures IV.15 et IV.8, il est clair que le débit de dose efficace dans la pièce 110 devient même inférieur à la limite supérieure de  $3 \mu Sv/h$  qu'on s'est fixée. En revanche, malgré que la diminution de l'épaisseur du mur interface 210-couloir n'ait pas été prise en considération, le débit de dose efficace maximum dans le couloir est baissé à  $100 \mu Sv/h$ , mais il est encore en dessus des limites réglementaires spécifiées pour cette zone. La présence du SPLIT-POLE et la correction de la diminution de l'épaisseur du mur contribuent significativement à la réduction du débit de dose d'un facteur 1000. Néanmoins, on remarque que la diffusion multiple des photons émis de la cible vers l'avant dans l'air est la cause principale de la persistance du niveau encore élevé du débit de dose.

En examinant la figure IV.16, on constate l'effet des photons émis vers l'avant. Le débit de dose efficace maximum sur la surface externe du toit de la pièce 210 est de  $50 \mu Sv/h$ . Les neutrons sont beaucoup plus atténués que les photons dans la structure Bunker. Leur contribution au débit de dose total devient minime. Cependant, ils contribuent en une partie dans l'angle 90 degrés en direction du toit 210.

Afin de mieux appréhender les blindages de photons et de neutrons émis vers l'avant et en direction du toit de la salle 210, une étude des flux des photons et des neutrons émergeant du Bunker dans ces deux directions est nécessaire. Les figures IV.17 et IV.18 présentent respectivement les spectres de photons et de neutrons. Ils sont la résultante de l'analyse des résultats de l'estimateur USRBDX (détecteur de flux et du courant des particules) de FLUKA. Dans la simulation nous avons utilisé quatre détecteurs USRBDX placés aux frontières béton/air et dont les plans sont perpendiculaires aux

## CHAPITRE IV. DÉBITS DE DOSE DANS L'INSTALLATION ALTO

directions  $0^\circ$  (det17-25G pour les photons et det17-25N pour les neutrons) et  $90^\circ$  (det19-28G pour les photons et det19-28N pour les neutrons). Les caractéristiques de ces détecteurs sont données dans le tableau IV.5.

Etant donné que les spectres présentés sont intégrés sur un angle solide  $2\pi$ , la fluence de neutrons dans les détecteurs doit être supérieure à celle des neutrons du fait de l'isotropie des neutrons. Ceci est constaté dans les deux figures IV.17 et IV.18. Et puisque le béton est mieux adapté pour atténuer les neutrons. Ils seront beaucoup plus atténués que les photons, en ayant affranchi une épaisseur de béton de 140 cm (épaisseur des murs de la pièce 210).

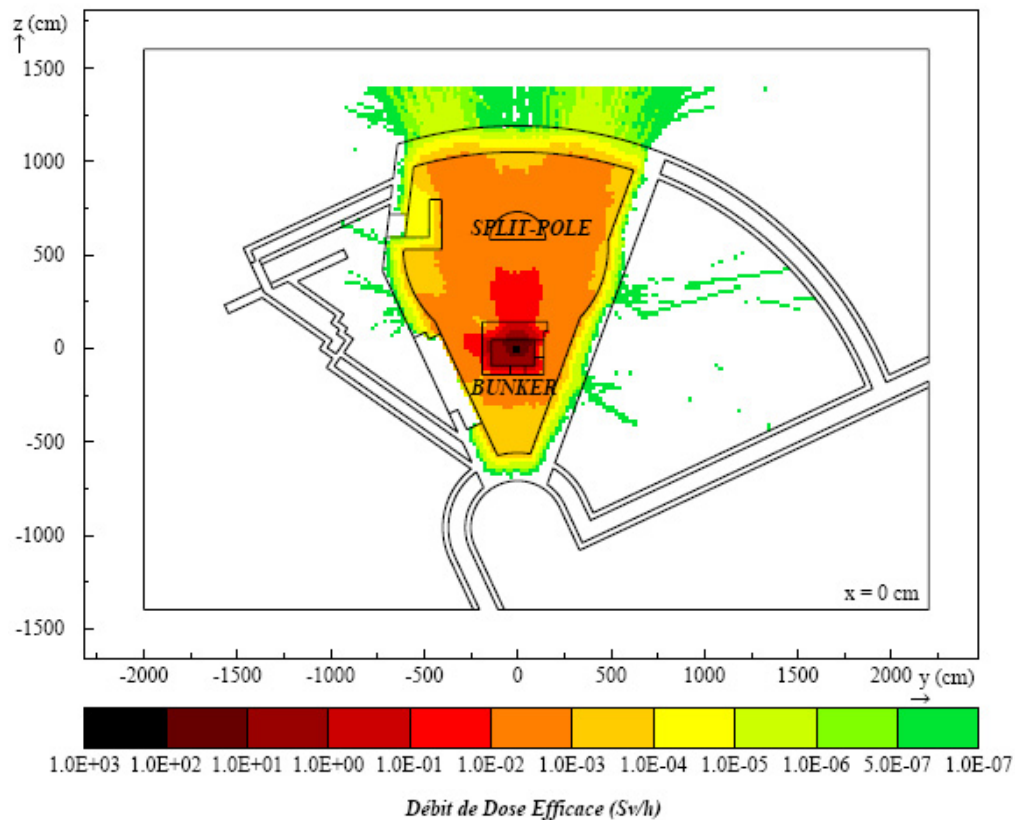


FIG. IV.15: débit de dose efficace total moyenné sur une hauteur entre  $x = -177.4$  cm et  $x = +22.6$  cm dans l'installation ALTO en présence de la structure Bunker

## IV.8. RÉSULTATS

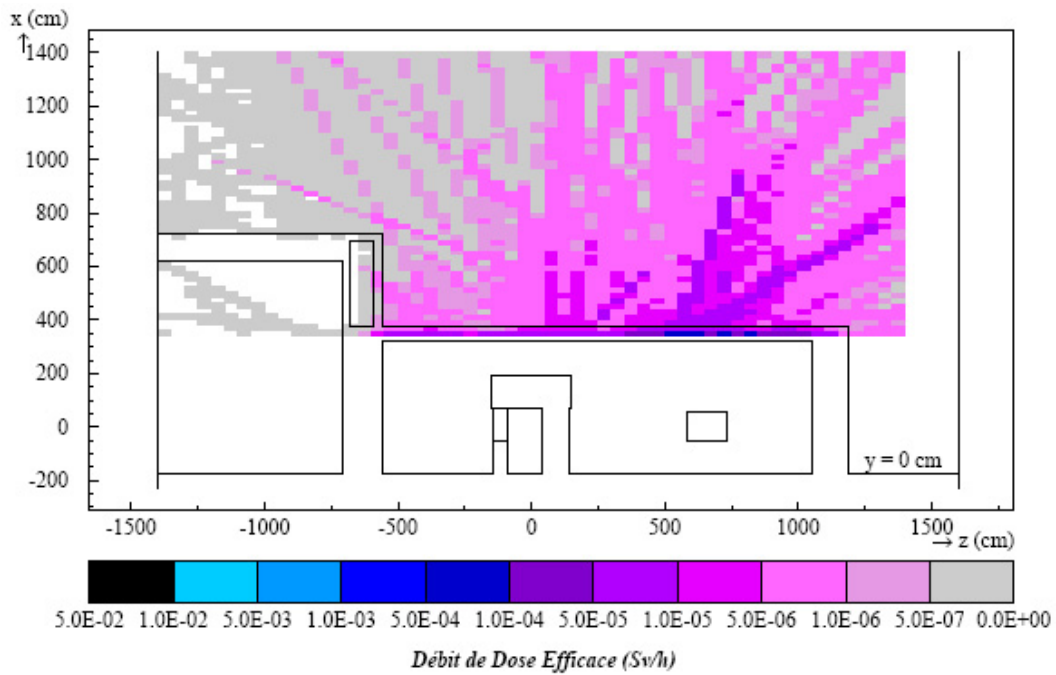


FIG. IV.16: débit de dose efficace total moyenné sur une largeur entre  $y = -200.0\text{cm}$  et  $y = +150.0\text{cm}$  dans l'installation ALTO en présence de la structure Bunker

<b>Détecteur</b>	<b>det17-25G</b>	<b>det19-28G</b>
<b>Particule</b>	Photon	Photon
<b>Type</b>	"one way scoring"	"one way scoring"
<b>Surface (<math>\text{cm}^2</math>)</b>	106770	169140
<b>Détecteur</b>	<b>det17-25N</b>	<b>det19-28N</b>
<b>Particule</b>	neutron	neutron
<b>Type</b>	"one way scoring"	"one way scoring"
<b>Surface (<math>\text{cm}^2</math>)</b>	106770	169140

TAB. IV.5: caractéristiques des détecteurs det17-25G, det17-25N, det19-28G et det19-28N



## CHAPITRE IV. DÉBITS DE DOSE DANS L'INSTALLATION ALTO

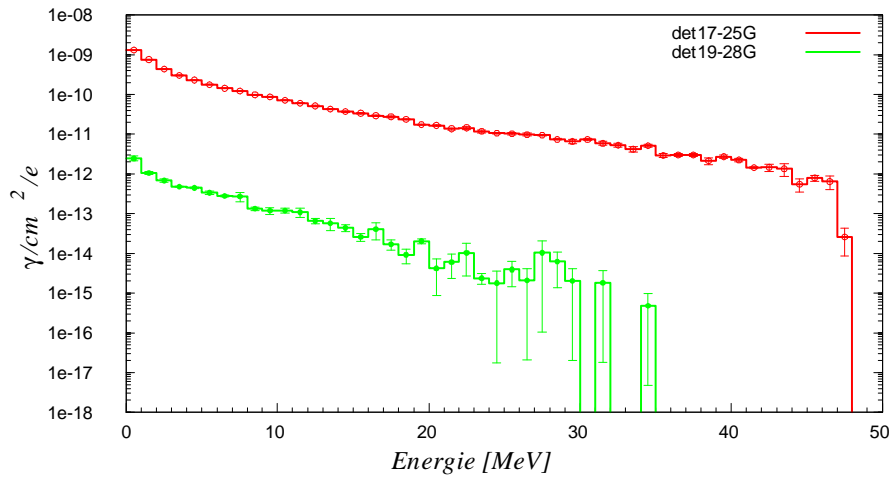


FIG. IV.17: spectre de photons émergeant du Bunker, émis vers l'avant (det17-25G) et émis en direction du toit 210 (det19-28G)

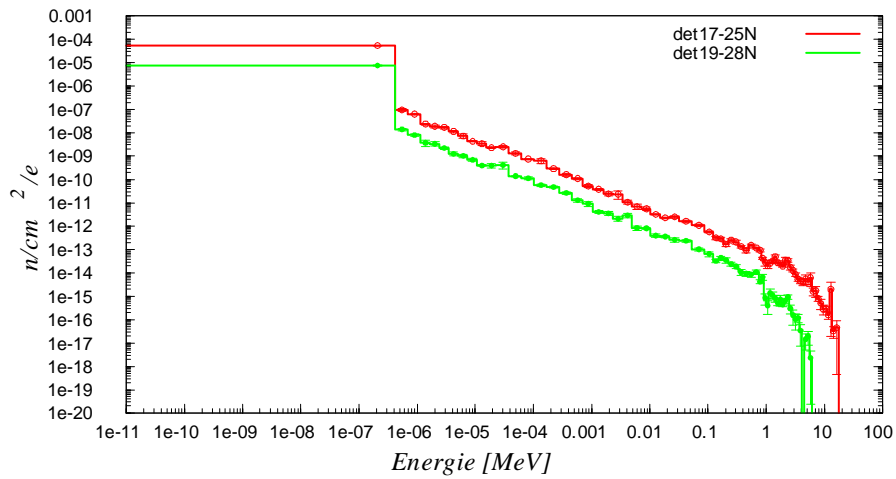


FIG. IV.18: spectre de neutrons émergeant du Bunker, émis vers l'avant (det17-25N) et émis en direction du toit 210 (det19-28N)

## IV.8. RÉSULTATS

### Améliorations de la structure du Bunker

Pour contourner le problème posé principalement par les photons émergeant du Bunker et émis vers l'avant et vers le toit 210, la structure du Bunker doit être renforcée. La solution la plus adaptée pour cela est la mise en place des blindages segmentés de type "sandwich" adaptés aux énergies de photons et de neutrons présentées respectivement dans les figures IV.17 et IV.18. Les spectres relatifs aux photons montrent que le maximum d'intensité de flux est obtenu pour des énergies inférieures à 2 MeV. Les photons dont l'énergie est entre 2 MeV et 5 MeV sont produits seulement avec un facteur deux en moins. Les neutrons thermiques qui sont produits en moyenne de quatre ordres de grandeurs en plus que les photons d'énergies inférieures à 5 MeV doivent être considérés. Il en résulte qu'on est face à deux problèmes fortement couplés définis par les photons et les neutrons pour les énergies mentionnées. La revue de littérature est riche d'expériences de mise en oeuvre des blindages segmentés pour la protection contre les neutrons et les photons [89][90][91]. Le choix des matériaux qui constituent les blindages est basé sur les résultats de ces expériences. Notre stratégie pour aborder ce problème a été la suivante :

◇ Atténuer le maximum des neutrons avant d'aborder les blindages des photons, tout en gardant en mémoire de contrôler la génération de photons supplémentaires créés par les réactions de capture radiative ( $n, \gamma$ ). Pour cela les matériaux hydrogénés sont les bons candidats. Le polyéthylène (PE) est un bon candidat pour modérer les neutrons jusqu'à leur capture.

◇ La capture radiative des neutrons thermiques est souvent accompagnée par la production dominante des photons de 2.223 KeV d'énergie dans le polyéthylène à travers les réactions  $^1\text{H}(n, \gamma)$ . Le plomb (Pb) est le mieux adapté pour absorber les photons générés par les captures radiatives et les photons émergeant du Bunker dont les énergies sont voisines de 2 MeV. Néanmoins, il possède l'inconvénient de génération de photoneutrons supplémentaires dans la structure intrinsèque du blindage à travers les réactions ( $\gamma, n$ ).

◇ Rémodérer les neutrons supplémentaires créés dans le plomb est une troisième étape nécessaire.

◇ Enfin, une couche de fer (Fe) placée à la fin de la structure segmentée devrait suffire pour absorber les neutrons et les photons d'énergies supérieures à 2 MeV.

Les simulations Monte Carlo Fluka nous ont permis de définir l'ordre de placement des différents matériaux ainsi que les épaisseurs nécessaires.

La structure finale des blindages supplémentaires est présentée dans la figure IV.19. Dans la direction avant, quatre couches superposées sont composées respectivement de 20 cm de PE, 15 cm de Pb, 15 cm de PE et 20 cm de Fe. Dans la direction du toit 210, une couche de 10 cm de PE suivie d'une autre couche de Fe de 10 cm d'épaisseur.

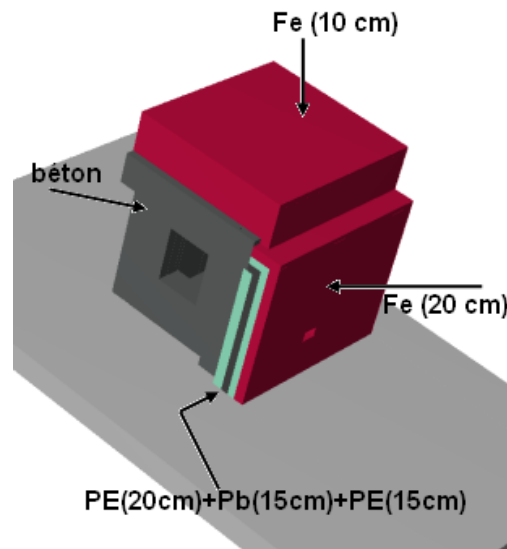


FIG. IV.19: géométrie en 3D du blindage segmenté jointe au Bunker tel qu'elle est simulée dans FLUKA (éditée avec SimpleGeo 2.0)

Les différents matériaux ont été subdivisés en sous-couches pour effectuer le biaissage. Pour voir l'efficacité d'atténuation de chaque matériau et contrôler la génération des photons et des neutrons dans la structure intrinsèque du blindage segmenté lui même, différents détecteurs USRBDX ont été introduits dans la simulation entre les différentes couches. Le type des détecteurs utilisés est le même que celui utilisé dans le tableau IV.5 ("one way scoring"). Le tableau IV.6 résume la subdivision des couches de matériaux dans l'ordre de leur mise en place. Le tableau IV.7 présente les principaux caractéristiques des détecteurs USRBDX qu'on a définies. Et la localisation des différents détecteurs aux interfaces des régions est donnée dans la figure B.6 de l'annexe B.

L'analyse des figures IV.20 et IV.21 montre que la population de photons et de neutrons émis vers l'avant est atténuée en moyenne d'un facteur  $10^4$ . De la même manière, une atténuation moyenne d'un facteur 10 dans la structure du blindage segmenté en direction du toit 210 est constatée (voir figures IV.22 et IV.23).

## IV.8. RÉSULTATS

<i>Direction vers l'avant</i>		
<b>Matériaux</b>	<b>Epaisseur (cm)</b>	<b>Numéro</b>
béton (Bunker)	20	17
PE	10	19
PE	10	20
Pb	5	21
Pb	5	22
Pb	5	23
PE	10	24
PE	5	25
Fe	10	26
Fe	10	27
air	-	39
<i>Direction vers toit 210</i>		
béton (Bunker)	20	28
PE	10	29
Fe	10	30
air	-	43

TAB. IV.6: ordre et épaisseurs des couches des différents matériaux utilisés dans la structure segmentée

<i>Direction vers l'avant</i>	
<b>Détecteur</b>	<b>Surface (cm<sup>2</sup>)</b>
det17-19G/N	100030
det19-20G/N	109300
det20-21G/N	107837.5
det21-22G/N	110145
det22-23G/N	124427.5
det23-24G/N	121672.5
det24-25G/N	135862.5
det25-26G/N	128657.5
det26-27G/N	143247.5
det27-39G/N	137947.5
<i>Direction vers toit 210</i>	
det28-29G/N	150120
det29-30G/N	173860
det30-43G/N	193600

TAB. IV.7: caractéristiques des détecteurs utilisés dans la structure segmentée, G/N : photon/neutron

# CHAPITRE IV. DÉBITS DE DOSE DANS L'INSTALLATION ALTO

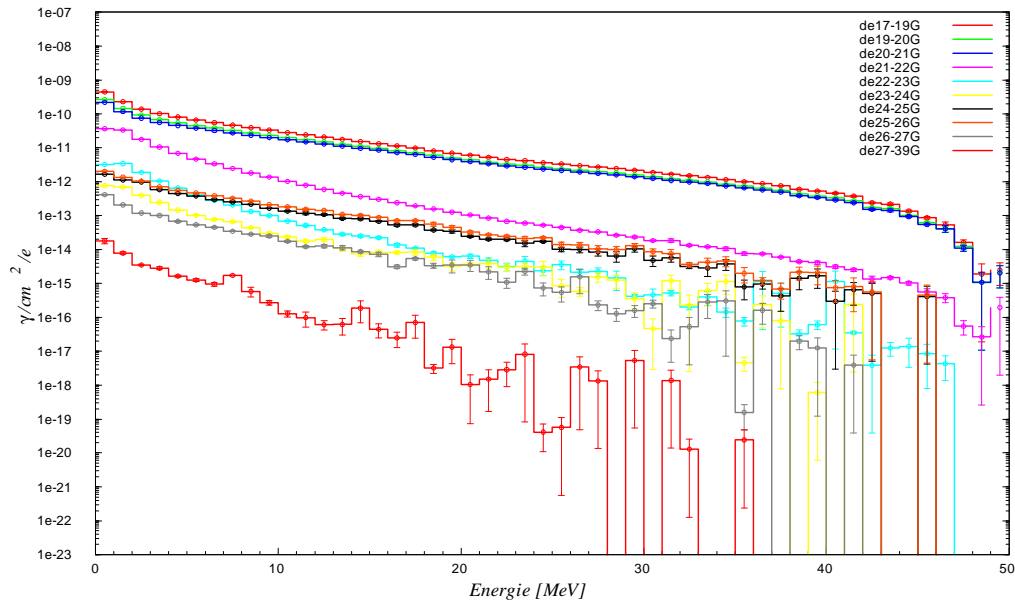


FIG. IV.20: spectres de photons émis vers l'avant et présents dans la structure des blindages segmentés

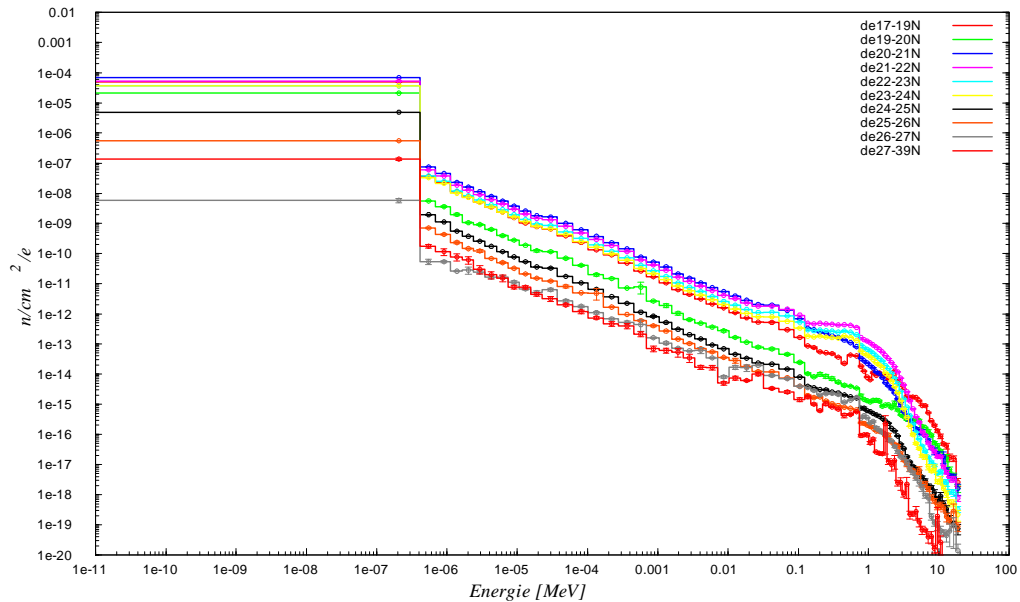


FIG. IV.21: spectres de neutrons émis vers l'avant et présents dans la structure des blindages segmentés

## IV.8. RÉSULTATS

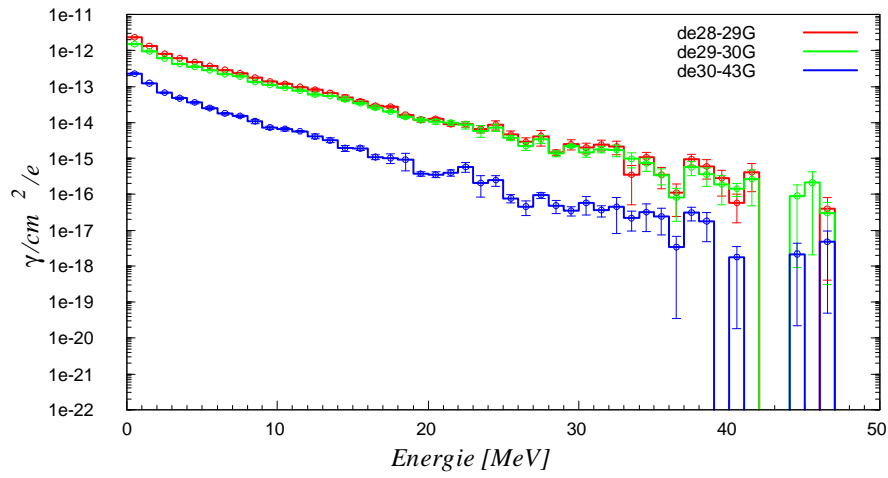


FIG. IV.22: spectres de photons émis vers le toit 210 et présents dans la structure des blindages segmentés

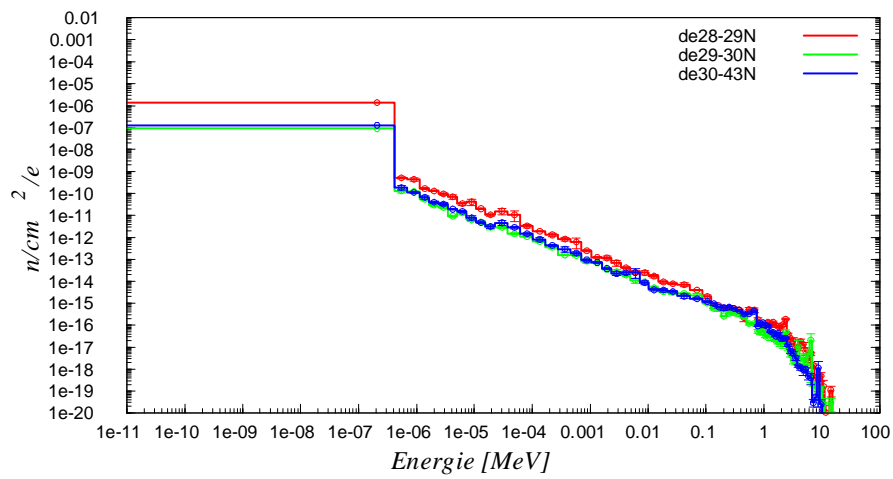


FIG. IV.23: spectres de neutrons émis vers le toit 210 et présents dans la structure des blindages segmentés

## CHAPITRE IV. DÉBITS DE DOSE DANS L'INSTALLATION ALTO

Suite à cette amélioration de la structure du Bunker, le débit de dose efficace dans la zone ALTO est calculé. Vu la forte pénétration subie par les particules dans la structure du blindage finale, les facteurs de biaisage disponibles dans FLUKA (entre  $10^{-4}$  et  $10^{+4}$ ) ne permettent pas d'établir le transport des particules en une seule étape. Les simulations sont déroulées en deux étapes distinctes :

◇ dans une première étape, le transport de particules est effectué à partir de la cible  $UC_x$  jusqu'aux limites externes des blindages définis par le Bunker et le blindage segmenté,

◇ suite à cette première étape de simulations, les informations suivantes sont stockées dans un fichier : nombre total de particules, poids de chaque particules, énergie, type de la particule, coordonnées, directions d'émission (cosinus directeurs). Ces données constituent la source pour le transport des particules dans la deuxième étape de simulations.

Les résultats du débit de dose efficace obtenus sont présentés dans les figures IV.24 et IV.25. Ces résultats sont relatifs à la deuxième étape de simulations. Par conséquent, le débit de dose observé à l'intérieur du Bunker correspond à celui des particules rétrodiffusées vers l'intérieur. La figure IV.26 montre le débit de dose efficace dû à l'effet du ciel ("Skyshine effect") en dehors de la pièce 210.

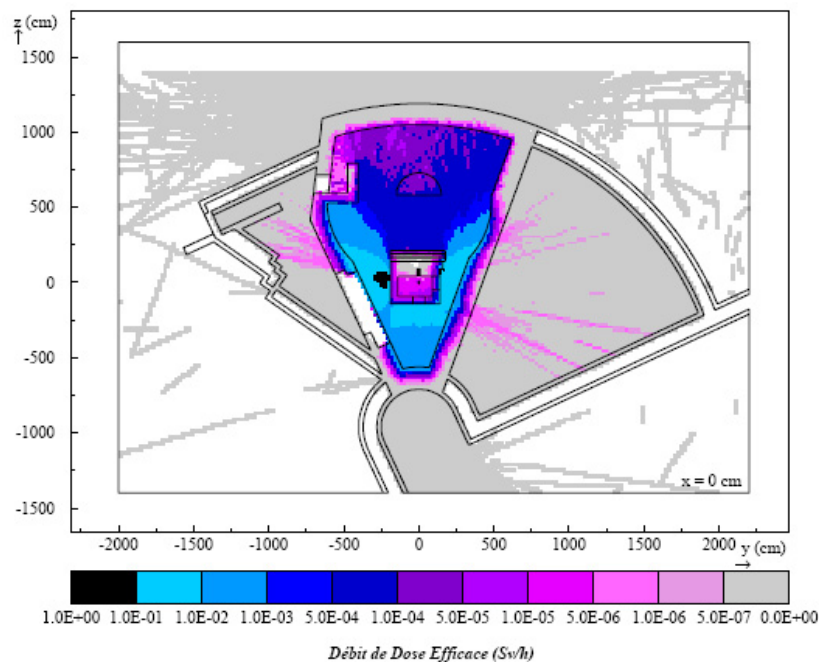


FIG. IV.24: débit de dose efficace total moyenné sur une hauteur entre  $x = -177.4\text{ cm}$  et  $x = +22.6\text{ cm}$  dans l'installation ALTO en présence de la structure Bunker améliorée

## IV.8. RÉSULTATS

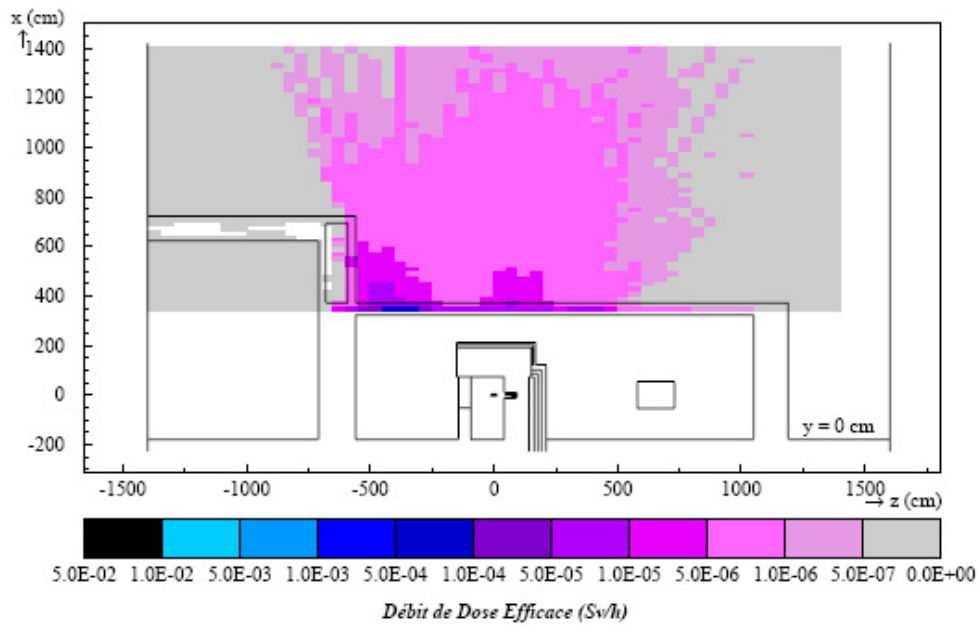


FIG. IV.25: débit de dose efficace total moyenné sur une largeur entre  $y = -200.0\text{cm}$  et  $y = +150.0\text{cm}$  dans l'installation ALTO en présence de la structure Bunker améliorée

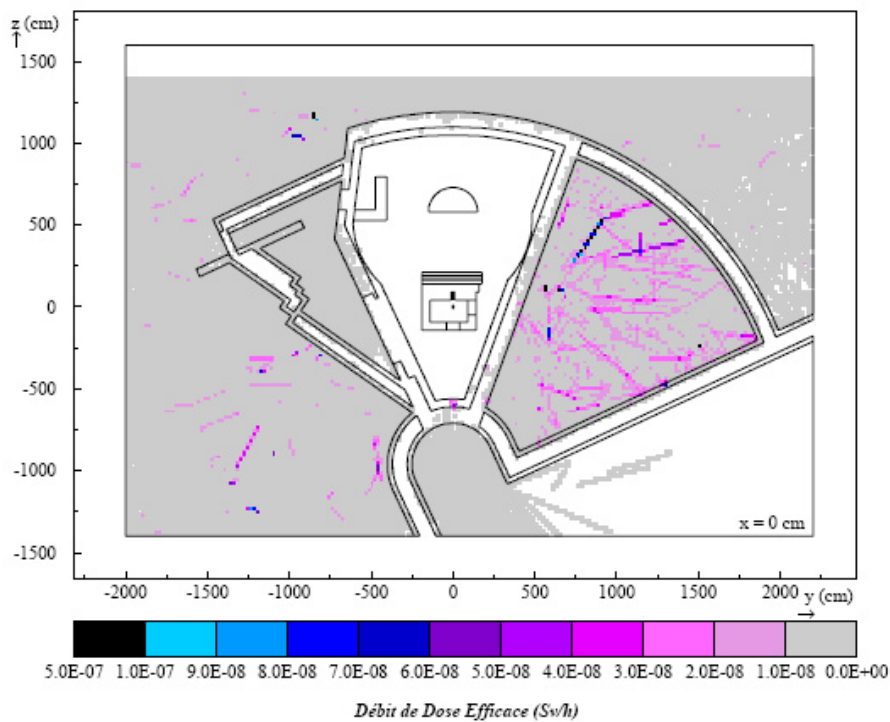


FIG. IV.26: effet du ciel en dehors de la pièce 210 (débit de dose efficace total moyenné sur une hauteur entre  $x = -177.4\text{cm}$  et  $x = +22.6\text{cm}$  dans l'installation ALTO en présence de la structure Bunker améliorée)



### Blindages du bloc arrêt faisceau BS3

Le bloc d'arrêt faisceau BS3, composé d'un cylindre en graphite de 40 mm de diamètre et de 120 mm de longueur, est entouré par un cylindre en cuivre de 90 mm de diamètre et de 150 mm de longueur. La géométrie de BS3 diffère de BS1 et BS2 . Il est placé en aval de l'ensemble cible-source d'ions dans la structure du Bunker (voir figure IV.27). La vérification de l'adéquation du Bunker pour ramener le niveau de rayonnement généré par BS3 aux niveaux des limites réglementaires est présentée dans la figure IV.28.

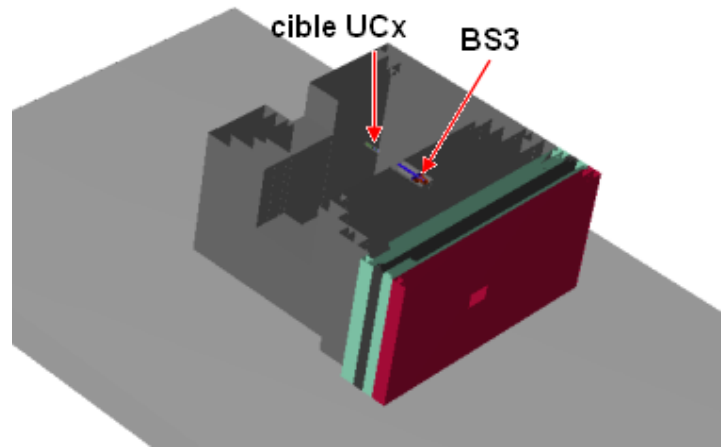


FIG. IV.27: emplacement du BS3 et de la cible  $UC_x$  dans la structure du Bunker, géométrie FLUKA éditée avec SimpleGeo2.0

## IV.8. RÉSULTATS

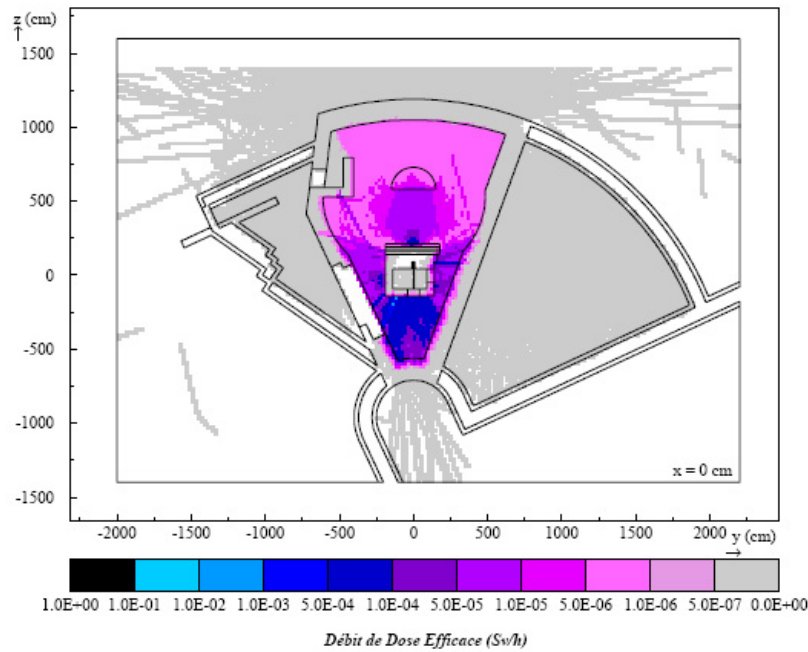


FIG. IV.28: débit de dose efficace total moyenné sur une hauteur entre  $x = -177.4\text{cm}$  et  $x = +22.6\text{cm}$  relatif à BS3 dans l'installation ALTO en présence de la structure Bunker améliorée

### IV.8.3 Blindages des accès

L'accès à la zone ALTO (pièces 310 et 210) se fait au moyen de la porte 310. La connexion de la pièce 210 avec la pièce 310 est assurée avec un labyrinthe et la porte interface 310-210. Le labyrinthe n'a pas été dimensionné auparavant pour atténuer le rayonnement généré par la cible d'ALTO. De plus, la contribution de ses deux accès dans le débit de dose total n'été pas prise en compte dans les simulations antérieures. En effet, la simulation de l'atténuation dans les accès repose sur une méthodologie de biaisage différente que celle adoptée dans les simulations précédentes. La simulation simultanée de l'atténuation dans les murs en béton et dans les labyrinthes peut conduire souvent à des résultats erronés si les murs ne sont pas suffisamment épais [92].

Pour compenser l'atténuation des populations des particules au niveaux des accès, nous nous sommes basés sur les données des courbes d'atténuation dite standard et la stratégie adoptée dans les références [92][93][94].

Nous avons simulé l'effet de chacun des accès à part. Leurs contributions totales dans le débit de dose efficace total s'additionnent.

La figure IV.29 montre que le labyrinthe demeure efficace et que sa contribution dans le débit de dose efficace à l'extérieur de la porte 310 est inférieure à  $0.5 \mu\text{Sv}/h$ . En revanche, en raison de la proximité de l'interface 310-210 du Bunker, la contribution de cet accès pour le débit de dose généré à l'extérieur de la porte 310 atteindra une valeur maximale de l'ordre de  $1 \mu\text{Sv}/h$  (voir figure IV.30). La figure IV.30 montre aussi que le blindage du mur externe de la pièce 310 doit être renforcé.

On montre dans la figure IV.31 qu'une porte blindée en béton de 80 cm d'épaisseur installée au niveau de la porte 310 est largement suffisante pour ramener le niveau du

## CHAPITRE IV. DÉBITS DE DOSE DANS L'INSTALLATION ALTO

débit de dose en dessous du seuil réglementaire de la zone en question. En effet, une épaisseur de 20 cm devrait aussi être suffisante (voir figure B.5 (annexe B)).

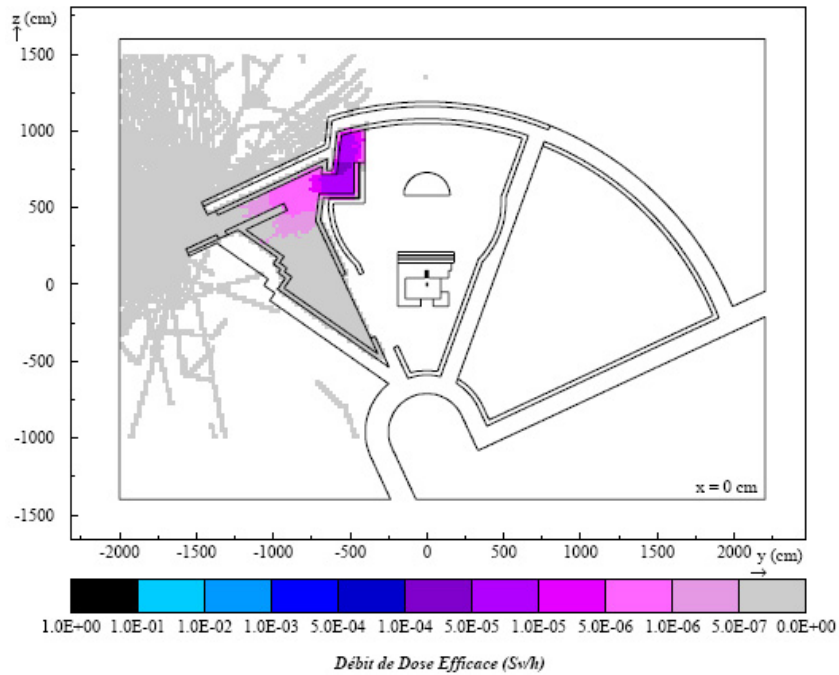


FIG. IV.29: contribution du labyrinthe dans le débit de dose efficace total en dehors de la porte 310. Les valeurs données sont moyennées sur une hauteur entre  $x = -177.4\text{cm}$  et  $x = +22.6\text{cm}$

## IV.8. RÉSULTATS

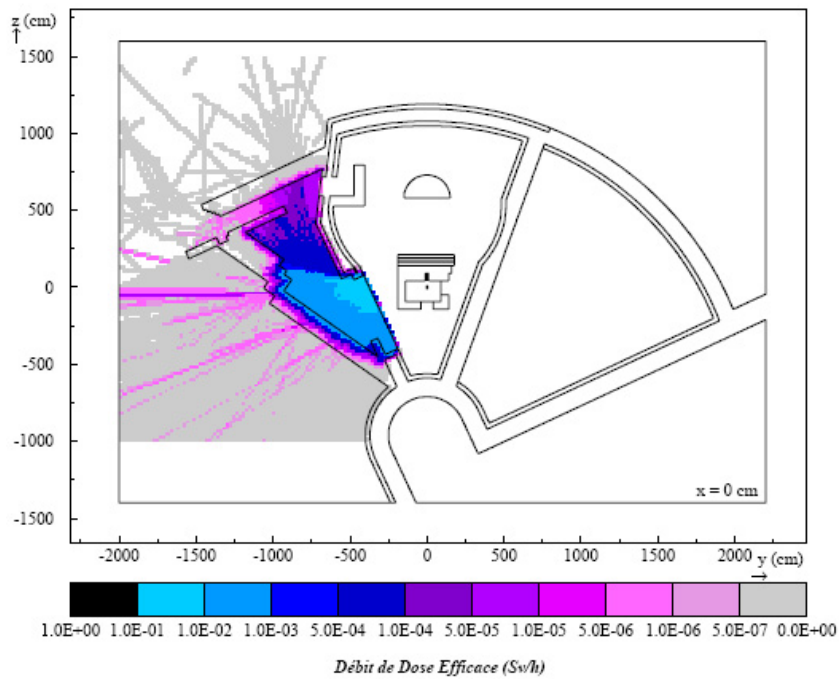


FIG. IV.30: contribution de la porte interface310-210 dans débit de dose efficace total en dehors de la porte 310. Les valeurs données sont moyennées sur une hauteur entre  $x = -177.4\text{cm}$  et  $x = +22.6\text{cm}$

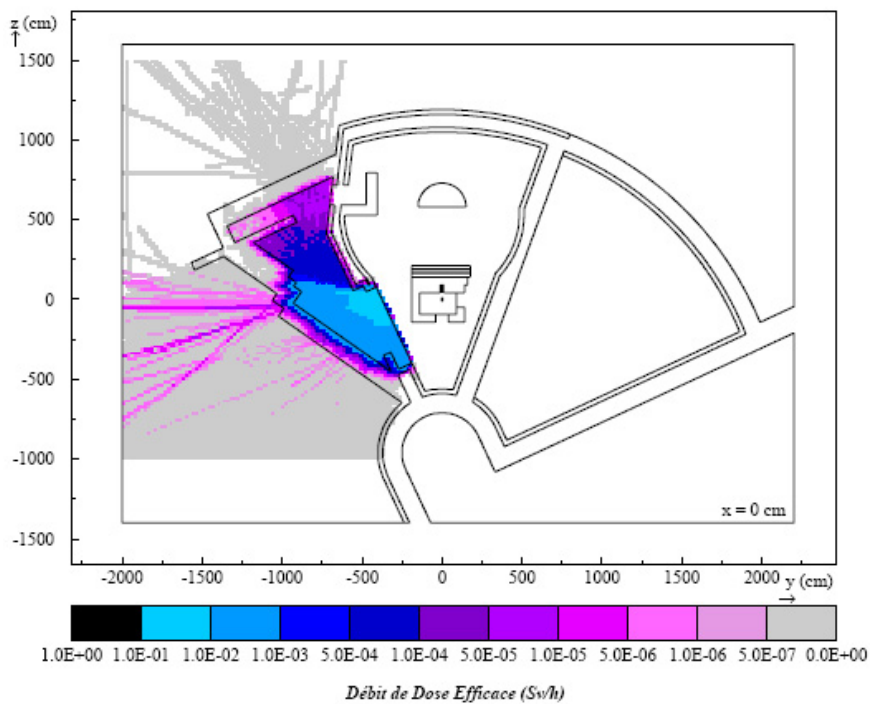


FIG. IV.31: effet de l'installation d'une porte blindée en béton de 80 cm d'épaisseur au niveau de la porte 310. Les valeurs données sont moyennées sur une hauteur entre  $x = -177.4\text{cm}$  et  $x = +22.6\text{cm}$

## IV.9 Conclusion : définition du zonage dans l'installation ALTO

Le classement proposé pour les différentes salles formant l'installation ALTO repose d'une part sur les résultats des calculs du débit de dose efficace (voir §IV.8) et sur les exigences réglementaires explicitées dans les articles 5 et 7, section 1, titre 1<sup>er</sup> de l'arrêté du 15 mai 2006 relatif aux conditions de délimitation et de signalisation des zones surveillées et contrôlées et des zones spécialement réglementées ou interdites compte tenu de l'exposition aux rayonnements ionisants.

Prenant en considération les débits de dose efficace calculés, le classement retenu est :

◊ Durant l'exploitation, les salles 210 et 310 sont des zones interdites (zone rouge). Ce régime, le plus strict quant aux conditions d'un éventuel accès, cesse à la fin de l'irradiation de l'ensemble cible source (ECS). Après une semaine de refroidissement et suite au transfert de l'ECS vers la zone d'entreposage temporaire, le régime de ces deux salles devrait redescendre au rang de zone contrôlée verte.

◊ Suite aux modifications de la structure du bunker, le débit de dose efficace obtenu dans la salle 110 reste globalement inférieur à  $0.5 \mu Sv/h$ . Néanmoins, la figure IV.24, laisse apparaître deux secteurs pour lesquels les valeurs du débit de dose efficace se situe entre  $5 \mu Sv/h$  et  $10 \mu Sv/h$ . Dès lors, le statut de la pièce 110 est celui d'une zone contrôlée verte. Cette situation est susceptible d'évoluer avec l'implantation définitive d'une part du blindage de l'aimant de séparation de PARRNe2 et d'autre part des blindages locaux qui devraient être installés autour des détecteurs.

◊ Les modifications apportées à la structure du bunker ont pour conséquence une diminution des valeurs du débit de dose efficace dans le couloir longeant les salles 110 et 210 de l'ordre de  $0.5 \mu Sv/h$ . Ce couloir est donc une zone surveillée. On soulignera l'absence de protection radiologique particulière sur le mur externe de ce couloir, frontière physique séparant la zone surveillée de l'extérieur du bâtiment (bâtiment 109N), zone publique par définition. Pour garantir le respect du statut de zone publique en proximité des murs périmétriques du TANDEM, il paraît nécessaire d'une part de renforcer localement le blindage du mur externe de la pièce 310 et d'autre part d'implanter une porte blindée de 20 cm d'épaisseur en béton par exemple.

◊ Prenant en compte les caractéristiques mécaniques des infrastructures du TANDEM (murs, dalles de sol, planchers existant et modifiés) il paraît difficile d'espérer réduire de façon conséquente les valeurs du débit de dose efficace attendues au niveau du toit de la rotonde, soit une hauteur de 12 m par rapport à l'ensemble cible-source d'ions, qui restent supérieures à celles acceptables pour une zone publique, soit  $80 \mu Sv$  pour un mois. En revanche, une alternative serait de proposer l'interdiction d'accès au toit pendant le fonctionnement d'ALTO.

Les hypothèses retenues pour le calcul du débit de dose efficace et plus particulièrement les coefficients de conversion utilisés sont les plus pessimistes. Le "commissioning" de l'installation ALTO après la mise en place de la structure Bunker est le seul moyen qui permettra de définir un plan de zonage définitif.

Dans ce contexte, la comparaison des résultats des mesures expérimentales de production d'isotopes faites pour une intensité du courant d'électrons de 100 nA avec les

#### IV.9. CONCLUSION : DÉFINITION DU ZONAGE

calculs réalisés, démontre la possibilité du code de calcul FLUKA à rendre compte de façon pertinente les mécanismes d'interaction des électrons avec la cible de carbure d'uranium et plus particulièrement le mécanisme de photofission source principale de production des photons et des neutrons dans l'installation ALTO.

# Chapitre V

## Production d'isotopes radioactifs riches en neutrons avec ALTO

### V.1 L'ensemble cible-source d'ions

Pour produire les faisceaux d'isotopes riches en neutrons par méthode ISOL avec des intensités raisonnables, une attention particulière doit être donnée pour l'optimisation de l'ensemble cible-sources d'ions. En effet, comme le montre l'équation **II.1**, l'intensité de ces faisceaux dépend du type et de la géométrie de la cible, l'efficacité de relâchement des éléments de la cible et l'efficacité d'ionisation. Ces trois facteurs sont représentés respectivement, dans l'équation **II.1**, par les paramètres  $N_c$ ,  $\epsilon_r$  et  $\epsilon_{ion}$ .

L'ensemble cible-source d'ions (ECS) utilisé et placé en bout de ligne de l'accélérateur ALTO est présenté dans la figure **V.1**.

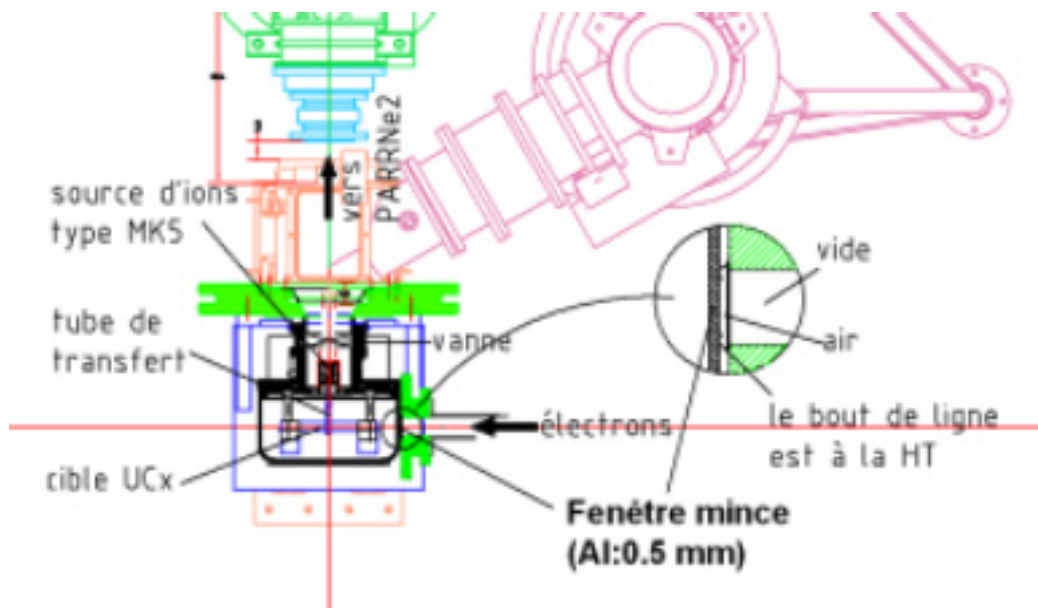


FIG. V.1: l'ensemble cible-source d'ions connecté à l'accélérateur ALTO et au séparateur de masse PARRNe2

## V.1. L'ENSEMBLE CIBLE-SOURCE D'IONS

Les électrons de 50 MeV d'énergie traversent une couche d'air de quelques millimètres d'épaisseur avant de pénétrer dans l'ECS via une fenêtre mince en inox (0,5 mm). Les produits de fission sortant de la cible effluent vers la source d'ions via le tube de transfert. Ils sont ionisés dans la source d'ions pour pouvoir être accélérés par la suite, sous forme d'ions monochargés, et suivre le processus usuel de transport et de séparation auprès de PARRNe2 comme le montre la figure V.2.

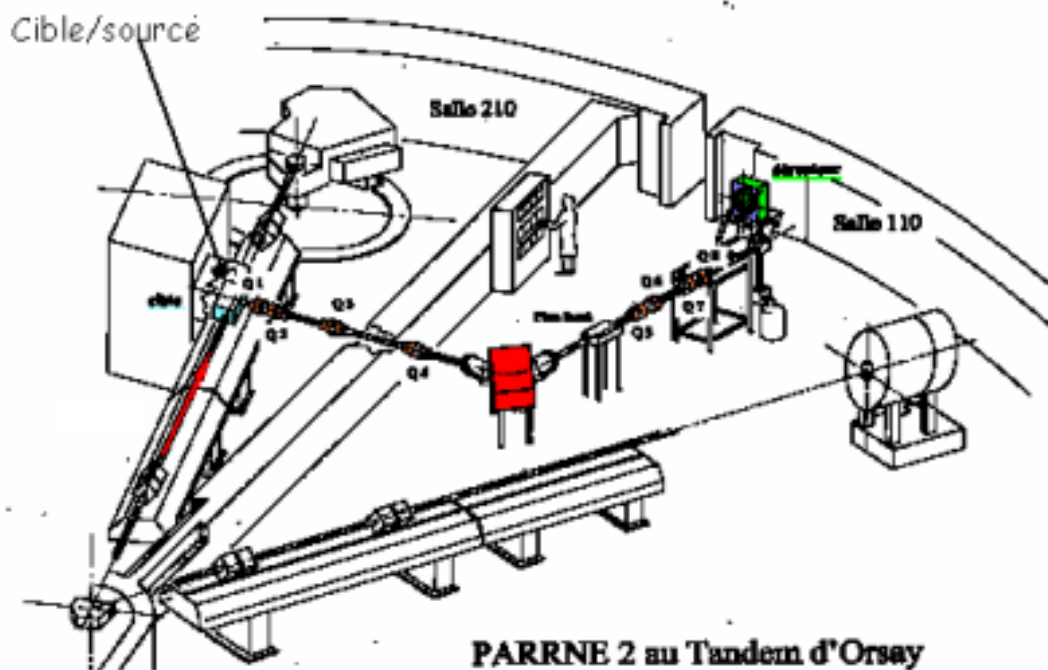


FIG. V.2: séparateur d'isotopes en ligne PARRNe2 connecté à l'ensemble cible-source d'ions

La cible d'ALTO est similaire à celle utilisée lors des expériences avec faisceau primaire de deutons. Elle est représentée sur la figure V.3. Il s'agit d'une cible  $UC_x$ , composée de carbure d'uranium et en graphite. Le processus de fabrication est similaire à celui adopté à ISOLDE au CERN et se base sur la carburation de l'oxyde d'uranium [95][96]. La cible  $UC_x$  est constituée de pastilles de 14 mm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur. Elle contient 60,8 g d' $^{238}\text{U}$  et sa longueur est de 140 mm.



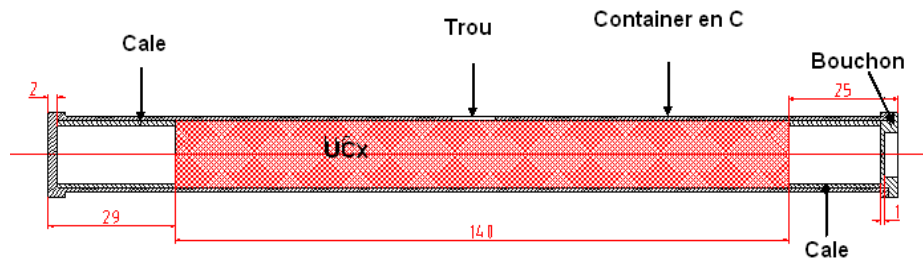


FIG. V.3: structure de la cible utilisée dans ALTO

Pour ALTO, la source d'ions utilisée est la source de type FEBIAD [97][98][99]. Son choix est basé sur le fait qu'elle a prouvé son bon fonctionnement dans les conditions habituelles pour la production des noyaux radioactifs riches en neutrons et permet de se mettre dans les conditions comparables aux précédentes expériences PARRNe.

Il est aussi envisagé d'utiliser d'autres types de sources avec ALTO. Notamment, la source d'ions IRENA (Ionization by Radial Electron Neat Adaptation) que nous développons pour fonctionner dans les installations de future génération (SPIRAL2 et EURISOL). La présentation de cette source et l'étude du premier prototype feront l'objet du chapitre 4. Pour produire des faisceaux d'isotopes très purs, une source laser de type RILIS (Resonance Ionisation Laser Ion Source) est actuellement en développement à l'IPNO.

## V.2 Etudes des interactions générées dans la cible

Bien que les mesures envisagées dans la phase de test ALTO exigent une cible similaire à celle utilisée avec des deutons, nous avons effectué des calculs pour nous assurer de l'efficacité de l'irradiation directe de la cible.

Les résultats de l'expérience de faisabilité de photofission menée au CERN [20] [21] [22] ont montré un gain en production d'un facteur 4 lorsque le faisceau d'électrons de 50 MeV d'énergie bombarde directement la cible épaisse de carbure d'uranium ( $UC_x$ ). Ceci a mis en évidence le choix d'utiliser la cible sans convertisseur.

La cible doit répondre au mieux aux différents critères d'une cible utilisée sur un dispositif de type ISOL [100]. Elle doit être portée à haute température typiquement de l'ordre de  $\sim 2000^\circ C$  afin de favoriser la cinétique des processus de diffusion et de désorption des produits de fission pour qu'ils puissent effuser par la suite vers la source d'ions. Ces processus conditionnent le relâchement de la cible ; des études détaillées de tous ces processus se trouvent dans les références suivantes [28] [101] [95]. Une meilleure efficacité de ces mécanismes dépend principalement de la température à laquelle la cible est portée. Néanmoins, en opérant à des niveaux de température élevés, la cible d'uranium doit être inerte chimiquement vis-à-vis des éléments radioactifs et des agents oxydants. Les éléments qui la composent ne doivent pas se décomposer même à haute température.

Le rendement de conversion électrons-gammas de Bremsstrahlung est défini par la fraction de l'énergie cinétique initiale des électrons qui émerge sous forme de Bremss-

## V.2. ETUDES DES INTERACTIONS DANS LA CIBLE

trahlung. Dans la cible ALTO la conversion électrons-gammas a lieu directement dans la cible. Celle-ci joue le rôle de cible de freinage et de fission en même temps.

L'épaisseur de la cible doit être optimisée pour exploiter au mieux le rayonnement gamma de Bremsstrahlung généré par l'incidence d'un faisceau d'électrons de 50 MeV d'énergie et de  $10 \mu\text{A}$  d'intensité de courant. Pour cela, on a recours à la longueur de rayonnement "radiation length"  $X_0$ . Cette grandeur est liée étroitement à la perte d'énergie d'électrons d'énergie  $E$  par Bremsstrahlung par le biais de la relation V.1. Elle est définie comme étant la distance qu'un électron d'énergie  $E$  doit parcourir pour réduire son énergie d'un facteur  $1/e$ . Elle est souvent exprimée en unité de densité de surface ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ). Pour une cible  $^{238}\text{U}$ ,  $X_0$  est de l'ordre de  $6.3 \text{ g}/\text{cm}^2$  (soit 3,3 mm) [55].

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = \frac{E}{X_0} \quad (\text{V.1})$$

Pour la cible ALTO, nous montrons avec un simple calcul Monte Carlo avec le code FLUKA [23][24] que les électrons incidents de 50 MeV d'énergie perdent la quasi-totalité de leur énergie au bout d'un parcours de 2,65 cm dans la cible (voir figure V.4). La cascade électromagnétique est alors initiée à cet endroit de la cible.

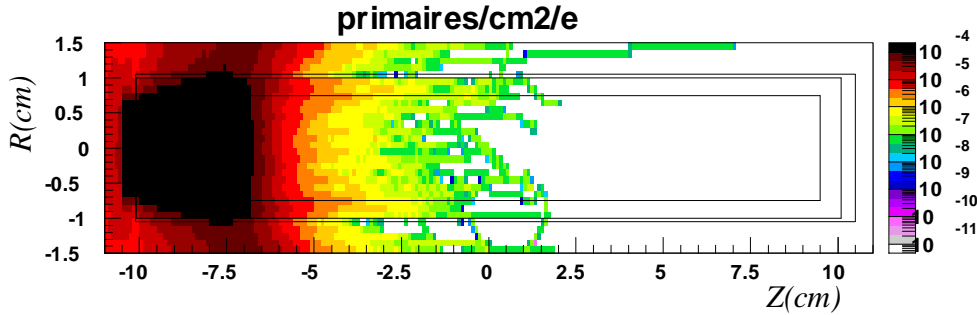


FIG. V.4: distribution des électrons (particules/ $\text{cm}^2/\text{e}$ ) issus du faisceau incident d'électrons de 50 MeV d'énergie et de  $10 \mu\text{A}$  d'intensité de courant dans l'ensemble cible

Or l'épaisseur de la cible recherchée est celle qui fournit le nombre de fissions optimum pour la production de noyaux radioactifs riches en neutrons. Ainsi, d'après la figure V.5, on en déduit que le nombre de fissions augmente avec la longueur de la cible jusqu'à atteindre la saturation à partir d'environ 14 cm de profondeur de la cible. En revanche, on remarque que 60 % du nombre de fissions global est enregistré au bout d'un parcours de  $\sim 8 X_0$  et qu'une augmentation de 30 % est constatée après un parcours supplémentaire de  $\sim 16 X_0$  dans la cible. En conclusion une longueur de cible inférieure ou égale à 14 cm suffirait pour exploiter le nombre maximum de fissions.

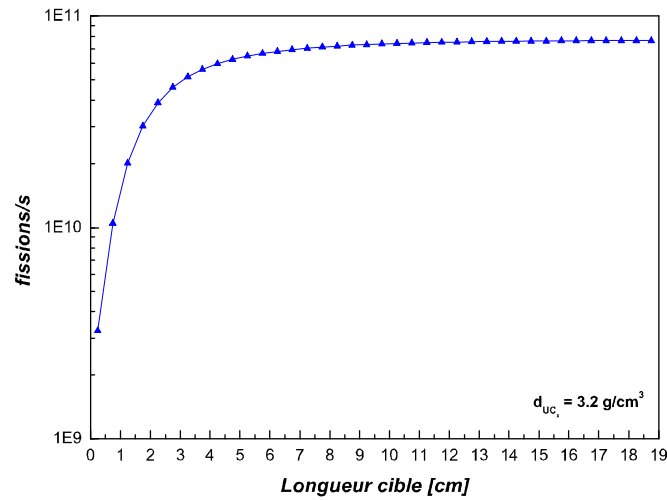


FIG. V.5: nombre de fissions induites dans la cible  $UC_x$  en fonction de la longueur ( $Z$ ) de la cible  $UC_x$  (densité  $3,2 \text{ g/cm}^3$ )

### V.2.1 Géométrie de calcul et composition

La géométrie cylindrique adoptée dans les calculs est présentée dans la figure V.6, elle possède la forme standard d'une cible épaisse dédiée pour un système ISOL. La cible d' $UC_x$  de longueur  $\sim 19 \text{ cm}$  est placée dans un creuset (container) en graphite lui même entouré par le four en tantale d'épaisseur  $0,5 \text{ mm}$ . La densité absolue d' $UC_x$  est de  $3.5 \text{ g/cm}^3$ , La densité apparente est de  $3,2 \text{ g/cm}^3$ . En effet, du fait de la présence d'interstices en les pastilles d' $UC_x$  dans le container en graphite, la densité apparente de la cible  $UC_x$  est inférieure à la densité absolue de chacune.

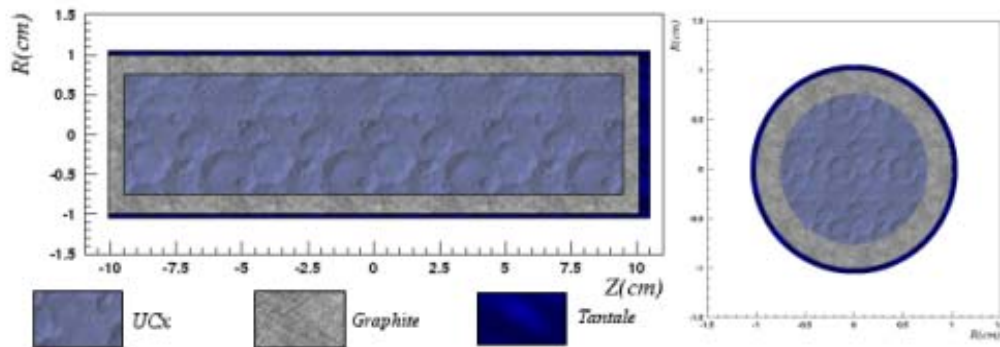


FIG. V.6: géométrie de la cible

## V.2.2 Energie et puissance déposées dans la cible

Compte tenu de l'arrêt du faisceau d'électrons en début de la cible, il est intéressant de voir l'impact du point de vue puissance déposée dans celle-ci. Pour cela, on présente dans la figure V.7 la distribution de la puissance déposée moyennée sur le diamètre de la cible. On remarque que le maximum de puissance déposée dans la cible ( $\sim 37 \text{ W/cm}^3$ ) se situe dans l'endroit où la densité de distribution des électrons est à son maximum aussi. La figure V.8 montre que l'énergie déposée (une quantité proportionnelle à la puissance déposée<sup>1</sup>) décroît rapidement une fois que la densité des électrons primaire aurait atteint son maximum. Une explication à cela, mais n'est pas l'unique, est l'effet d'augmentation de puissance par les photons de Bremsstrahlung dont l'énergie est en dessous du seuil des réactions d'intérêt (voir figure V.8). Le gradient large qui apparaît radialement est dû à la structure étroite du faisceau d'électrons choisie dans les hypothèses de base pour le calcul. En dehors du domaine où la densité des électrons est maximale, la puissance déposée demeure plus prononcée vers l'avant dans la direction du faisceau. Ceci peut être attribué à l'effet des photons produits plus vers l'avant.

Il est clair que le dépôt de puissance dans la cible ne pose pas de problème pour notre cas avec un faisceau incident de 500 W de puissance. Néanmoins, son effet peut avoir un impact sur l'homogénéité de répartition de température dans la cible qui peut influencer l'efficacité de relâchement des éléments produits par fission. Pour des faisceaux incidents d'intensités plus fortes (cas de SPIRAL2 par exemple), l'impact de la puissance déposée dans la cible doit être pris en considération.

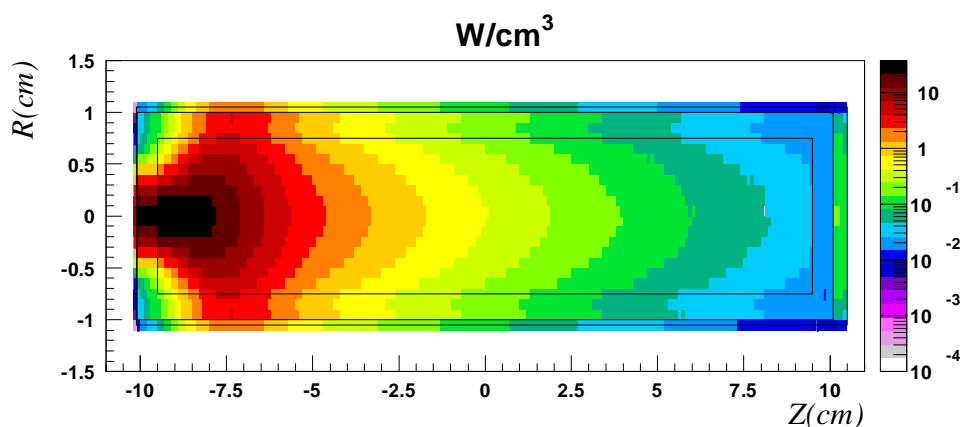


FIG. V.7: densité de la puissance déposée dans l'ensemble cible d'ALTO pour un faisceau d'électrons de 50 MeV et 10  $\mu\text{A}$  d'intensité de courant

<sup>1</sup>L'unité standard de l'énergie déposée donnée par le code FLUKA est exprimée en  $\text{GeV/cm}^3/\text{é}$ . La densité de puissance est obtenu en  $\text{W/cm}^3$  en multipliant l'unité standard ( $\text{GeV/cm}^3/\text{é}$ ) par le facteur P défini comme suit :  $P = 1.60217 \times 10^{-10} [\text{J/GeV}] \times 6.25 \times 10^{13} [\text{é/s}] = 10013.56 [\text{W}_{\text{électron}}/\text{GeV}]$

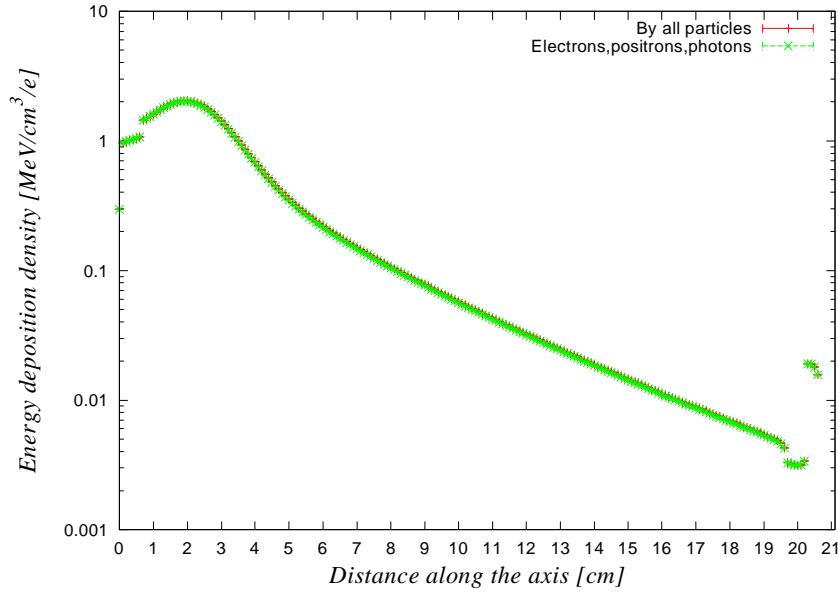
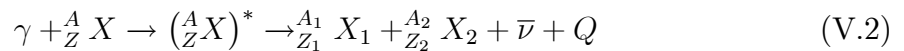


FIG. V.8: évolution de l'énergie déposée en fonction de la longueur de la cible d'ALTO pour un faisceau d'électrons de 50 MeV et 10  $\mu\text{A}$  d'intensité de courant

### V.2.3 Nombre de fissions

De la figure V.5 on en déduit un nombre de fissions total de l'ordre de  $8 \times 10^{10}$  fissions/s. La densité spatiale de fission est présentée par la figure V.9. Elle est à son maximum où le flux de photons est maximum aussi (voir plus loin la figure IV.6). En effet, en analysant la figure V.10 on montre que la contribution des neutrons dans la fission est de deux ordres de grandeur en moins par rapport à celle des photons. Ceci confirme que les acteurs majeurs de la fission dans ce cas de configuration sont les photons.

Les réactions de photofission prennent effet principalement au niveau du domaine d'énergie de la GDR où le photon absorbé par le noyau forme un noyau composé dans un état excité. Le code FLUKA traite ces réactions comme des réactions d'évaporation en estimant que l'énergie due à l'absorption d'un photon sera dissipée d'une manière équivalente d'un noyau composé comme le montre la réaction V.2 [83].



Avec  $\bar{\nu}$  : le nombre moyen de neutrons prompts émis par photofission,  $Q$  : la quantité d'énergie libérée par fission, et  $X_1$  et  $X_2$  sont les produits de fissions.

Les valeurs affichées dans la figure V.10 correspondent au nombre de fissions moyen à chaque pas d'épaisseur de 0,5 cm. La baisse du nombre de fissions induites au long de la longueur de la cible résulte de la chute de flux des gammas induisant la chute du flux des neutrons.

## V.2. ETUDES DES INTERACTIONS DANS LA CIBLE

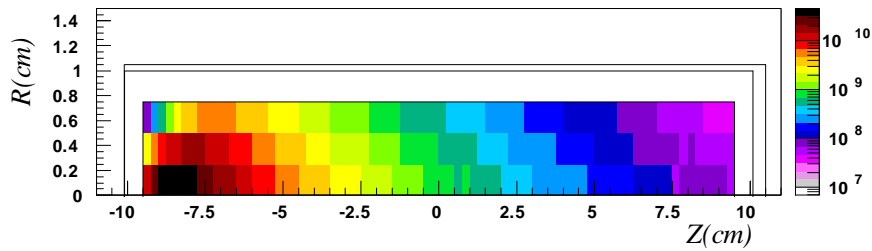


FIG. V.9: distribution spatiale de la densité de fission (fission/cm<sup>3</sup>/s) pour un faisceau d'électrons de 50 MeV d'énergie et 10  $\mu$ A d'intensité de courant (densité de la cible d = 3.2 g/cm<sup>3</sup>)

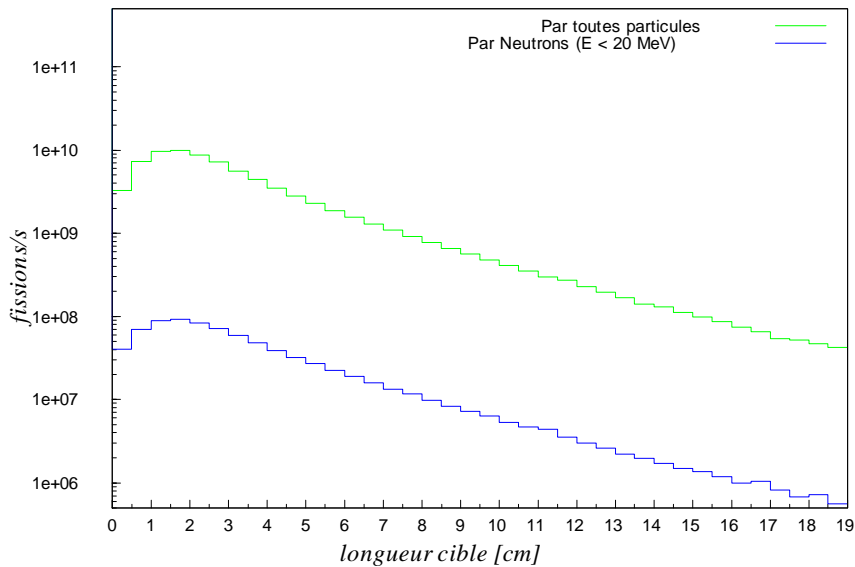


FIG. V.10: évolution du nombre de fissions non cumulé dans l'ensemble cible d'ALTO pour un faisceau d'électrons de 50 MeV d'énergie et 10  $\mu$ A d'intensité de courant (densité 3.2 g/cm<sup>3</sup>)

### V.2.4 Distribution en masse des produits de fission

Afin d'évaluer la production directe dans la cible (atomes/s), nous avons effectué des simulations avec FLUKA. L'option utilisée pour les simulations est le RESNUCLEI qui donne directement les noyaux résiduels produits dans la cible.

La littérature contient peu de données expérimentales et souvent non complètes sur les rendements de production pour la photofission. Néanmoins les données fournies par

## CHAPITRE V. ISOTOPES RADIOACTIFS RICHES EN NEUTRONS

Jacobs [102] donnent les rendements cumulés pour des énergies d'électrons se situant autour de 50 MeV : 30 MeV et 70 MeV. Le fait que ces données sont normalisées à 200% nous a permis de situer nos résultats par rapport aux données expérimentales. Pour justifier cela nous présentons les rendements de production pour les neutrons de 14 MeV d'énergie. Dans la figure V.11 une première courbe désigne le rendement indépendant ( $N_{in}$ ) et une deuxième relative au rendement cumulé ( $N_{cum}$ ) et aussi renormalisé à 200% [103]. Une conséquence immédiate de cette analyse est l'équivalence de ces deux approches. Ainsi nous avons pu situer nos résultats par rapport aux données expérimentales issues de la référence [102] pour des énergies d'électrons.

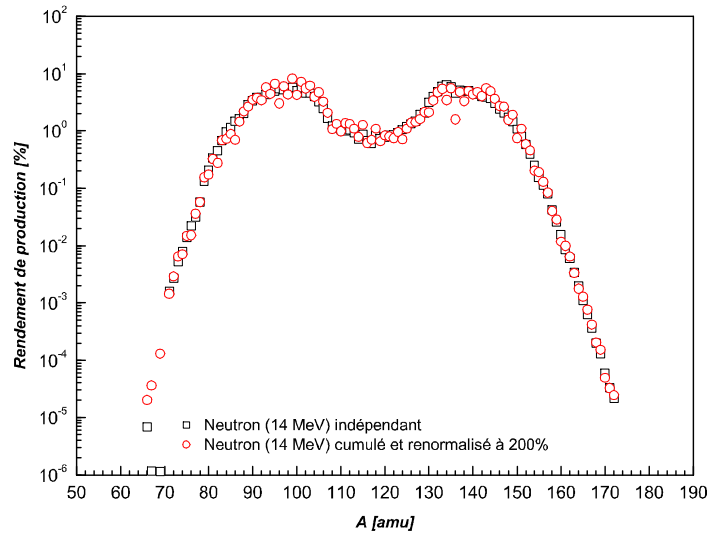


FIG. V.11: rendement de production isotopique ( en pourcentage) indépendant (courbe noir) et cumulé et normalisé à 200% (courbe rouge) pour les neutrons de 14 MeV

De plus et afin de se mettre dans les mêmes conditions de la cible d'ALTO, le nombre de fissions pour ces différentes énergies a été renormalisé en utilisant les données de la courbe présentée par la figure II.3.

La figure V.12 montre une comparaison des distributions en masses pour des énergies de 30 MeV, 50 MeV et 70 MeV. Cette comparaison montre une évolution conforme à ce qui est attendu : l'augmentation de la fission symétrique en fonction de l'énergie. Pour ces énergies d'électrons incidents la fission demeure majoritairement asymétrique avec les deux pics de masses autour de 95 uma et 135 uma. Le maximum de production à 50 MeV est de  $\sim 2.5 \times 10^{10}$  atomes/s. Une bonne concordance entre les données disponibles dans la littérature et les résultats des simulations est constatée. La figure V.13 présente la production directe dans la cible pour chaque isotope produit (diagramme (N, Z)).

## V.2. ETUDES DES INTERACTIONS DANS LA CIBLE

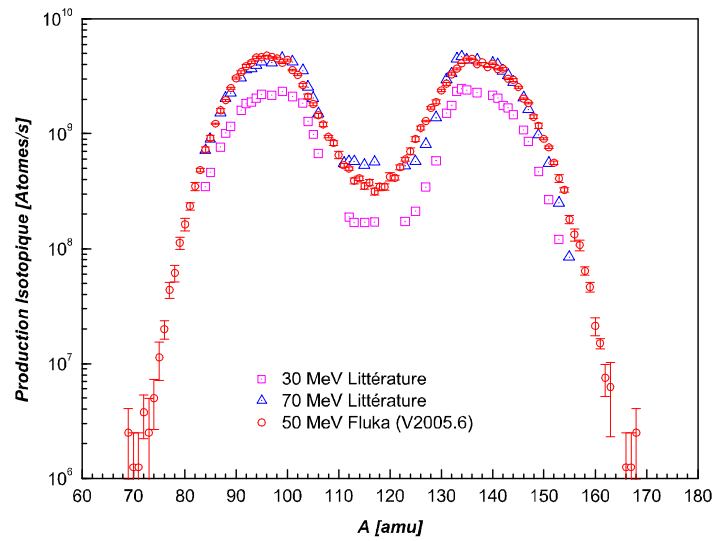


FIG. V.12: distribution en masses de la production isotopique (atomes/s) pour des énergies d'électrons incidents de 50 MeV (simulations), 30 MeV [102] et 70 MeV [102]

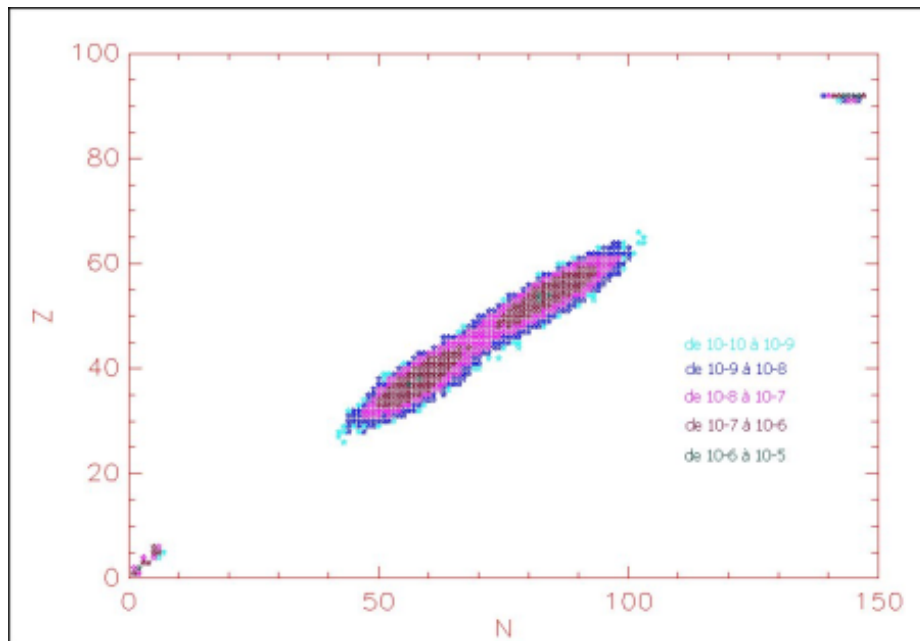


FIG. V.13: diagramme (N, Z) de production isotopique dans la cible (Atomes/cm<sup>3</sup>/e) pour un faisceau d'électrons de 50 MeV d'énergie



### V.3 Production des isotopes de Kr, Ag, Sn, I et Xe avec ALTO

Pour se mettre dans les mêmes conditions de production qu'avec les deutons, nous avons utilisé un même ECS : une cible  $UC_x$  et une source d'ions à plasma MK5. De plus, pour avoir le même nombre de fissions dans la cible nous avons limité l'intensité de courant du faisceau d'électrons à 100 nA.

Afin de pouvoir confirmer nos calculs pour le dossier d'autorisation, ainsi que pour comparer nos estimations avec les productions deutons, une première campagne de mesure a été réalisée pour les isotopes de Kr, Ag, Sn, I et Xe. Les noyaux de Kr et Xe se trouvent sur les deux "bosses" de fission, les noyaux de l'Argent situés en bord de "bosse", les noyaux de Sn présentent un grand intérêt physique et les noyaux de l'I, éléments très volatiles à haute température et font partie des noyaux clés (en particulier  $^{131}\text{I}$ ) en matière de radioprotection.

#### V.3.1 Dispositif expérimental de mesure

Le faisceau radioactif issu du séparateur de masse est implanté pendant un temps de collection donné sur une bande de mylar aluminisée, constituant ainsi une source radioactive. Un temps d'acquisition est associé pour chaque temps de collection sur la bande. Après l'achèvement de l'acquisition, le dérouleur de bande se déplace pour évacuer la radioactivité déposée et ne pas polluer la mesure suivante. Ceci constitue une séquence de cycle de mesure, le contrôle des cycles et du dérouleur est assuré par un logiciel. Il est nécessaire d'avoir un nombre important de séquences de mesure dans le cycle pour avoir une bonne statistique de mesure.

Pour la mesure de production, nous avons placé, autour du point de collection, (voir figure **V.14**) un détecteur germanium, très rapproché de la bande et un scintillateur plastique " $4\pi\beta$ " entourant la bande de mylar et couvrant la quasi-totalité de l'angle solide.

La désexcitation des noyaux radioactifs peut se dérouler en plusieurs étapes successives, par transition vers un (ou des) état(s) excité(s) intermédiaires et déclencher alors une cascade d'émissions de photons  $\gamma$ , chacun d'entre eux possédant une énergie égale à la différence d'énergie entre les deux états concernés. Dans le cas des noyaux radioactifs riches en neutrons émetteurs  $\beta^-$ , le  $4\pi\beta$  permet leur identification par la détection des électrons associés à la décroissance  $\beta$ . En effectuant des coïncidences  $\beta - \gamma$ , on peut identifier des noyaux très peu produits dont les raies d'émission  $\gamma$  seraient noyées dans le bruit de fond.

L'acquisition des données se fait grâce à une carte d'acquisition de données COMET développée à l'IPNO. Avec ce système d'acquisition, chaque détecteur est considéré comme une voie indépendante pour laquelle le signal physique est codé (amplitude, charge...) et associé à une information en temps absolu. Les données issues des différentes voies indépendantes subissent un post-traitement informatique en temps réel ou en temps différé par la suite et les événements de coïncidence peuvent être ainsi obtenus.

### V.3. PRODUCTION DES ISOTOPES DE KR, AG, SN, I ET XE

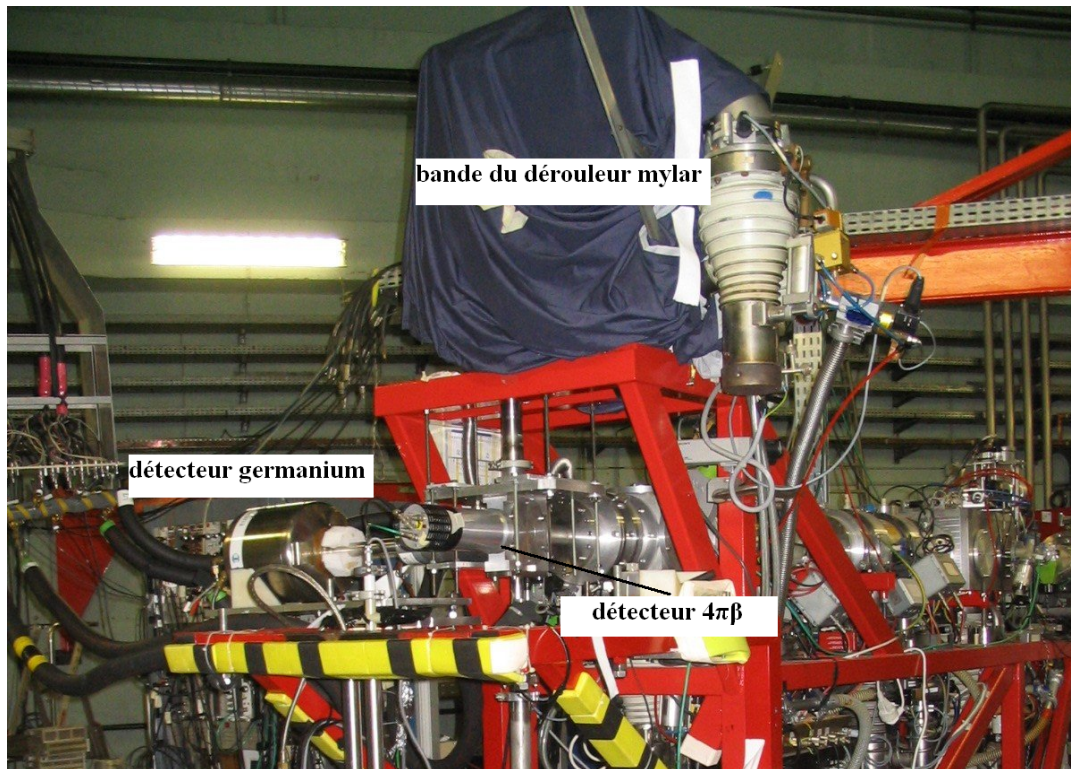


FIG. V.14: dispositif de détection au bout de la ligne PARRNe2, utilisé pendant les mesures de production avec une intensité du faisceau d'électrons de 100 nA

#### V.3.2 Détermination des efficacités dans la production des Kr, Ag, Sn, I et Xe

La production des isotopes de Kr, Ag, Sn, I et Xe a déjà été mesurée par fission induite par des neutrons rapides. Ces derniers étaient obtenus en arrêtant un faisceau de deutons de 26 MeV et d'intensité  $1 \mu A$  sur un convertisseur. Au cours de ces mesures, le temps de relâchement pour ces différents éléments a été mesuré et le mécanisme associé (effusion ou diffusion) a pu être identifié [104]. Ceci en comparant les courbes expérimentales de relâchement aux spectres théoriques calculés pour chacun des mécanismes et pour chaque isotope. Ainsi, le mécanisme de relâchement le plus probable est obtenu pour le minimum d'écart quadratique moyen entre les courbes expérimentales et calculées [104]. Pour la suite, on s'intéresse seulement à l'efficacité de relâchement relative à chaque isotope. Il n'est pas question ici d'entrer dans les détails des méthodes de mesures et de calculs du temps de relâchement. Les références [105][104][22] contiennent une revue détaillée à ce sujet.

Pour une cible solide réfractaire  $UC_x$ , trois processus interviennent dans le relâchement des éléments radioactifs : la diffusion granulaire, la diffusion intergranulaire et l'effusion (ou encore désorption). Pour les cibles  $UC_x$  portées à haute température au-delà de 1700 °C seulement la diffusion granulaire et l'effusion interviennent [95]. Ces deux processus conditionnent effectivement le relâchement à haute température.

## CHAPITRE V. ISOTOPES RADIOACTIFS RICHES EN NEUTRONS

La diffusion granulaire dans un solide cristallin correspond à des sauts effectués par des atomes dans le défaut du cristal sous l'effet de l'agitation thermique. On appelle effusion, le processus de transport d'un atome qui va aller en ligne droite jusqu'à une paroi du solide où il va rester collé un certain temps avant d'aller sur une autre paroi, et ce, jusqu'à atteindre la source d'ions. L'importance relative de ces deux processus sur le temps de relâchement dépend de la structure poreuse de la cible, de la dimension des isotopes et de leurs propriétés physico-chimiques. Les détails théoriques de ces processus sont bien discutés dans la référence [28].

Pour un isotope de demi-vie  $T_{1/2}$  et ayant un temps de relâchement  $T_R$ , l'intensité mesurée dépend directement de l'efficacité de relâchement (équation II.1). Dans le cas où le processus de relâchement prédominant est l'effusion, l'efficacité de relâchement  $\varepsilon_r$  est donnée par la relation V.3.

$$\varepsilon_r = \frac{T_{1/2}}{T_{1/2} + T_R} \quad (\text{V.3})$$

Dans le cas où il est conditionné principalement par la diffusion et en admettant une forme sphérique des grains formant la cible, l'efficacité de relâchement est donnée par la relation V.4.

$$\varepsilon_r = \frac{3 \left( \sqrt{\pi^2 \frac{T_R}{T_{1/2}}} \times \coth \left( \sqrt{\pi^2 \frac{T_R}{T_{1/2}}} \right) - 1 \right)}{\pi^2 \frac{T_R}{T_{1/2}}} \quad (\text{V.4})$$

Le tableau V.1 regroupe les différents processus de relâchement dominants et les temps de relâchement pour les isotopes de Kr, Ag, Sn, I et Xe mesurés à PARRNe.

Isotope	Processus de relâchement	$T_R(s)$
Kr	Diffusion	11±3
Ag	Effusion	3.2±1
Sn	Effusion	55±10
I	Diffusion	17±6
Xe	Diffusion	21±6

TAB. V.1: propriétés de relâchement pour les isotopes de Kr, Ag, Sn, I et Xe. [104]

### V.3.3 Estimations des intensités de faisceaux

La production des noyaux radioactifs produits dans la cible est donnée par l'option RESNUCLEI de FLUKA en fonction du numéro atomique  $Z$  et du nombre de neutrons  $N$  pour chaque isotope produit. Ainsi les éléments de chaînes isotopiques de Kr, Ag, Sn, I et Xe présents dans la cible sont déterminés par le biais de leurs numéros  $Z$  et  $N$ . Pour estimer la production de chaque isotope sur la bande du dérouleur, on a recours à l'équation II.1. En effet, l'intensité du faisceau radioactif relative à chaque isotope est déterminée en multipliant la production dans la cible par l'efficacité d'ionisation ( $\varepsilon_{ion}$ ), l'efficacité de relâchement ( $\varepsilon_r$ ) et l'efficacité de transport du séparateur ( $\varepsilon_{tr}$ ). Les deux premières efficacités sont spécifiques à chaque isotope et l'efficacité du transport est caractéristique du séparateur de masse. D'après des mesures antérieures, l'efficacité de

### V.3. PRODUCTION DES ISOTOPES DE KR, AG, SN, I ET XE

transport du séparateur est de l'ordre de 80%. Les efficacités d'ionisation d'une source MK5 pour les isotopes de Kr, Sn et Xe sont respectivement de l'ordre de 5%, 5% et 6% d'après les références [106][107]. Pour l'Ag et I, elles sont estimées respectivement à 7% et 10%. Les efficacités de relâchement sont déterminées par les équations V.4 et V.3. Les calculs ainsi réalisés sont comparés ci-dessous avec les mesures obtenues.

#### V.3.4 Résultats et discussions

Les intensités des faisceaux radioactifs des isotopes de Kr, Ag, Sn, I et Xe mesurées au bout de la ligne PARRNe2 sont corrigées de la contribution provenant de la décroissance des noyaux pères au cours de la période d'acquisition. Les résultats des simulations Monte Carlo sont faites pour 10 millions d'évènement d'électrons. Ainsi l'erreur statistique moyenne des calculs est globalement inférieure à 5%.

Dans ce qui suit nous présentons seulement les résultats de calculs pour les masses qui ont été détectées expérimentalement. La totalité des résultats est présentée sous forme de tables dans l'annexe A.

#### Chaîne isotopique du Krypton (Kr)

Les intensités de faisceaux obtenues pour les isotopes du Krypton sont présentées dans la figure V.15. Le  $^{86}\text{Kr}$  n'a pas été détecté puisqu'il est stable.

Les mesures expérimentales faites avec les deutons et celles avec ALTO sont en bon accord. Les résultats des mesures valident bien nos calculs pour les isotopes  $^{93}\text{Kr}$  ( $T_{1/2} = 1,29$  s),  $^{92}\text{Kr}$  ( $T_{1/2} = 1,85$  s),  $^{91}\text{Kr}$  ( $T_{1/2} = 8,57$  s),  $^{90}\text{Kr}$  ( $T_{1/2} = 32,32$  s). En revanche, les intensités des noyaux de  $^{89}\text{Kr}$  ( $T_{1/2} = 3,18$  mn),  $^{88}\text{Kr}$  ( $T_{1/2} = 2,84$  h),  $^{87}\text{Kr}$  ( $T_{1/2} = 76,3$  mn) calculées sont sous estimées par rapport aux mesures expérimentales. Il faut cependant noter que nos calculs correspondent à des productions indépendantes. Or, alors que pour les noyaux de courte durée de vie les productions indépendantes et cumulées sont pratiquement identiques, la production indépendante est bien inférieure à la production cumulée pour les isotopes à longue durée de vie. Et la différence entre production cumulée et production indépendante croît avec la durée de vie de l'isotope. Cette remarque est illustrée par les rendements obtenus pour les noyaux  $^{90}\text{Kr}$  et  $^{87}\text{Kr}$  dans le cas de la fission induite par les neutrons de haute énergie (voir tableau V.2).

Noyaux	$T_{1/2}$	Rendement indépendant (%)	Rendement cumulé (%)
$^{90}\text{Kr}$	32,32 s	1,88	2,75
$^{87}\text{Kr}$	76,3 mn	$8,28 \times 10^{-2}$	1,68

TAB. V.2: rendements de production indépendants et cumulés pour les noyaux de  $^{87}\text{Kr}$  et  $^{90}\text{Kr}$  dans le cas de la fission induite par les neutrons de haute énergie [103]

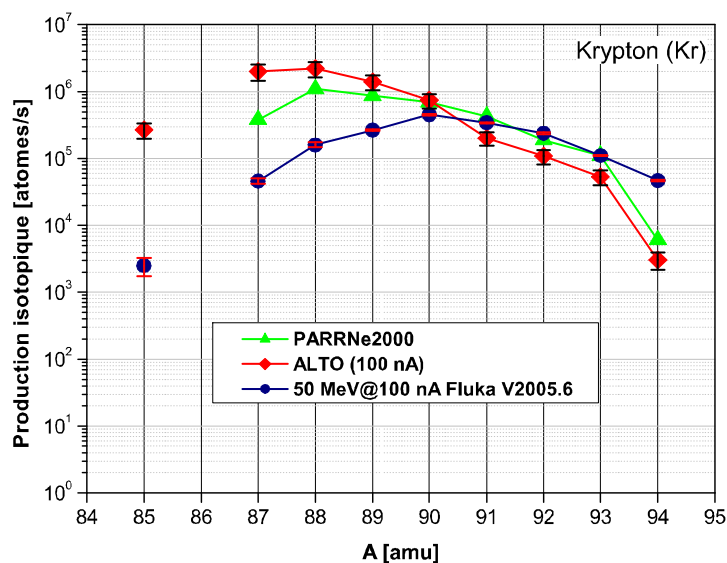


FIG. V.15: productions des isotopes de Kr obtenues expérimentalement avec PARRNe, ALTO (100 nA) et par simulations Monte Carlo FLUKA

### Chaîne isotopique de l'Argent (Ag)

La figure V.16 présente les résultats de mesures expérimentales faites avec PARRNe et ALTO d'une part, et les résultats de nos calculs d'autre part, pour les noyaux de l'Argent. Les deux courbes expérimentales présentent un écart constant entre les mesures relatives à l'irradiation deutons et les mesures faites avec ALTO pour toute la chaîne d'isotopes. En revanche, elles gardent la même allure. Cet écart constant traduit une différence d'efficacité entre les deux expériences. Ceci peut être dû à une différence d'efficacité d'ionisation ou une divergence du faisceau d'électrons sur la cible. La première hypothèse a été vérifiée et donc écartée. Pour contrôler la focalisation du faisceau d'électrons sur la cible, on ne disposait pas de moyens déjà installés sur l'accélérateur pour cette première expérience. Néanmoins, on a constaté le même effet (diminution de production) sur les autres éléments dont les productions ont été mesurées successivement (le cas des noyaux du cadmium (Cd) est présenté en annexe A dans la figure A.1 et le tableau A.6).

La figure V.16 montre un très bon accord entre les calculs et les mesures expérimentales relatives à l'irradiation deutons pour les éléments de  $^{121}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 0,78$  s),  $^{122}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 0,48$  s),  $^{123}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 0,309$  s) et  $^{124}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 0,172$  s). Cependant la production des noyaux de  $^{117}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 72,8$  s),  $^{118}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 3,78$  s),  $^{119}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 2,1$  s) et  $^{120}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 1,23$  s) est sous estimée par les calculs par rapport aux mesures expérimentales relatives à l'irradiation deutons. Pour ces noyaux, l'écart entre les mesures expérimentales et les calculs croît avec la durée de vie de l'isotope. En effet, les mesures expérimentales correspondent à la production cumulée et nos calculs donnent

### V.3. PRODUCTION DES ISOTOPES DE KR, AG, SN, I ET XE

une production indépendante. On cite respectivement, comme exemple, le rendement de productions indépendantes et cumulées de  $^{117}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 72.8 \text{ s}$ ) pour la fission induite par les neutrons de haute énergie :  $4.09 \cdot 10^{-2} \%$  et  $3.01 \cdot 10^{-1} \%$  [103].

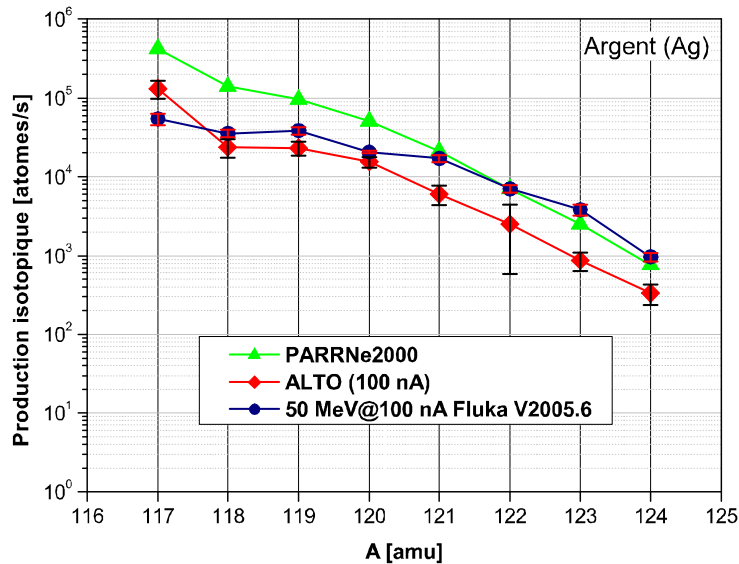


FIG. V.16: productions des isotopes de Ag obtenues expérimentalement avec PARRNe, ALTO (100 nA) et par simulations Monte Carlo FLUKA

#### Chaîne isotopique de l'Etain (Sn)

La figure V.17 montre la production isotopique de Sn. Les courbes montrent une très bonne reproduction des mesures expérimentales par les calculs. Par ailleurs, la différence de production entre les noyaux pairs-pairs et impairs liée au processus de la fission froide dans la photofission existe dans nos calculs mais elle est plus faible que ce qui est observé expérimentalement.

#### Chaîne isotopique de l'Iode (I)

Pour les noyaux d'Iode, nous montrons d'après la figure V.18 un excellent accord entre les mesures expérimentales et les calculs.

## CHAPITRE V. ISOTOPES RADIOACTIFS RICHES EN NEUTRONS

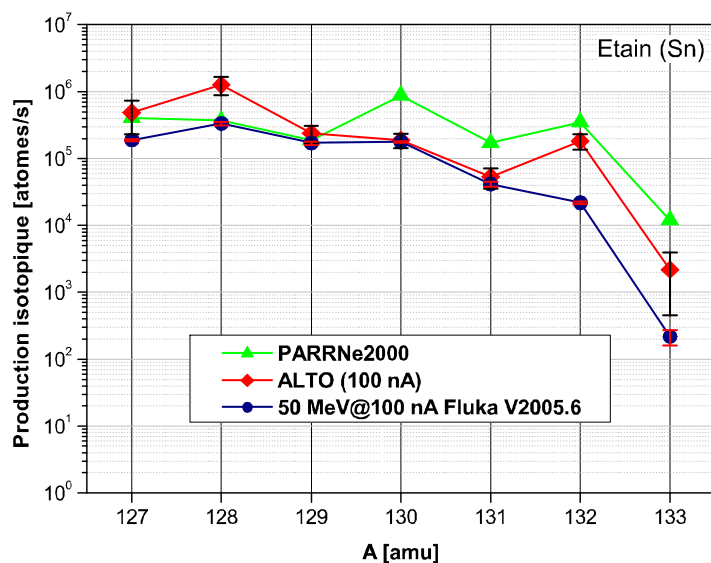


FIG. V.17: productions des isotopes de Sn obtenues expérimentalement avec PARRNe, ALTO (100 nA) et par simulations Monte Carlo FLUKA

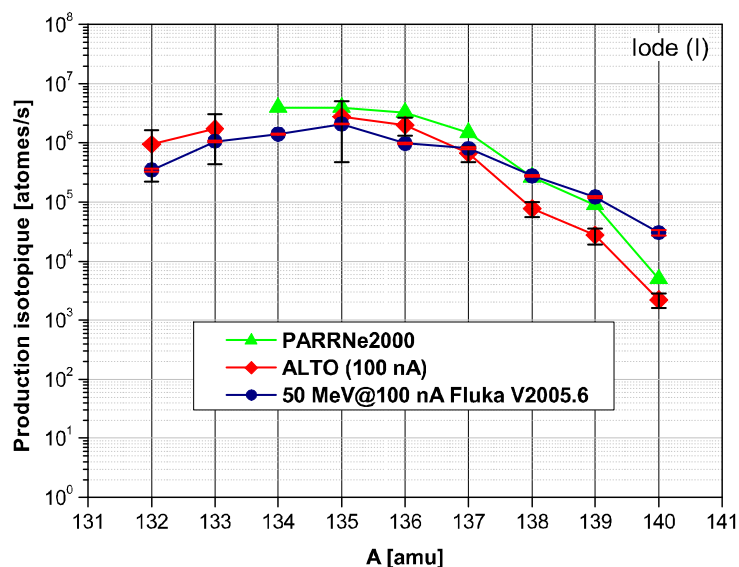


FIG. V.18: productions des isotopes de I obtenues expérimentalement avec PARRNe, ALTO (100 nA) et par simulations Monte Carlo FLUKA



## V.4. CONCLUSION

### Chaîne isotopique du Xénon (Xe)

Le xénon, comme le krypton, est un gaz rare. La figure V.19 présente la distribution isotopique pour cet élément comme un produit de fission. Pour les noyaux de  $^{137}\text{Xe}$  ( $T_{1/2} = 3,82$  mn),  $^{139}\text{Xe}$  ( $T_{1/2} = 39,68$  s),  $^{140}\text{Xe}$  ( $T_{1/2} = 13,6$  s),  $^{141}\text{Xe}$  ( $T_{1/2} = 1,73$  s),  $^{142}\text{Xe}$  ( $T_{1/2} = 1,24$  s) et  $^{143}\text{Xe}$  ( $T_{1/2} = 0,3$  s), les mesures expérimentales faites avec PARRNe et ALTO présentent un excellent agrément. On obtient un accord satisfaisant entre nos calculs et les mesures expérimentales faites avec PARRNe et ALTO.

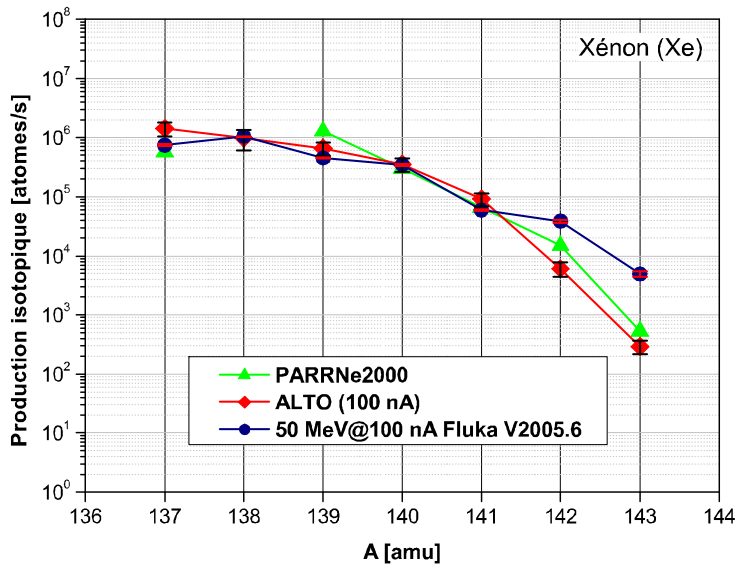


FIG. V.19: productions des isotopes de Xe obtenues expérimentalement avec PARRNe, ALTO (100 nA) et par simulations Monte Carlo FLUKA

## V.4 Conclusion

D'après les résultats de mesures de production relatives aux éléments Kr, Ag, Sn, I et Xe, nous déduisons des constatations communes à tous ces éléments. Ainsi on note que les allures des courbes expérimentales sont bien reproduites par nos calculs. En particulier nos résultats de calculs, correspondant à des productions indépendantes sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux pour les noyaux de courtes durées de vie. Par contre, les mesures expérimentales sont supérieures aux valeurs calculées dès que les durées de vie deviennent relativement longues, puisque pour les longues durées de vie, on mesure la production cumulée.

Les mesures expérimentales faites avec PARRNe sont conservées avec ALTO pour une intensité du courant d'électrons de 100 nA. Ceci, dans la mesure où on estime qu'une barre d'erreur de reproductibilité des résultats expérimentaux, d'une expérience à une autre, est d'un facteur 2. Ceci est vrai pour l'étain 132, noyau doublement



## CHAPITRE V. ISOTOPES RADIOACTIFS RICHES EN NEUTRONS

magique et particulièrement intéressant. Cela nous permet de confirmer le gain d'un facteur 100 attendu pour la photofission avec ALTO avec un faisceau d'électrons de 10  $\mu\text{A}$  par rapport à la fission induite par neutrons rapides.

Nous avons constaté à travers les calculs prévisionnels un gain en nombre de fissions de deux ordres de grandeur par rapport aux deutons de 26 MeV et 1  $\mu\text{A}$  d'intensité de courant ( $\sim 10^{11}$  *fission/s* (ALTO 10 $\mu\text{A}$  électrons@50 MeV) contre  $\sim 10^9$  *fission/s* (1  $\mu\text{A}$  deutons @26 MeV)). Notons aussi un gain similaire pour la production des isotopes radioactifs riches en neutrons autour des pics de rendement de fission. On atteindra des valeurs comparables à ISOLDE, la production du  $^{132}\text{Sn}$  avec une cible  $\text{UC}_x$  combinée à une source laser est de  $3 \times 10^8 \mu\text{C}^{-1}$  [108].

La comparaison des résultats de mesures avec ALTO avec une intensité de courant du faisceau de 100 nA, pour les chaînes isotopiques de Kr, Sn, I et Xe aux estimations que nous avons réalisés avec le code Monte Carlo FLUKA sont cohérentes. Ainsi, les mesures expérimentales ont permis de valider nos calculs, ce qui montre que le code est bien calibré pour la photofission avec un faisceau d'électrons de 50 MeV incident sur une cible UCx.



# Chapitre VI

## Source d'ions IRENA

### VI.1 Les motivations

L'irradiation à forte intensité impose des conditions de fonctionnement de la source d'ions particulièrement contraignantes. Par exemple, pour SPIRAL 2, l'activation totale générée au niveau de la station d'irradiation, pour un temps de refroidissement nul, est estimée à 370 TBq [109].

Concevoir une source d'ions devant résister à d'importantes radiations et au voisinage d'une cible à haute température représente un véritable défi technologique.

En fait, une source d'ions dédiée à de telles installations doit répondre au mieux aux critères suivants :

◊ Une efficacité d'ionisation élevée et stable :

Il est évident, d'une façon générale, qu'une source d'ions doit avoir une efficacité élevée. Cela est tout particulièrement nécessaire concernant la production de faisceaux radioactifs avec faisceau primaire intense. En effet, une grande partie des isotopes recherchés ont de faibles sections efficaces de production. Pour pouvoir bénéficier de toute l'intensité du faisceau primaire, et limiter la production inutile de radioisotopes, il faut développer une source des plus efficaces. De plus, compte tenu de la proximité et de la taille de la cible de fission chauffée aux alentours de  $2000^{\circ}\text{C}$ , la source doit avoir une efficacité dépendant peu de l'évolution du dégazage.

◊ Une sélectivité chimique :

Les réactions générées dans la cible produisent une multitude d'isotopes. La séparation en ligne ne suffit parfois pas à trier convenablement le faisceau extrait de la source d'ions ; le faisceau d'isotopes sélectionnés peut contenir une importante contamination isobarique. Par conséquent, la source doit pouvoir intégrer des procédés chimiquement sélectifs afin d'améliorer la pureté du faisceau d'ions radioactifs produits et laisser les espèces non désirées confinées au voisinage de la cible.

◊ Une durée de vie longue :

Pour qu'une installation de seconde génération soit exploitable, la source d'ions doit pouvoir maintenir ses performances de départ aussi longtemps que possible. Le projet SPIRAL 2 a fixé une durée de l'ordre de 3 mois dans le cahier des charges. La fiabilité de la source est plus que jamais très demandée. Une durée de vie limitée est très pénalisante dans la mesure où le temps nécessaire pour remplacer un ECS

## VI.2. SOURCES D'IONS DE TYPES FEBIAD ET EBG

irradié devient substantiel et que la quantité de matière activée dans un seul ECS est considérable.

◇ Une activation minimum :

Minimiser le nombre de composants aux endroits de fortes radiations de sorte à réduire les déchets nucléaires doit être considéré comme un critère majeur. Le choix des matériaux et la disposition des différents composants de la source d'ions doit prendre en compte cet aspect.

Actuellement aucune source d'ions ne répond véritablement à ce cahier des charges. Bien que nécessitant des études d'adaptation et de développements, la source à photo-ionisation laser et la source thermo-ionique répondent, actuellement, les mieux à ce cahier des charges.

Dans le cadre de SPIRAL 2, des études sur la source laser sont en cours à l'IPN d'Orsay [110]. La source à photo-ionisation laser présente l'immense avantage de déporter loin de la zone d'irradiation l'ensemble du système laser. Cependant, il est fondamental de parvenir à fiabiliser et sécuriser les systèmes de transmission des faisceaux laser jusqu'à dans la cavité d'ionisation située à côté de la cible.

Les sources FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge) [111][112] sont des sources à plasma développées spécifiquement pour produire des faisceaux de noyaux radioactifs. De nos jours, ces sources ont prouvé leur efficacité et ont une exploitation internationale : GSI, CERN, ORNL, IPN Orsay etc.

Cependant, pour répondre au mieux au nouveau cahier des charges avec une source à plasma, nous avons décidé de concevoir une nouvelle source d'ions : la source d'ions IRENA (Ionization by Radial Electron Neat Adaptation) [113]. En effet, les sources FEBIAD actuelles ne sont pas adaptées à un fonctionnement sous fortes radiations.

Afin d'aborder les différentes difficultés techniques, commençons par présenter les caractéristiques des sources FEBIAD.

## VI.2 Principes Fondamentaux des sources d'ions de types FEBIAD et EBG

### VI.2.1 Ionisation par impact électronique

Ce processus est le plus communément utilisé pour les sources d'ions positifs, parce que l'ionisation par interaction électron-électron a une section efficace des plus élevées et que l'on produit aisément de forts courants d'électrons. Le principe consiste à éjecter un électron lié au cortège de l'atome par un choc de première espèce qui nécessite que l'électron bombardant ait une énergie cinétique  $W_e$  supérieure à l'énergie d'ionisation  $I$  de ce corps. Ce processus est illustré dans VI.1. Pour la production des ions positifs monochargés les électrons de valence sont les premiers éjectés. Généralement, pour obtenir en grande quantité des électrons d'ionisation, on a recours à une cathode servant de source d'électrons. Cette cathode est couplée à une anode, la tension appliquée entre la cathode et l'anode permet d'extraire et accélérer les électrons à l'énergie  $W_e$  voulue. Les ions ainsi produits sont confinés dans une chambre d'ionisation. Cette chambre est

## CHAPITRE VI. SOURCE D'IONS IRENA

dotée d'un trou d'émission en face duquel est placée une électrode d'extraction pour extraire par accélération les ions produits et former ainsi un faisceau [114].

Ce type d'ionisation est chimiquement peu sélectif. Néanmoins, différents procédés permettent d'obtenir une sélection physico-chimique à l'entrée de la source d'ions.

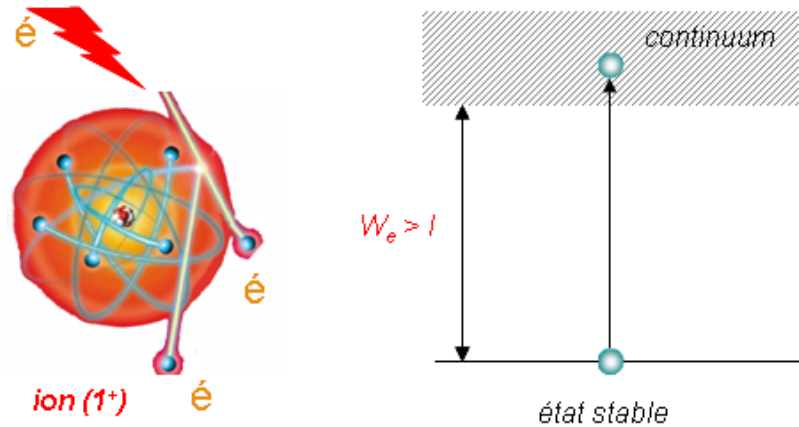


FIG. VI.1: principe physique de l'ionisation par impact électronique

### VI.2.2 Les sources d'ions de types FEBIAD

Basées sur le principe des sources d'ions de types Nielson [115][116], les sources FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge) [111][112] ont été développées pour produire une décharge d'arc stable et efficace à des pressions inférieures à  $10^{-5}$  mbar, sans besoin de gaz support. Les sources d'ions de type FEBIAD ont prouvé leur bonne efficacité d'ionisation pour une large gamme d'espèces de noyaux radioactifs [99][117].

Le principe utilisé pour induire une décharge d'arc stable consiste à placer l'anode très près de la cathode de façon à forcer l'émission des électrons. L'anode doit avoir une structure de grille pour laisser passer autant que possible les électrons émis vers la chambre de décharge (chambre d'ionisation). Ainsi, le courant d'électrons entrant dans la chambre d'ionisation ne dépend pas d'un seuil de pression dans celle-ci [118]. Ce principe est détaillé dans [111] et une revue générale de ces types de sources se trouve dans [119].

Le volume de la chambre d'ionisation dans une source d'ions de type FEBIAD est typiquement de l'ordre de  $\sim 1 \text{ cm}^3$ . Les électrons émis de la cathode subissent une accélération relative au champ électrique (100 eV-200 eV) appliqué entre la cathode et la grille d'anode. Le processus d'ionisation se met en place dans la chambre d'ionisation via les collisions entre les atomes provenant de la cible et les électrons de la cathode.

Les sources FEBIAD standard ont une cathode plane et l'émission d'électron est axiale. Dans ces conditions, pour augmenter l'efficacité d'ionisation, une bobine électromagnétique entoure la chambre d'ionisation. Cette bobine placée à l'extérieur du volume sous vide génère un champ magnétique axial d'environ 300 Gauss. Sous l'effet de ce champ magnétique les électrons vont avoir une trajectoire cycloïdale autour de l'axe de la chambre d'ionisation. Ainsi, les électrons occupent mieux l'espace du volume d'ionisation et augmentent la probabilité de collision avec les atomes.

### VI.2.3 EBG

La source d'ions de type EBG (Electron Beam Generated Plasma) [120] développée par J.M. NITSCHKE peut être considérée comme une FEBIAD à géométrie cylindrique. La cathode et l'anode, coaxiales, sont de formes cylindriques (voir figure VI.2). Dans cette configuration, l'émission thermoélectronique des électrons de la cathode vers la grille d'anode est donc radiale.

La source opère à très haute température, jusqu'au voisinage de  $2500^{\circ}\text{C}$ , par l'unique chauffage de la cathode. La cathode est chauffée par bombardement électronique à l'aide d'un filament qui l'entoure. Ce filament est configuré de sorte que le champ magnétique généré par le courant chauffant le filament soit nul au voisinage de l'axe de la source d'ions [120]. En effet, et contrairement à la configuration standard des sources FEBIAD, un champ magnétique axial induit une déviation radiale des trajectoires déjà radiales des électrons. Cette déviation réduit le confinement des ions dans la chambre d'ionisation et donc est un effet indésirable.

Le mode d'opération de cette source peut être décrit en deux phases.

Tout d'abord, si on néglige l'interaction entre les particules en mouvement, les électrons émis par la cathode et traversant l'anode grille se dirigent vers le centre de la chambre d'ionisation. Ils traversent tout le volume de la chambre (délimitée par l'anode) et y reviennent, repoussés par la cathode. Pour des densités d'émission thermoélectronique élevées, l'effet de charges d'espaces entre les électrons confine ceux-ci autour de la grille d'anode, formant ainsi un puits de potentiel négatif dont l'amplitude est proportionnelle à la tension appliquée entre l'anode et la cathode.

En considérant l'interaction avec les atomes, les électrons entrent en collisions avec les atomes et forment ainsi les ions positifs. L'augmentation de la densité d'ions positifs fait décroître la densité de charges négatives ce qui permettra aux électrons de pénétrer d'avantage dans le volume de l'anode, il en résulte une augmentation de production des ions. On parle dans ce cas de la compensation des charges d'espace des électrons par les charges d'espace des ions positifs. Ce processus continuera jusqu'à atteindre un état d'équilibre.

Dans cette configuration, à une pression dans la source non élevée, les ions positifs produits sont en assez faible quantité pour être naturellement confinés vers le centre de la source d'ions, si bien que la source n'a pas besoin de champ magnétique pour fonctionner efficacement.

L'ensemble des résultats de la source EBG ont été obtenus dans le cadre de l'exploitation d'une cible mince, où le flux des vapeurs au travers de la source est suffisamment faible pour observer le bon confinement des ions positifs produits.

Des efficacités d'ionisation jusqu'aux alentours de 30% ont été mesurées avec du Krypton stable. De plus, le faible volume de la chambre d'ionisation ( $\sim 0.4\text{ cm}^3$ ) favorise l'ionisation rapide des éléments de très courte durée de vie ; par exemple, le  $^{155}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 70\text{ ms}$ ) a été observé auprès de l'installation OASIS de Berkeley [120].

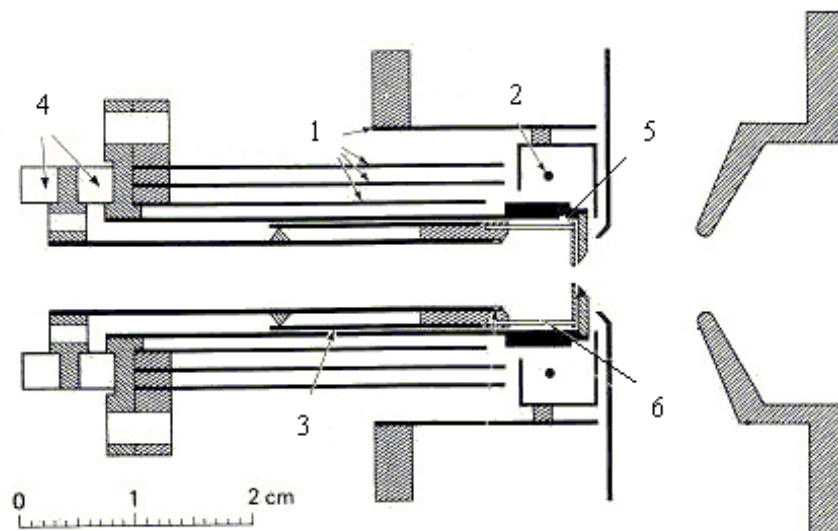


FIG. VI.2: schéma de la source d'ions de type EBG [120].

(1) : écrans thermiques en Ta, (2) : filament pour bombardement électronique (Ta),  
 (3) : restriction moléculaire d'écoulement, (4) : isolants en BeO, (5) : cathode en Ta,  
 (6) : grille d'anode en Ta

## VI.3 Aspects conceptuels de la source d'ions IRENA

### VI.3.1 Critères de choix

La source d'ions IRENA a été conçue pour remplir les différentes spécifications exigées par le cahier des charges.

Premièrement, le cahier des charges de SPIRAL2 exige une durée d'exploitation de la source d'ions de trois mois. En se référant aux données expérimentales [121] la durée de vie d'une cathode en tantale peut dépasser cette période, avec une densité de courant électronique allant jusqu'à  $1 \text{ A/cm}^2$ , en l'absence d'altérations chimiques et de déformations mécaniques. Il devrait donc être possible de réaliser une source à cathode répondant à la contrainte de durée de vie.

Dans des conditions modérées d'exploitation, les sources FEBIAD standard peuvent fonctionner jusqu'à 1 mois [122].

Cependant, ces sources ne peuvent être exploitées telles quelles dans les futures installations ; notamment en raison de la présence contrainte d'isolants électriques autour de la chambre d'ionisation. Dans la mesure où la chambre est entièrement entourée de pièces au potentiel de la cathode, les isolants doivent être placés au voisinage direct de la chambre. Comme la chambre subit le rayonnement direct de la cathode à plus de  $2000^\circ\text{C}$ , les isolants doivent être réfractaires, d'où l'usage de BeO. Compte tenu de la

### VI.3. ASPECTS CONCEPTUELS DE LA SOURCE D'IONS IRENA

proximité de la cible, dans le cas d'une forte irradiation, la chambre d'ionisation devient une zone particulièrement exposée. A moins de trouver des isolants supportant à la fois ce niveau de radiation et des températures proches de 1800 °C, les sources FEBIAD standard ne pourront être utilisées dans leur configuration actuelle. De plus, dans un environnement caractérisé par un fort dégazage, les isolants qu'ils soient réfractaires ou minéraux sont susceptibles de devenir conducteurs par métallisation [123].

Dans ce contexte, EBGp présente plus d'avantages. D'une part, l'absence du champ aimant améliore sa fiabilité pendant son exploitation et représente un composant en moins en terme de réduction de déchets nucléaires. D'autre part, les isolants sont délocalisés du volume d'ionisation de la source. Ceci permet d'opérer à des températures sensiblement supérieures à 2000°C. En plus, avec cette configuration on peut envisager de déplacer les isolants suffisamment loin pour éviter une importante exposition aux radiations. Ces deux arguments nous permettent d'écarter la question de la proximité des isolants.

Cependant du fait que les isolants tiennent l'anode et la cathode avec un long bras de levier, l'EBGP manque de fiabilité mécanique. En effet, le risque que l'anode et la cathode entrent en contact, créant ainsi un court-circuit électrique, est considérable. Cependant, compte tenu de la faible radioactivité générée à l'époque de l'exploitation de cette source, cet incident pourrait se résoudre simplement par une intervention directe.

L'idée est donc de concevoir un prototype basé sur l'EBGP qui puissent mettre à l'écart les isolants électrique, tout en garantissant une bonne fiabilité mécanique. C'est ainsi que nous avons entrepris la conception de la source IRENA.

Toutefois, utiliser cette source dans un système de type ISOL nécessite des modifications pour connecter la cible épaisse à la source d'ions. Ces modifications doivent prendre en compte l'importance du dégazage. En effet, les meilleurs résultats de l'EBGP ont été obtenus dans un milieu où le dégazage est plus faible que celui généré par les cibles ISOL, en particulier les grandes cibles envisagées avec les futures installations. Des mesures d'efficacité d'ionisation sur l'EBGP faites pour le Krypton ont montré une chute lorsque un flux d'Argon supérieur à environ  $10^{-7}$  mol/s est injecté dans la source [120].

#### VI.3.2 Aspects conceptuels du premier prototype

Le principe de base de l'EBGP permet d'envisager la réalisation d'un prototype ayant des isolants électriques très en retrait de la chambre d'ionisation et fonctionnant sans aimant. Avec une configuration qui se réduit à une simple cathode cylindrique concentrique à une grille anodique, un tel prototype serait un des meilleurs candidats pour fonctionner dans un environnement fortement irradié.

Pour parvenir à réaliser cette source à partir de l'EBGP, il faut d'abord éloigner les isolants électriques tout en préservant une bonne fixation mécanique de l'anode par rapport à la cathode. De plus, pour permettre à la source de fonctionner avec une cible épaisse ayant un dégazage 10 à  $10^3$  fois plus important, la géométrie et les dimensions de la source doivent être réadaptées.

Ainsi, la mise au point de cette source nommée IRENA nécessite un développement par étape avec la réalisation de différents prototypes.



## CHAPITRE VI. SOURCE D'IONS IRENA

L'objectif du premier prototype est d'établir la faisabilité d'une source basée sur EBGD dans une configuration avec une cible épaisse standard.

La configuration de l'ensemble cathode-anode a été faite aussi proche que possible de l'EBGD afin d'avoir dans une certaine mesure une base de comparaison des résultats. Toutefois, par rapport à la source d'ions EBGD, le confinement cathode-anode du premier prototype IRENA a été réduit. Ceci a été fait dans le but d'augmenter la fiabilité mécanique et électrique de l'ensemble. En revanche, réduire le confinement a l'inconvénient de permettre à une proportion de noyaux de s'échapper du volume d'ionisation. Différentes solutions permettent de remédier à cela : limiter l'ouverture en prolongeant la longueur de la cathode (ce qui est assez commode si on parvient à augmenter la distance cathode-anode) ou encore générer une émission électronique de forte intensité.

La figure **VI.3** montre l'aspect conceptuel de ce premier prototype d'IRENA. La cathode et l'anode cylindriques et coaxiales sont en tantale. Parmi les métaux réfractaires purs, le tantale fournit les courants d'émission électronique les plus élevés ( $\varphi = 4.1$  eV) tout en ayant une basse tension de vapeur en fonctionnement ( $< 10^{-8}$  mbar à  $2000^{\circ}\text{C}$ ).

Le four-cible de dimensions à recevoir les cibles de taille standard comme celles d'ISOLDE (CERN) possède en son milieu un tube de transfert. Ce tube conduit les produits de réaction sortant de la cible vers la source d'ions. La terminaison de ce tube est la grille d'anode même.

Le chauffage de l'ensemble four-cible, tube de transfert et la cathode est ohmique. La cathode est isolée, simplement, de l'anode par quatre disques en nitrure de bore (BN) éloignées de la chambre d'ionisation (voir figure **VI.3**). Ces isolants ne sont qu'une précaution, une isolation de la cathode de la masse. Dans la mesure où il n'y a pas contact mécanique entre la cathode et l'anode, si on s'assure bien d'avoir un système où l'ensemble four-tube transfert est isolé de la masse, on pourrait mettre la cathode à la masse et éviter ces quatre isolants.

L'alignement de la grille d'anode est assuré par un système à vis permettant de déplacer finement l'anode dans le volume cathode dans les trois directions.

### VI.3. ASPECTS CONCEPTUELS DE LA SOURCE D'IONS IRENA

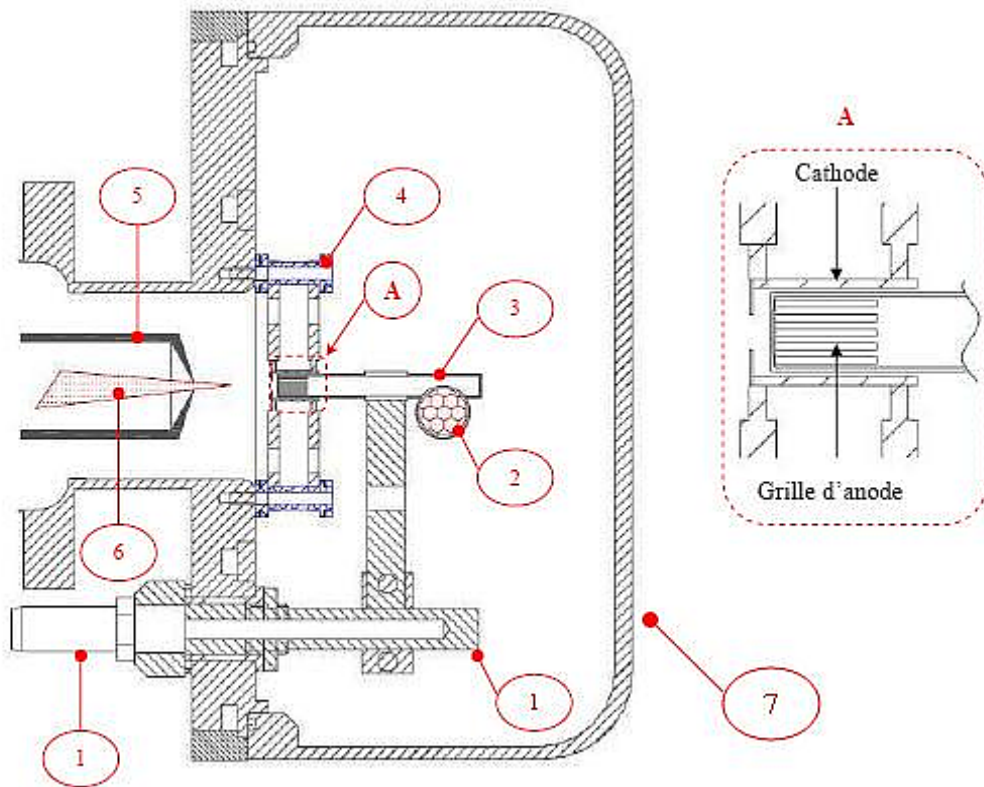


FIG. VI.3: schéma conceptuel de l'ensemble cible et source d'ions IRENA montée sur le support standard ISOLDE-CERN (premier prototype).

(A) : ensemble cathode et grille d'anode, (1) : passage de courant, (2) : four- cible, (3) : tube de transfert, (4) : isolants en BN, (5) : électrode d'extraction, (6) : faisceau d'ions, (7) : chambre à vide

#### Anode

Pour reproduire au mieux l'anode de l'EBGP et pour des raisons pratiques, la grille d'anode a été réalisée en découpant directement l'extrémité du tube transfert de 0,5 mm d'épaisseur (voir figure VI.4). La structure a été obtenue par un procédé de découpage laser de sorte à avoir une transparence en surface d'environ 50%. Dans la mesure où la grille d'anode ne subit aucune contrainte mécanique externe, une augmentation de la transparence est envisageable.

L'anode se termine par une plaque dotée d'un trou d'émission de 2 mm de diamètre. Des calculs d'émittance avec le code E-GUN [124] ont permis de fixer les dimensions des trous d'émission et la configuration d'extraction. Ces calculs ont donné des valeurs d'émittance inférieures à  $10 \pi \cdot mm \cdot mrad$  (voir figure VI.5).



FIG. VI.4: structure de la grille d'anode

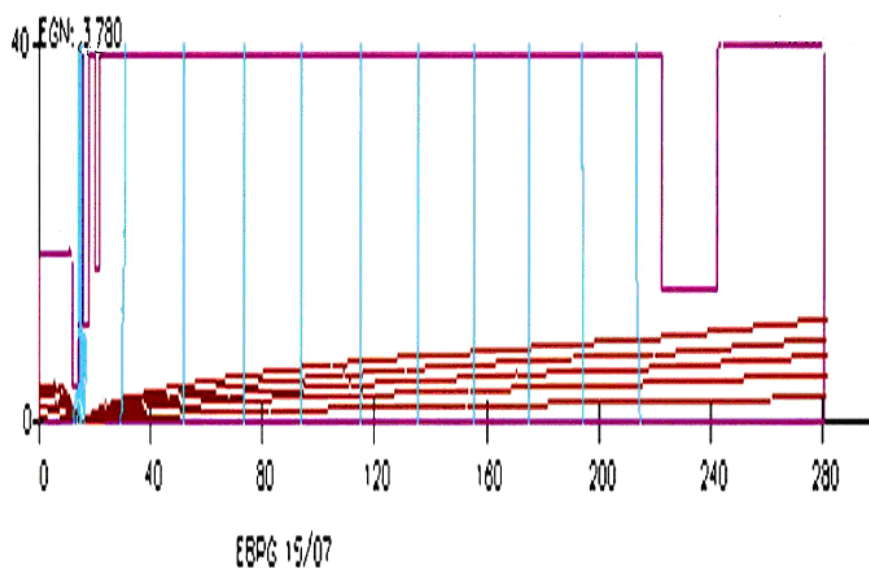


FIG. VI.5: simulation d'extraction du faisceau d'ions avec la code E-GUN pour la source IRENA (premier prototype). La valeur d'emittance déduite est toujours inférieure à  $10 \pi.mm.mrad$ . En raison de la symétrie cylindrique de la géométrie, seulement la partie supérieure de la source d'ions a été représentée [*simulation faite par J. Arianer et al. (IPNO)*]

### Cathode

Le diamètre de la cathode cylindrique est choisi de sorte à avoir le même espacement entre la cathode et l'anode que l'EBGP. A la différence de l'EBGP, le chauffage par bombardement électronique de la cathode a été remplacé par un chauffage ohmique. En effet, le chauffage par bombardement électronique présente deux inconvénients majeurs

## VI.4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

pour une exploitation sous forte irradiation : la durée de vie limitée d'un filament de chauffage et l'ajout d'un système d'isolant électrique pour polariser entre la cathode et le filament.

L'épaisseur de la cathode résulte d'un compromis. Elle doit être fine pour avoir une résistance électrique de chauffage élevée, mais pas trop préserver la durée de vie.

Suivant ces considérations, l'ensemble de la cathode a été conçue comme montrée sur la figure **VI.6**.

La cathode est soudée en "sandwich" entre deux plaques cylindriques en tantale. Ces deux plaques servent de système de fixation de la cathode sur la base standard. Elles servent aussi pour le passage du courant du chauffage ohmique. Elles sont conçues de sorte à permettre la fixation d'écrans thermiques autour de la cathode (quatre feuilles en tantale de 0.05 mm d'épaisseur).

Enfin, chaque plaque comporte douze trous répartis sur un cercle de 5 cm de rayon pour permettre le pompage du volume total de la chambre à vide.



FIG. VI.6: structure de l'ensemble cathode

## VI.4 Résultats expérimentaux

### VI.4.1 Description du banc de tests

Les premiers essais du premier prototype de la source d'ions IRENA ont été réalisés auprès du séparateur d'isotope hors ligne (SIHL), (voir figure **VI.7**). Ce séparateur se compose : d'un triplet de quadripôles électrostatiques qui possède en entrée et en sortie un diaphragme de neutralisation de charge polarisé à environ -100 V ; d'un électroaimant en C d'indice 0.5, d'angle 75°, ayant un rayon de courbure de 0.8 m et une dispersion de  $2000 \times \frac{\Delta M}{M}$  (en mm) ; d'une chambre trois voies qui comprend le plan

## CHAPITRE VI. SOURCE D'IONS IRENA

focal situé à 3 m de l'électro-aimant ; d'un second triplet de quadrupôles sur la voie principale servant à conduire le faisceau sélectionné jusqu'au point de mesure où peut être insérée une cage Faraday. Une autre cage se trouve également au point focal image.

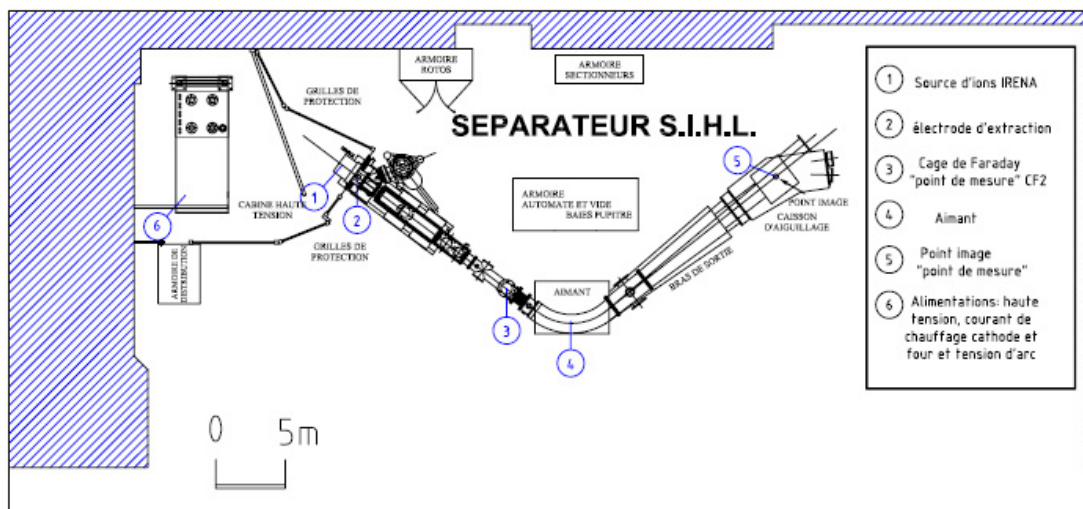


FIG. VI.7: schéma d'implantation du séparateur d'isotopes hors ligne (SIHL)

Pour mesurer le courant d'ions avant séparation en masse, une cage Faraday a été placée avant l'aimant, au point focal objet. J'ai moi même mené la réalisation de cette cage. Elle est dotée de trois plaques de mesures (figure VI.8). Une plaque en graphite qui sert à mesurer le courant ionique. Deux autres plaques en aluminium placées devant et trouées au centre permettent de focaliser au mieux le faisceau d'ions en mesurant le courant déposé sur leur bord. La plaque du milieu joue aussi le rôle de repousseur d'électrons secondaires en étant polarisée avec une tension négative d'environ 100 V.

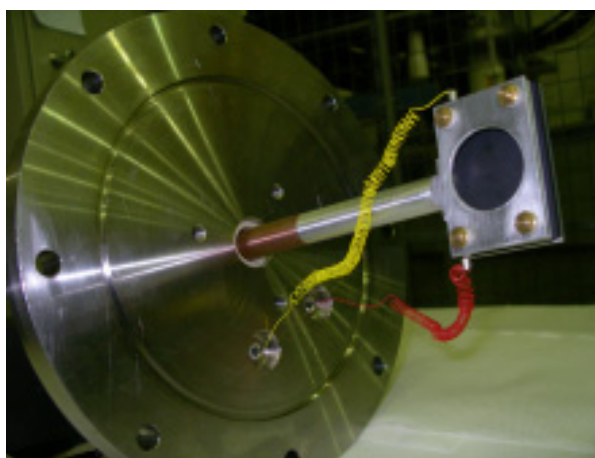


FIG. VI.8: cage de Faraday

## VI.4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

### VI.4.2 Résultats

Les résultats de l'EBGP ont été obtenus dans des conditions assez différentes des sources FEBIAD standard : pas de dégazage dû à une cible épaisse, une température de cathode supérieure de plus de  $2000^{\circ}\text{C}$ . Dans un premier temps, nous avons donc réalisé une campagne exhaustive de mesures en approchant progressivement les conditions de fonctionnement de l'EBGP. Cette démarche permet de caractériser au mieux le fonctionnement de ce prototype de faisabilité et d'aider ainsi à la conception d'un prototype adapté.

#### Régime de fonctionnement

La température de la cathode est particulièrement délicate à mesurer en raison du confinement de la cathode. Une mesure au pyromètre optique est envisageable mais elle ne peut être faite au mieux que sur l'écran thermique le plus à l'extérieur de la cathode. Aucune partie de la surface cylindrique de la cathode n'est accessible pour une mesure directe. Quant aux thermocouples, pour des gammes de températures autour de  $2000^{\circ}\text{C}$ , l'usage d'un couple W-W/Re est le plus approprié. Le confinement de la cathode entre ses plaques ne permet pas d'utiliser un thermocouple commercial complètement gainé. Les thermocouples mis au point avec nos propres moyens ont eu une défaillance avant même d'atteindre  $1800^{\circ}\text{C}$ . Des essais permettant de valider un type de thermocouple W-W/Re plus résistant que nous réalisons sur mesure sont en cours.

Dans un premier temps, nous avons décidé d'évaluer la température de la cathode à partir des données d'étalonnage du four en tantale. Dans la mesure où la cathode et le four, d'une même forme cylindrique, sont isolés thermiquement de la même manière, avec le dernier écran thermique rayonnant directement sur la même chambre à vide à température ambiante, la connaissance du rapport de la résistance du four à celle de la cathode nous a permis de déduire une courbe d'étalonnage respective à celle-ci. De plus, les câbles utilisés pour le chauffage dans les deux systèmes sont de même type, ce qui donne une même perte de puissance dans ces câbles.

La figure VI.9 présente la température de la cathode ainsi obtenue en fonction de la puissance de chauffage.

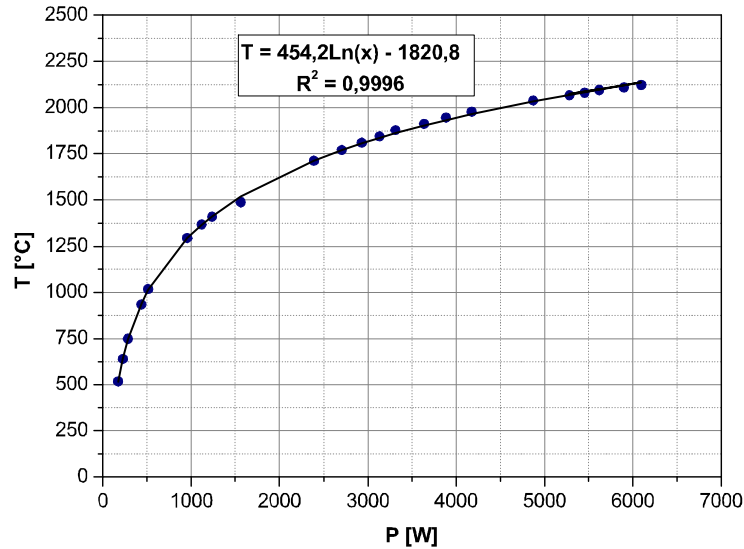


FIG. VI.9: courbe d'étalonnage de la température de la cathode en fonction de la puissance de chauffage

La puissance nécessaire pour chauffer la cathode est sensiblement plus importante que pour le four cible. Cela vient de l'épaisseur de la cathode que nous avons fixée à 1 mm pour vérifier la faisabilité d'un prototype de longue durée de vie. En effet, la durée de vie d'une source IRENA dépend de l'épaisseur de la cathode dans la mesure où par symétrie cylindrique, l'usure de la cathode en fonctionnement normal devrait être relativement uniforme. L'utilisation d'une forte puissance de chauffage n'est pas sans problème; elle nécessite l'utilisation de gros câbles de courant et produit d'importantes pertes qui génèrent certaines contraintes thermiques.

En chauffant progressivement la cathode, les premiers faisceaux d'ions sont produits à partir de  $1670^{\circ}\text{C}$ . La figure VI.10 présente l'évolution de l'intensité du courant total d'ions extraits de la source en fonction de la température de la cathode. Le point de mesure était la cage de Faraday placée avant l'aimant de séparation (cf. §VI.4.1).

Les mesures sont faites pour une tension d'arc fixée à 100 V. L'augmentation de l'intensité du courant du faisceau d'ions extrait s'accroît fortement à l'approche des températures voisines de  $2000^{\circ}\text{C}$ . Cette évolution est qualitativement semblable à celle de l'efficacité d'ionisation de l'EBGP.

L'ensemble de ces mesures ont été obtenues avec une pression résiduelle élevée dans la source. Le vide au niveau de l'électrode d'extraction a été en moyenne de  $10^{-5}$  mbar. Nous n'avons pas pu réaliser de mesures dans de meilleures conditions par manque de temps. En effet, ces essais ont dû être réalisés de façon marginale, en dehors des travaux prioritaires pour le démarrage d'ALTO. La reprise de ces essais est prévue prochainement.

L'intensité du faisceau d'ions total extrait est très faible, même lorsque la température de la cathode s'approche de  $1900^{\circ}\text{C}$ . Cela s'explique en partie par l'importance

## VI.4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

du dégazage au cours des mesures. L'EBGP montre également une chute d'efficacité lorsque le flux de vapeur est trop important.

Cependant, d'après l'évolution du courant total, on s'attend à avoir vers  $2000^{\circ}\text{C}$  des intensités de l'ordre du  $\mu\text{A}$ . C'est-à-dire des intensités comparables à celles de l'EBGP dans ses conditions normales de fonctionnement.

Ces résultats confirment que l'EBGP est principalement adapté pour fournir de faibles courant. Ils montrent aussi que la source est capable de fournir un faisceau même avec un dégazage supérieur à la normale d'au moins un ordre de grandeur.

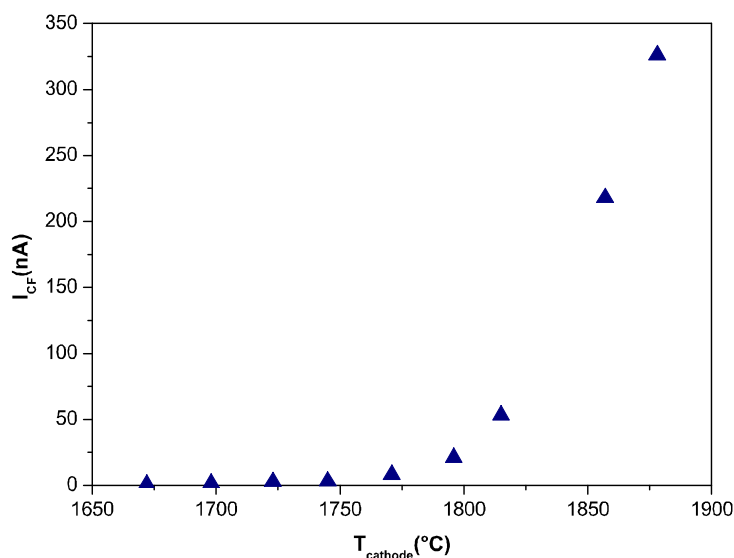


FIG. VI.10: évolution du courant ionique total extrait de la source d'ions en fonction de la température de la cathode.  $U_{arc} = 100 \text{ V}$

### Spectre de masses

Dans les conditions de mesures décrites ci-dessus, des spectres de masse ont été réalisés pour des températures de la cathode de  $1770^{\circ}\text{C}$ ,  $1810^{\circ}\text{C}$  et  $1860^{\circ}\text{C}$ . Ces spectres sont représentés superposés sur la figure VI.11.

En dehors du Cu déposé à quelques mg dans la cible, et du Kr injecté au travers d'une fuite calibrée, les autres éléments du spectre proviennent du gaz résiduel dans la source et de l'évaporation du Ta.

L'évolution des masses identifiées dans le spectre correspond globalement à celle du faisceau total. Quant à l'évolution singulière des alcalins  $^{23}\text{Na}$  et  $^{39}\text{K}$ , elle suggère une contribution non négligeable du processus d'ionisation de surface [125]. Cela est confirmé par la valeur non nulle du courant ionique de ces alcalins observée en baissant la tension d'arc à zéro.



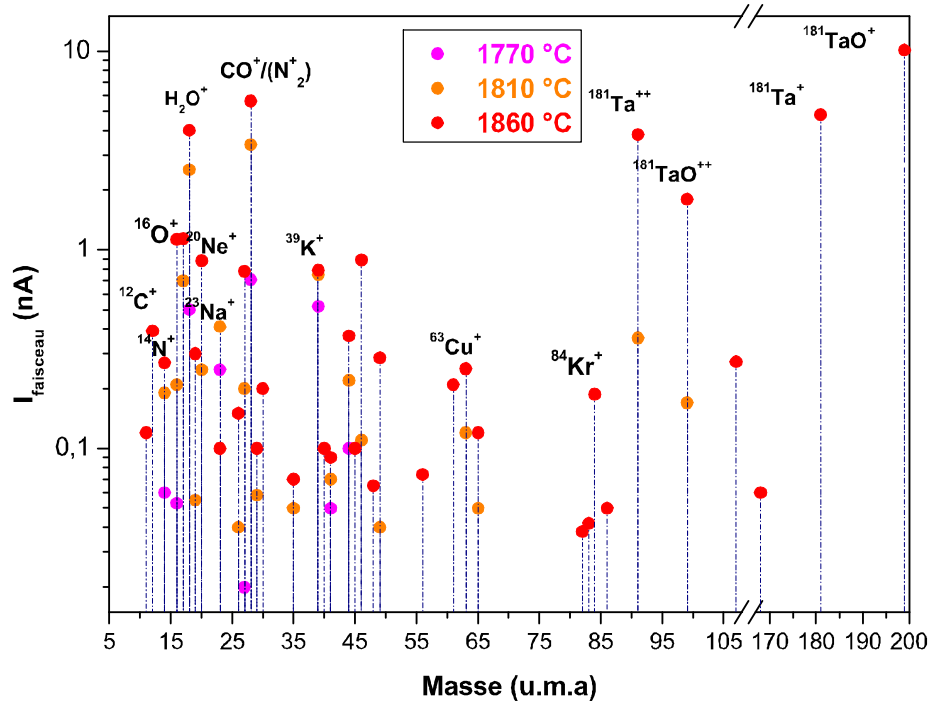


FIG. VI.11: spectre de masses des ions extraits de la source IRENA après séparation isotopique.  $U_e = 100$  V, Pression  $\simeq 10^{-5}$  mbar.

### Efficacité d'ionisation

Afin de mesurer l'efficacité d'ionisation, nous avons utilisé une fuite calibrée pour injecter un flux de krypton stable. Le débit de la fuite est de  $4 \cdot 10^{-6}$  mbar.l/s pour l'azote. Elle est totalement négligeable par rapport au flux de dégazage traversant la source.

L'efficacité d'ionisation expérimentale est calculée à partir de l'équation VI.1.

$$\epsilon_{\text{exp}}(\%) = \frac{N_i}{N_t \times a} \times 100 \quad (\text{VI.1})$$

avec :

$N_i$  : nombre d'ions par unité de temps après séparation en masse (ions/s)

$N_t$  : le nombre de noyaux de Kr neutres injectés par unité de temps présents dans la source d'ions (atomes/s)

$a$  : abondance isotopique de l'élément

La mesure faite pour l'isotope  $^{84}\text{Kr}$  à  $1860^\circ\text{C}$  est de  $4.3 \times 10^{-4} \mu\text{A}$ . Ceci se traduit par une efficacité d'ionisation de 0.03% pour le  $^{84}\text{Kr}$ , confirmant les faibles courants de faisceaux mesurés.

## VI.5. SIMULATIONS

Compte tenu de l'évolution des courants, même avec une cathode vers  $2000^{\circ}\text{C}$ , l'efficacité d'ionisation risque de ne pas atteindre l'ordre du pourcent. Par conséquent, si le cahier des charges impose un fonctionnement à des pressions dépassant  $10^{-5}$  mbar dans la source, il est nécessaire de produire un prototype doté d'une cathode capable de fournir une émission électronique sensiblement plus intense.

### VI.5 Simulations

Le premier prototype a été réalisé avec une configuration aussi proche que possible de l'EBGP dans le but de vérifier et d'assimiler son fonctionnement. En plus des essais de faisabilité de ce prototype, nous avons commencé à étudier les améliorations possibles en vue d'en réaliser un destiné aux cibles ISOL. Partant de la modélisation du premier prototype, nous avons exploré les améliorations possibles.

Malgré le souci de produire un premier prototype aussi proche que possible de l'EBGP, certaines adaptations ont dû être réalisées. Notamment, pour obtenir une structure d'anode de façon pratique et fiable, les broches constituant la grille d'anode ont été usinées directement dans le tube et ne sont donc plus de section circulaire. Ceci induit une modification de la distribution des lignes de champs, des trajectoires des électrons et de la densité des charges d'espace dans la source. Les expériences sont insuffisantes pour quantifier ces effets. Le calcul des trajectoires des électrons est le moyen performant pour cela.

De plus, le fait de considérer une géométrie cylindrique et une anode sous forme de grille impose la prise en compte de la composante tangentielle de la vitesse d'électrons (proportionnelle à la température de la cathode) et de la distorsion de ligne de champs équipotentielles entre la cathode et la grille d'anode.

L'émission thermolélectronique de la cathode est limitée par la charge d'espace et non par la température de la cathode. Pour la modéliser, la loi de Child-Langmuir doit être appliquée. La solution analytique de cette loi n'est rigoureusement applicable que pour une cathode plane. On doit faire appel aux simulations pour une géométrie cylindrique.

Dans ce contexte, nous avons utilisé le code LORENTZ-2D ; code de simulation de trajectoires des particules chargées et de résolution des champs en modes électrostatiques, magnétostatiques et combiné avec la prise en considération de l'effet des charges d'espace [126].

Pour toutes les simulations faites, la différence de potentiel entre la cathode et la grille d'anode été celle retenue durant les tests expérimentaux. Le milieu de la source est considéré comme un milieu diélectrique homogène. Ainsi, nous avons étudié l'effet de la géométrie des broches constituant la grille d'anode et l'effet de l'espacement de la distance cathode-anode.

Pour les deux cas, le courant total d'émission thermoélectronique est partagé à égalité entre 194 rayons émis de la cathode et placés uniformément sur sa circonférence. En effet, chaque rayon emporte l'équivalent en nombre d'électrons de son courant. Pour une température de chauffage de la cathode voisine de  $2000^{\circ}\text{C}$ , la densité d'émission du courant thermoélectronique (J) du tantale est de l'ordre de  $0,1 \text{ A/cm}^2$ -  $0,2 \text{ A/cm}^2$  [114].

## CHAPITRE VI. SOURCE D'IONS IRENA

Pour la simulation des trajectoires d'électrons dans la source IRENA nous avons adopté trois densités différentes du courant d'émission thermoélectronique ( $J$ ) ( $0.09 \text{ A/cm}^2$ ,  $0.15 \text{ A/cm}^2$  et  $0.22 \text{ A/cm}^2$ ).

Pour chaque densité d'émission traitée, nous avons distingué le cas où les trajectoires d'électrons sont calculées en tenant compte des charges d'espace et celui où les charges d'espace négatives sont totalement compensées par les charges d'espace positives des ions créés dans la chambre d'ionisation.

### VI.5.1 Effet de la forme de la grille d'anode

Nous avons introduit comme données de calculs les dimensions réelles de la source IRENA testée expérimentalement et en particulier l'espacement cathode-anode de **0.5** mm.

La figure **VI.12** (cas : A, B et C) montre les résultats des simulations des trajectoires des électrons pour les densités de courant d'émission thermoélectronique respectivement de  $0.09 \text{ A/cm}^2$ ,  $0.15 \text{ A/cm}^2$  et  $0.22 \text{ A/cm}^2$ . Les lignes équipotentielles sont tracées avec un pas de 10 V. entre 5 V et 85 V.

Pour les trois densités du courant d'émission thermoélectronique citées, le puits de potentiel est reproduit. Les électrons entrant dans le volume de la chambre d'ionisation partent de la grille d'anode et y reviennent, repoussés par le potentiel le plus bas. Ils effectuent de la sorte un parcours noté D. Ainsi on crée une cathode virtuelle à l'intérieur de la chambre. Son emplacement est défini par la longueur de ce parcours D. En analysant les cas A, B et C de la figure VI.12, la distance D est respectivement de 2.24 mm, 1.613 mm et 1.194 mm. Plus cette distance est grande (cathode virtuelle est située proche de l'axe de la source) ; plus le processus de compensation des charges d'espace des électrons par les charges d'espace négatives des ions positifs sera établi aisément.

La forme des broches de l'anode provoque une forte déformation sur les lignes équipotentielles. Cela induit un effet défocalisant remarquable sur les trajectoires des électrons. En rajoutant l'effet des charges d'espaces, les électrons ont du mal à aboutir vers l'axe de la source. Toutefois, ils se concentrent autour de celui-ci. En revanche, l'analyse de la densité d'électrons autour de l'axe de la source montre qu'elle est plus importante que celle au niveau de la grille d'anode. Ceci est dû au fait que les électrons restent piégés et oscillent dans le puits de potentiel négatif. Toutefois, cette densité, demeure inférieure à l'EBGP pour des densités du courant  $J$  comparables.

Parmi les 194 rayons émis, on dénombre, environ, 51 rayons arrivant à pénétrer dans la chambre d'ionisation. Les autres sont interceptés par la grille d'anode. On en déduit que la transparence effective de la grille d'anode est seulement de l'ordre de 27%. De plus, cette transparence ne varie pas en augmentant la densité du courant d'émission thermoélectronique. En comparant cette transparence avec celle déduite des simulations de la source EBG [[127]], on en déduit une baisse de transparence de la grille d'anode d'IRENA d'un facteur 2.

Afin d'illustrer l'impact de la baisse de transparence de la source IRENA sur l'ionisation, nous présentons dans la figure VI.12 (cas D) un cas "idéal" dans lequel on suppose que les charges d'espace négatives sont totalement compensées par les charges d'espace positives des ions créés dans la chambre d'ionisations. Même dans ce cas, on

## VI.5. SIMULATIONS

observe que le maximum de la densité des électrons n'arrive toujours pas au niveau de l'axe. Cependant, les électrons sont plus concentrés à son voisinage. Ceci montre bien, que la structure de la grille d'anode doit être revue pour les prochains prototypes afin d'améliorer l'efficacité d'ionisation de la source.

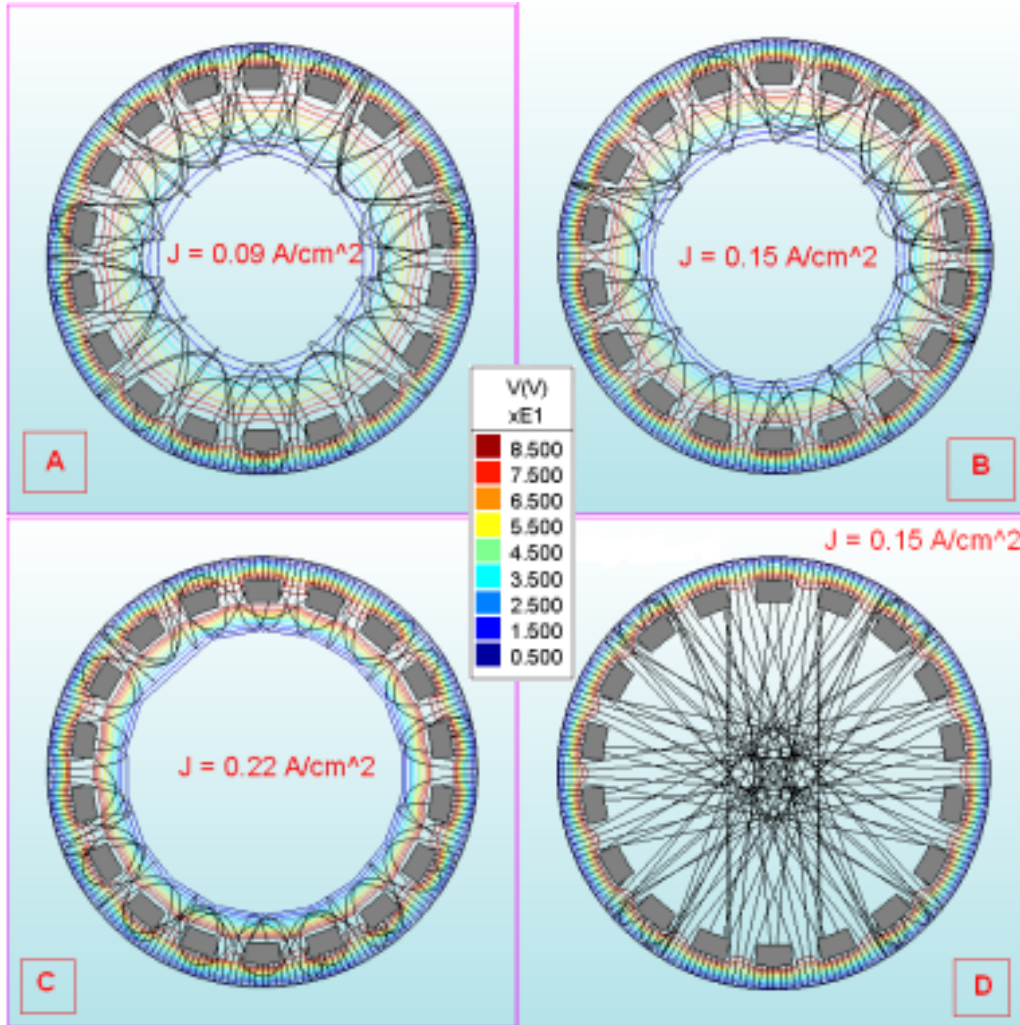


FIG. VI.12: résultats de simulations des trajectoires des électrons dans la source d'ions IRENA, en tenant compte de l'effet des charges d'espaces, pour différentes densités de courant d'émission thermoélectronique ( $J$ ) : cas A ( $J = 0.09 \text{ A/cm}^2$ ), cas B ( $J = 0.15 \text{ A/cm}^2$ ) et cas C ( $J = 0.22 \text{ A/cm}^2$ ). Le cas avec compensation totale des charges d'espaces négatives des électrons est illustré dans le cas D ( $J = 0.15 \text{ A/cm}^2$ )

Enfin, nous présentons l'effet de la température sur les trajectoires des électrons. Dans ce cas, la vitesse des électrons se décompose en une composante radiale et une composante tangentielle. Cette dernière est proportionnelle à la température. La figure VI.13 montre l'effet du chauffage de la cathode à  $2100^\circ\text{C}$  avec une densité du courant  $J$  de  $0.09 \text{ A/cm}^2$ . On a simulé 12 points d'émission où 5 rayons d'électrons sont émis à partir de chacun suivant une distribution Maxwellienne des vitesses intégrée dans la code LORENTZ-2D [126]. Parmi les 5 rayons émis, seulement deux arrivent à pénétrer dans la chambre d'ionisation et un de ces deux possède une énergie suffisante pour

surmonter la barrière de potentiel de la cathode virtuelle. Ici nous constatons aussi un facteur 2 en moins par rapport à la source EBG [127].

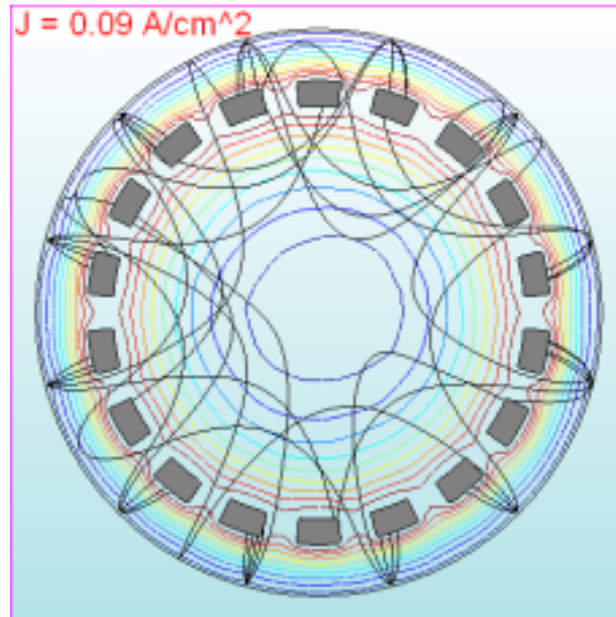


FIG. VI.13: effet du chauffage de la cathode sur trajectoires des électrons dans la source d'ions IRENA, pour  $J = 0.09 \text{ A/cm}^2$  et  $T = 2100^\circ\text{C}$

### VI.5.2 Effet de l'espacement cathode-anode

La possibilité d'augmenter l'espacement entre la cathode et l'anode offrirait d'importantes possibilités d'amélioration du prototype, notamment pour la fiabilité et confinement de la source (cf. §VI.3.2). Pour approuver cette solution, nous avons simulé les trajectoires des électrons en augmentant l'espacement cathode-anode jusqu'à 0.55 mm.

Les résultats obtenus en considérant l'effet de charge d'espace des électrons sont présentés dans la figure VI.14 (cas A, B et C) pour les densités du courant  $J$  respectives à  $0.09 \text{ A/cm}^2$ ,  $0.15 \text{ A/cm}^2$  et  $0.22 \text{ A/cm}^2$ .

On observe que la distance  $D$  définissant l'emplacement de la cathode virtuelle augmente pour la même densité du courant d'émission thermoélectronique. Pour les densités  $J$  de  $0.09 \text{ A/cm}^2$ ,  $0.15 \text{ A/cm}^2$  et  $0.22 \text{ A/cm}^2$ ,  $D$  est respectivement de 3.196 mm, 2.001 mm et 1.754 mm. Les électrons ont tendance à pénétrer d'avantage dans la chambre d'ionisation.

Dans la mesure où la distribution des noyaux susceptibles d'être ionisés est plus dense au voisinage de l'axe de la source, le processus de la compensation des charges d'espace négatives des électrons par les charges positives des ions est d'autant plus efficace en augmentant la distance cathode-anode. La comparaison des cas D des figures VI.12 et VI.14 prouve cela pour une compensation totale des charges d'espace négatives des électrons. De cette façon, la fuite des atomes de la source due à la réduction de confinement dans la source IRENA peut être compensée en augmentant la distance cathode-anode.



## VI.6. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

En revanche, il faut garder en mémoire qu'une telle augmentation est limitée par une distance seuil de façon à forcer l'émission des électrons. Le cas des trajectoires des électrons simulées pour un courant  $J$  de  $0.22 \text{ A/cm}^2$  illustre cela.

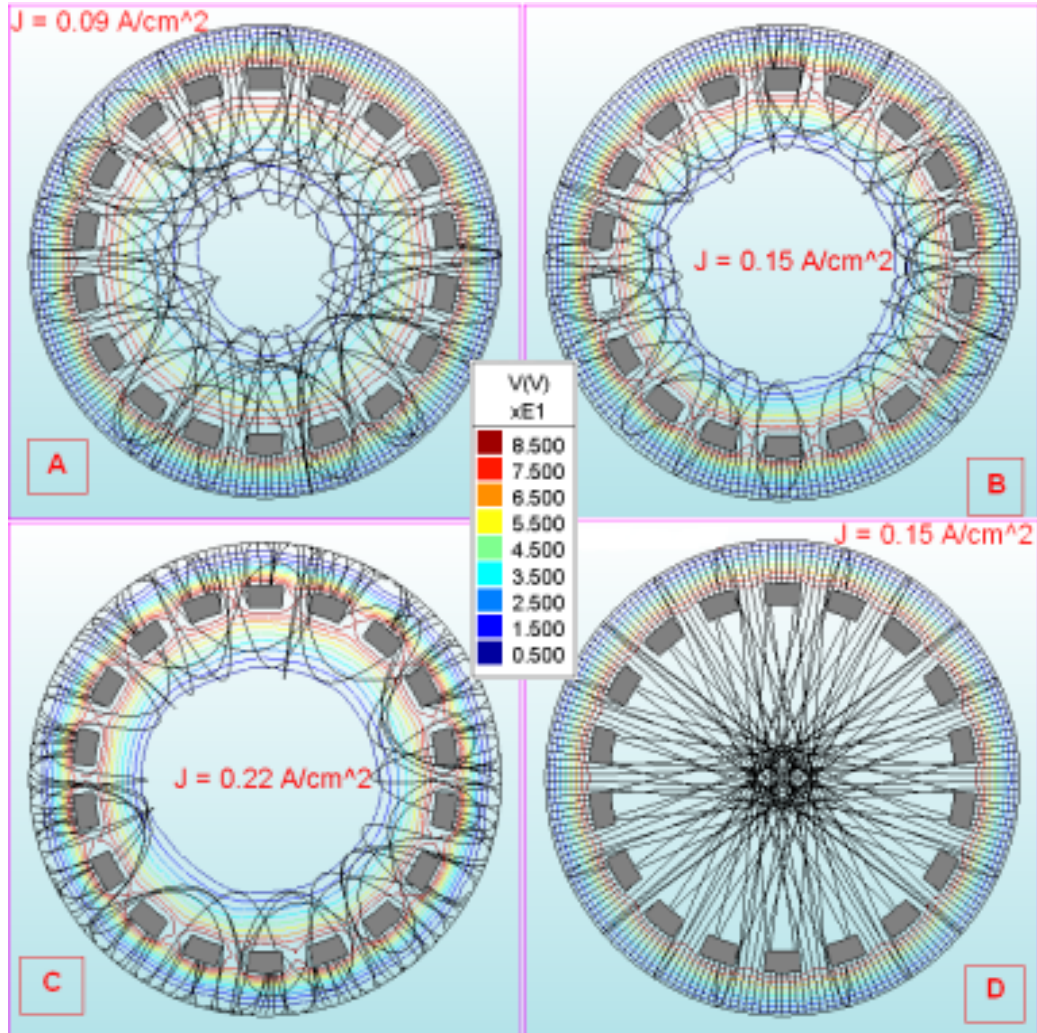


FIG. VI.14: effet de l'augmentation de l'espace cathode-anode sur trajectoires des électrons dans la source d'ions IRENA, en tenant compte de l'effet des charges d'espaces, pour différentes densités de courant d'émission thermoélectronique ( $J$ ) : cas A ( $J = 0.09 \text{ A/cm}^2$ ), cas B ( $J = 0.15 \text{ A/cm}^2$ ) et cas C ( $J = 0.22 \text{ A/cm}^2$ ). Le cas avec compensation totale des charges d'espaces négatives des électrons est illustré dans le cas D ( $J = 0.09 \text{ A/cm}^2$ )

## VI.6 Conclusion et perspectives

Un premier prototype IRENA a été conçu et réalisé. La configuration de l'ensemble cathode-anode de ce prototype a été faite aussi proche que possible de la source EBG, tout en permettant la connexion d'une cible ISOL. Les premiers tests de ce prototype ont montré que la source fonctionne.

## CHAPITRE VI. SOURCE D'IONS IRENA

Cependant, tous les résultats ont été obtenus dans des conditions défavorables de fonctionnement : température de cathode faible, ou pression dans la source élevée ( $>10^{-6}$  mbar) etc.

Malgré ces conditions, les résultats montrent des similitudes entre le comportement de ce prototype et l'EBGP.

Ces essais ont aussi révélé la difficulté à rassembler toutes les conditions favorables propres au fonctionnement de l'EBGP.

L'importance de la structure de l'anode a été mise en évidence par les simulations que nous avons menées. La transparence effective de l'anode ne s'avère de 27% alors que la transparence en surface est de 50%. Ceci est dû à la forme des broches de la grille d'anode qui donne un effet très défocalisant sur les trajectoires des électrons. Ceci empêche les électrons de se concentrer sur l'axe de la source où la probabilité d'ionisation est plus forte.

Une profonde amélioration du système de grille d'anode pour augmenter la transparence est tout à fait envisageable avec les technologies de fabrication actuelles.

Les calculs concernant l'étude de l'espacement cathode-anode démontrent l'intérêt d'augmenter l'espacement entre l'anode et la cathode. Ces résultats ouvrent des perspectives très favorables à la réalisation d'un prototype fiable. En résumé, les premiers essais et calculs réalisés pour le prototype de validation d'IRENA sont assez prometteurs pour se lancer dans la conception d'un prototype optimisé pour les futures installations de faisceaux de noyaux radioactifs. Cependant, cela nécessitera d'importants travaux de R & D pour obtenir au final une source efficace et fiable. La conception de ce prototype dépend des caractéristiques des cibles épaisses envisagées. Par exemple, le projet SPIRAL-2 n'écarte pas la possibilité d'irradier des cibles de plus d'1 kg d' $^{238}\text{U}$ . Si ces futures cibles doivent être beaucoup plus massives pour optimiser l'irradiation, cela impliquera des modifications considérables des dimensions de la source IRENA. Cela pourrait entraîner des changements dans les propriétés du faisceau nucléaire extrait, comme notamment l'émittance.

D'une façon générale, ces problèmes techniques se posent pour tous les types de sources d'ions actuellement exploitées dans la production de noyaux radioactifs. Même pour les sources très avantageuses comme la source à photo-ionisation laser, tant les condition d'irradiation envisagées imposent de contraintes.





# Chapitre VII

## Conclusion générale et perspectives

Les travaux effectués durant cette thèse s'inscrivent dans le cadre du projet ALTO, projet de *R & D* exploitant la photofission comme mode de production de faisceaux de noyaux riches en neutrons.

Il vise à obtenir des intensités de faisceaux d'isotopes riches en neutrons 100 fois plus élevées que l'installation du projet PARRNe en insérant l'accélérateur d'électrons ALTO en conjonction au séparateur d'isotopes en ligne PARRNe2, dans les aires mêmes du Tandem d'Orsay.

La thèse s'est déroulée dans une phase cruciale du projet car il fallait à la fois mettre en place l'accélérateur pour le démarrage des premiers tests à faibles intensités du faisceau primaire et concevoir les renforcements de l'infrastructure existante du Tandem pour permettre une exploitation dans les conditions nominales. Cette conception a été délicate car l'installation initiale, non dimensionnée au préalable pour l'exploitation de la photofission offrait peu de possibilités de renforcement des blindages. L'ensemble des travaux a été réalisé en concertation avec l'autorité de radioprotection et de sûreté nucléaire de sorte à obtenir la validation de notre dossier de radioprotection pour l'installation.

Le travail présenté dans la thèse s'est proposé d'étudier les modes d'adaptation de l'environnement de production de noyaux radioactifs riches en neutrons représenté par son ensemble cible-source d'ions pour l'exploitation de la photofission. Il s'est subdivisée en trois parties essentielles pour la concrétisation de cet objectif :

◊ l'étude de radioprotection, la définition de la nature et le dimensionnement des blindages nécessaires pour l'exploitation de la photofission en tenant compte des contraintes existantes. Les simulations basées sur les méthodes Monte-Carlo constituent l'outil nécessaire pour achever ce but ;

◊ l'étude de l'adéquation d'une cible épaisse de carbure d'uranium ( $UC_x$ ) pour la production de noyaux radioactifs riches en neutrons par photofission. La comparaison des résultats de calcul avec les résultats de mesure a permis d'étudier la validité du code de calcul Monte-Carlo FLUKA pour la photofission avec un faisceau d'électrons de 50 MeV d'énergie.

◊ la conception et le développement du premier prototype de la source d'ions IRENA ; une source d'ions de type FEBIAD destinée aux installations de seconde génération. Nos travaux montrent à quel point les considérations de radioprotection sont également impliquées dans le développement de la source.

Après avoir caractérisé au mieux la photofission induite pour la production de noyaux riches en neutrons, nous avons identifié la problématique de la radioprotection posée par le projet ALTO. Un ensemble de contraintes liées à l'insuffisance d'espace et à la limite des modifications possibles de l'infrastructure rend l'étude de l'optimisation des blindages fondamentale.

Afin de mieux appréhender la résolution du problème de radioprotection, nous avons fait une étude bibliographique exhaustive des différentes interactions des photons et des neutrons mises en jeu par le problème. Cette étude nous a servie d'outil de base pour la modélisation des phénomènes physiques dans le code Monte-Carlo FLUKA. Le recours aux simulations Monte-Carlo, à partir du code FLUKA, nous a permis de déterminer ses fonctions et de justifier son choix comme outils de calcul de radioprotection et des réactions de photofission dans la cible  $UC_x$ .

Nos résultats de calcul du débit de dose dans l'intégralité de l'installation ALTO constituent l'outil de base unique pour définir son zonage avant une étape finale de vérification et de "commissioning". La présentation retenue, distribution d'isodose, permet une localisation plus aisée des points critiques du point de vue de la radioprotection.

Par le type et la nature des blindages proposés dans cette thèse pour ramener le niveau de rayonnement élevé en dessous des limites réglementaires, nous avons réussi à préserver la définition des zones actuelles en dehors du toit de la rotonde du Tandem. Après investigation de plusieurs possibilités, nous avons proposé une structure mixte s'appuyant sur un blindage principal en béton, type bunker, complété par des blindages segmentés.

Face à l'importance du débit de dose généré au voisinage de l'ensemble cible-source d'ions (de  $10^{+2}$  Sv/h à  $10^{+3}$  Sv/h), l'étude de la structure de blindages segmentés a permis de réduire ce débit d'un facteur de  $10^{+4}$  avec une génération minimum de photons et de neutrons due à la structure intrinsèque des blindages. La mise en place d'une telle structure pour la protection radiologique du toit de la salle 210 a été contrainte par la limite du poids supportable par les matériaux utilisés pour les infrastructures du Tandem. L'interdiction d'accès au toit de la rotonde pendant le fonctionnement d'ALTO semble la solution la plus acceptable. Grâce à nos derniers résultats, la définition de cette zone surveillée a été clairement délimitée.

La géométrie de l'infrastructure étudiée est complexe et ne présente aucune symétrie. De plus, le transport des particules dans les simulations est soumis à une forte pénétration dans les différents niveaux de blindages. La fiabilité des résultats est subordonnée à la stratégie de biaisage. Afin d'atteindre ce but, nous avons développé des maillages adaptés pour chaque cas et la subdivision des simulations en deux étapes de transport de particules a été nécessaire.

L'impact de notre travail, permettant une meilleure prise en compte de la radioprotection autour du déploiement du projet ALTO a des conséquences à moyen et long terme. Dans la mesure où la quasitotalité de la géométrie réelle a été simulée, l'étude de la mise en conformité du Tandem avec les réglementations rendue nécessaire suite à l'intégration de nouveaux dispositifs expérimentaux sera systématique.

La calibration du code de calcul FLUKA avec la photofission nous a permis d'étudier les interactions générées dans la cible épaisse  $UC_x$  de type PARRNe. Les résultats de notre étude fournissent des explications claires sur la manière par laquelle les électrons, les photons et les neutrons interagissent avec la cible  $UC_x$  et montrent les densités

## CHAPITRE VII. CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

d'interactions. Ainsi, nous avons déterminé les dimensions optimales d'une cible  $UC_x$  pour la photofission auprès d'ALTO.

La confrontation de nos résultats de calcul de production pour les éléments de Kr, Ag, Sn, I et Xe aux mesures expérimentales que nous avons réalisées récemment avec le dispositif ALTO avec une intensité de courant de 100 nA a conduit également à une plus grande confiance dans les résultats obtenus. Une conséquence à cela, est la confirmation du gain d'un facteur 100 en intensité du faisceau d'isotopes au bout de la ligne PARRNe2. Ceci prouve la grande utilité des méthodes Monte-Carlo dans le domaine des R & D des cibles de production, et notamment pour l'optimisation des cibles destinées à des installations de seconde génération comme SPIRAL2.

En particulier, pour ces installations, nous avons conçu et réalisé le premier prototype d'une la source d'ions de type FEBIAD, nommée IRENA. La configuration de l'ensemble cathode-anode de ce prototype a été faite aussi proche que possible de la source EBG, tout en permettant la connexion d'une cible ISOL. Les premiers tests de ce prototype ont montré que la source fonctionne, malgré des conditions très défavorables de fonctionnement (température de cathode faible, ou pression dans la source élevée, etc.). Néanmoins, ces essais ont aussi révélé la difficulté à rassembler toutes les conditions favorables propres au fonctionnement de l'EBG.

Nous avons mis en évidence par les simulations des trajectoires d'électrons avec le code LORENTZ2D, l'importance de la structure de l'anode. Dans ce contexte, une profonde amélioration du système de grille d'anode pour augmenter la transparence est tout à fait envisageable avec les technologies de fabrication actuelles.

L'étude de l'espacement cathode-anode révèle l'intérêt d'augmenter autant que possible l'espacement entre l'anode et la cathode. Ces résultats ouvrent des perspectives très favorables à la réalisation d'un prototype fiable.

En résumé, les premiers essais et calculs réalisés pour le prototype de validation d'IRENA sont assez prometteurs pour se lancer dans la conception d'un prototype optimisé pour les futures installations de faisceaux de noyaux radioactifs. La conception de ce prototype dépend des caractéristiques des cibles épaisses envisagées. Par exemple, le projet SPIRAL-2 considère des cibles de plus d'1 kg d' $^{238}U$ . Si ces futures cibles doivent être beaucoup plus massives pour optimiser l'irradiation, cela impliquera des modifications considérables des dimensions de la source IRENA ; ce qui pourrait entraîner certains changements des propriétés du faisceau nucléaire extrait, comme notamment l'émission.

Lorsque l'on considère les installations de seconde génération comme SPIRAL2 ou EURISOL, les développements à mener autour de l'ensemble cible-source d'ions et ses protections sont encore très importants.

Les études entreprises pour mettre en place l'installation ALTO ont mis en évidence les nombreux points sensibles d'une exploitation avec faisceau à forte intensité. La poursuite des développements auprès d'ALTO permettra de contribuer à la réalisation de ces projets.



# Annexes



# Annexe A

## Productions des isotopes de Kr, Ag, Sn, I, Xe et Cd

### A.1 Chaîne isotopique du Krypton (Kr)

Masse [ <i>u.m.a</i> ]	Mesures expérimentales			Simulations	
	ALTO [ <i>atomes/s</i> ]	<i>incertitude</i> [%]	PARRNe2000 [ <i>atomes/s</i> ]	FLUKA [ <i>atomes/s</i> ]	<i>incertitude</i> [%]
85	$2,700E + 05$	$\pm 25,65$	-	$2,50E + 03$	$\pm 31,60$
86	-	-	-	-	-
87	$2,002E + 06$	$\pm 27,63$	$3,80E + 05$	$4,59E + 04$	$\pm 8,90$
88	$2,221E + 06$	$\pm 26,25$	$1,10E + 06$	$1,60E + 05$	$\pm 8,30$
89	$1,405E + 06$	$\pm 25,29$	$8,70E + 05$	$2,68E + 05$	$\pm 2,40$
90	$7,444E + 05$	$\pm 24,14$	$7,00E + 05$	$4,57E + 05$	$\pm 2,80$
91	$2,021E + 05$	$\pm 23,80$	$4,30E + 05$	$3,46E + 05$	$\pm 1,80$
92	$1,079E + 05$	$\pm 24,12$	$1,90E + 05$	$2,40E + 05$	$\pm 3,80$
93	$5,321E + 04$	$\pm 25,03$	$1,10E + 05$	$1,10E + 05$	$\pm 1,60$
94	$3,092E + 03$	$\pm 28,80$	$6,10E + 03$	$4,70E + 04$	$\pm 3,10$
95	-	-	-	$3,26E + 04$	$\pm 4,40$

TAB. A.1: valeurs numériques des productions des isotopes de Kr obtenues expérimentalement avec ALTO (50 MeV d'énergie d'électrons et 100 nA d'intensité du courant), PARRNe (26 MeV d'énergie de deutons et 1  $\mu$ A d'intensité du courant) et par simulations Monte Carlo avec Fluka (50 MeV d'énergie d'électrons et 100 nA d'intensité du courant)

## A.2 Chaîne isotopique de l'Argent (Ag)

Masse [u.m.a]	Mesures expérimentales			Simulations	
	ALTO [atomes/s]	<i>incertitude</i> [%]	PARRNe2000 [atomes/s]	FLUKA [atomes/s]	<i>incertitude</i> [%]
114	-	-	-	$3,30E + 03$	$\pm 31,90$
115	-	-	-	$1,82E + 04$	$\pm 19,60$
116	-	-	-	$3,02E + 04$	$\pm 2,30$
117	$2,680E + 04$	$\pm 25,25$	$4,21E + 05$	$5,44E + 04$	$\pm 16,30$
118	$2,365E + 04$	$\pm 26,15$	$1,41E + 05$	$3,57E + 04$	$\pm 12,10$
119	$2,305E + 04$	$\pm 25,23$	$9,60E + 04$	$3,85E + 04$	$\pm 10,30$
120	$4,137E + 03$	$\pm 35,18$	$5,07E + 04$	$2,05E + 04$	$\pm 2,90$
121	$6,073E + 03$	$\pm 27,05$	$2,10E + 04$	$1,70E + 04$	$\pm 9,80$
122	$1,436E + 03$	$\pm 77,25$	$7,00E + 03$	$7,03E + 03$	$\pm 11,20$
123	$8,634E + 02$	$\pm 26,60$	$2,50E + 03$	$3,82E + 03$	$\pm 15,60$
124	$3,309E + 02$	$\pm 28,80$	$7,60E + 02$	$9,65E + 02$	$\pm 12,60$
125	-	-	-	$3,10E + 02$	$\pm 47,80$
126	-	-	-	$1,13E + 02$	$\pm 31,60$
127	-	-	-	$9,21E + 01$	$\pm 25,00$

TAB. A.2: valeurs numériques des productions des isotopes de Ag obtenues expérimentalement avec ALTO (50 MeV d'énergie d'électrons et 100 nA d'intensité du courant), PARRNe (26 MeV d'énergie de deutons et 1  $\mu$ A d'intensité du courant) et par simulations Monte Carlo avec Fluka (50 MeV d'énergie d'électrons et 100 nA d'intensité du courant)



### A.3 Chaîne isotopique du l'Etain (Sn)

Masse [ <i>u.m.a</i> ]	Mesures expérimentales			Simulations	
	ALTO [ <i>atomes/s</i> ]	<i>incertitude</i> [%]	PARRNe2000 [ <i>atomes/s</i> ]	FLUKA [ <i>atomes/s</i> ]	<i>incertitude</i> [%]
121	-	-	-	$1,50E + 03$	$\pm 40,80$
123	-	-	-	$1,55E + 04$	$\pm 16,40$
125	-	-	-	$9,73E + 04$	$\pm 8,30$
127	$4,854E + 05$	$\pm 52,32$	$4,10E + 05$	$1,90E + 05$	$\pm 2,90$
128	$1,270E + 06$	$\pm 29,77$	$3,70E + 05$	$3,35E + 05$	$\pm 5,60$
129	$2,397E + 05$	$\pm 29,38$	$1,90E + 05$	$1,70E + 05$	$\pm 7,10$
130	$1,892E + 05$	$\pm 25,17$	$8,80E + 05$	$1,77E + 05$	$\pm 4,10$
131	$5,329E + 04$	$\pm 33,35$	$1,70E + 05$	$4,14E + 04$	$\pm 8,10$
132	$1,843E + 05$	$\pm 26,37$	$3,50E + 05$	$2,18E + 04$	$\pm 4,10$
133	$2,200E + 03$	$\pm 79,56$	$1,20E + 04$	$2,18E + 02$	$\pm 25,60$
134	-	-	-	$1,20E + 02$	$\pm 16,70$

TAB. A.3: valeurs numériques des productions des isotopes de Sn obtenues expérimentalement avec ALTO (50 MeV d'énergie d'électrons et 100 nA d'intensité du courant), PARRNe (26 MeV d'énergie de deutons et 1  $\mu$ A d'intensité du courant) et par simulations Monte Carlo avec Fluka (50 MeV d'énergie d'électrons et 100 nA d'intensité du courant)

## A.4 Chaîne isotopique de l'Iode (I)

Masse [ <i>u.m.a</i> ]	Mesures expérimentales			Simulations	
	ALTO [ <i>atomes/s</i> ]	<i>incertitude</i> [%]	PARRNe2000 [ <i>atomes/s</i> ]	FLUKA [ <i>atomes/s</i> ]	<i>incertitude</i> [%]
129	-	-	-	$3,64E + 06$	$\pm 39,10$
130	-	-	-	$3,51E + 04$	$\pm 12,00$
131	-	-	-	$1,61E + 05$	$\pm 7,40$
132	$9,399E + 05$	$\pm 76,64$	-	$3,45E + 05$	$\pm 5,70$
133	$1,740E + 06$	$\pm 75,44$	-	$1,07E + 06$	$\pm 2,20$
135	$2,785E + 06$	$\pm 77,64$	$3,95E + 06$	$2,10E + 06$	$\pm 1,50$
136	$2,011E + 06$	$\pm 29,07$	$3,27E + 06$	$9,10E + 05$	$\pm 3,20$
137	$6,615E + 05$	$\pm 28,80$	$1,50E + 06$	$8,07E + 05$	$\pm 2,60$
138	$7,719E + 04$	$\pm 28,19$	$2,60E + 05$	$2,75E + 05$	$\pm 2,60$
139	$2,729E + 04$	$\pm 29,91$	$8,90E + 04$	$1,21E + 05$	$\pm 3,90$
140	$2,186E + 03$	$\pm 27,41$	$4,90E + 03$	$3,03E + 04$	$\pm 10,70$
141	-	-	-	$1,21E + 04$	$\pm 5,50$

TAB. A.4: valeurs numériques des productions des isotopes de I obtenues expérimentalement avec ALTO (50 MeV d'énergie d'électrons et 100 nA d'intensité du courant), PARRNe (26 MeV d'énergie de deutons et 1  $\mu$ A d'intensité du courant) et par simulations Monte Carlo avec Fluka (50 MeV d'énergie d'électrons et 100 nA d'intensité du courant)

## A.5 Chaîne isotopique du Xénon (Xe)

Masse [ <i>u.m.a</i> ]	Mesures expérimentales			Simulations	
	ALTO [ <i>atomes/s</i> ]	<i>incertitude</i> [%]	PARRNe2000 [ <i>atomes/s</i> ]	FLUKA [ <i>atomes/s</i> ]	<i>incertitude</i> [%]
132	-	-	-	$1,93E+02$	$\pm 11,80$
133	-	-	-	$6,00E+04$	$\pm 11,90$
135	$5,700E+04$	$\pm 24,00$	-	$5,03E+05$	$\pm 5,10$
136	-	-	-	-	-
137	$1,444E+06$	$\pm 27,12$	$5,60E+05$	$7,43E+05$	$\pm 3,90$
138	$9,73E+05$	$\pm 25,69$	-	$1,06E+06$	$\pm 1,00$
139	$6,545E+05$	$\pm 25,39$	$1,30E+06$	$4,50E+05$	$\pm 2,90$
140	$3,522E+05$	$\pm 24,77$	$3,00E+05$	$3,45E+05$	$\pm 4,00$
141	$9,125E+04$	$\pm 24,53$	$6,60E+04$	$5,95E+04$	$\pm 3,60$
142	$6,073E+03$	$\pm 28,55$	$1,50E+04$	$3,85E+04$	$\pm 6,00$
143	$2,919E+02$	$\pm 25,70$	$5,30E+02$	$4,94E+03$	$\pm 11,00$
144	-	-	-	$5,83E+03$	$\pm 9,30$
145	-	-	-	$2,10E+03$	$\pm 25,50$

TAB. A.5: valeurs numériques des productions des isotopes de Xe obtenues expérimentalement avec ALTO (50 MeV d'énergie d'électrons et 100 nA d'intensité du courant), PARRNe (26 MeV d'énergie de deutons et 1  $\mu$ A d'intensité du courant) et par simulations Monte Carlo avec Fluka (50 MeV d'énergie d'électrons et 100 nA d'intensité du courant)

## A.6 Chaîne isotopique du Cadmium (Cd)

Masse [ <i>u.m.a</i> ]	Mesures expérimentales		
	ALTO [ <i>atomes/s</i> ]	<i>incertitude</i> [%]	PARRNe2000 [ <i>atomes/s</i> ]
118	-	-	-
119	$5,239E+05$	$\pm 33,17$	$2,30E+05$
120	-	-	-
121	$5,601E+04$	$\pm 56$	$2,00E+05$
122	-	-	-
123	$7,880E+03$	$\pm 31$	$3,90E+04$
124	$6,068E+03$	$\pm 24$	$2,20E+04$
125	$3,805E+03$	$\pm 46$	$9,40E+03$
126	$1,271E+03$	$\pm 27$	$5,20E+03$
127	$2,190E+03$	$\pm 82$	$7,70E+03$
128	$2,185E+02$	$\pm 78$	$5,40E+02$

TAB. A.6: valeurs numériques des productions des isotopes de Cd obtenues expérimentalement avec ALTO (50 MeV d'énergie d'électrons et 100 nA d'intensité du courant) et PARRNe (26 MeV d'énergie de deutons et 1  $\mu$ A d'intensité du courant)

## A.6. CHAÎNE ISOTOPIQUE DU CADMIUM (Cd)

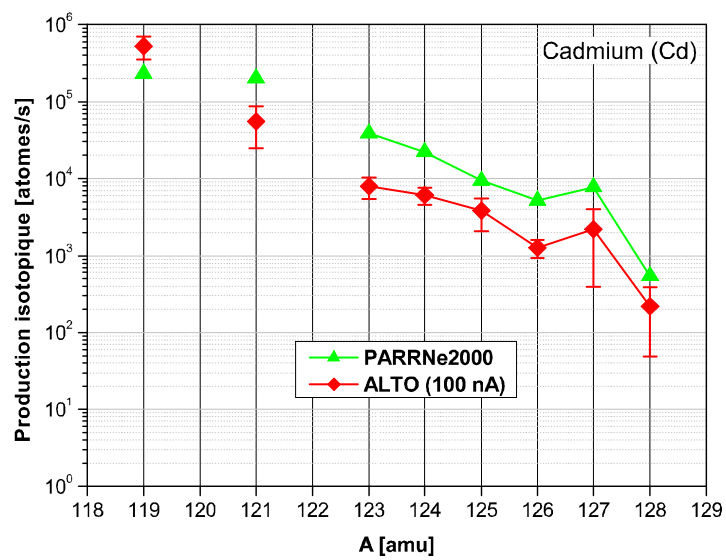


FIG. A.1: productions des isotopes de Cd obtenues expérimentalement avec PARRNe et ALTO (100 nA)

## Annexe B

### Discrétisation des régions pour le biaisage

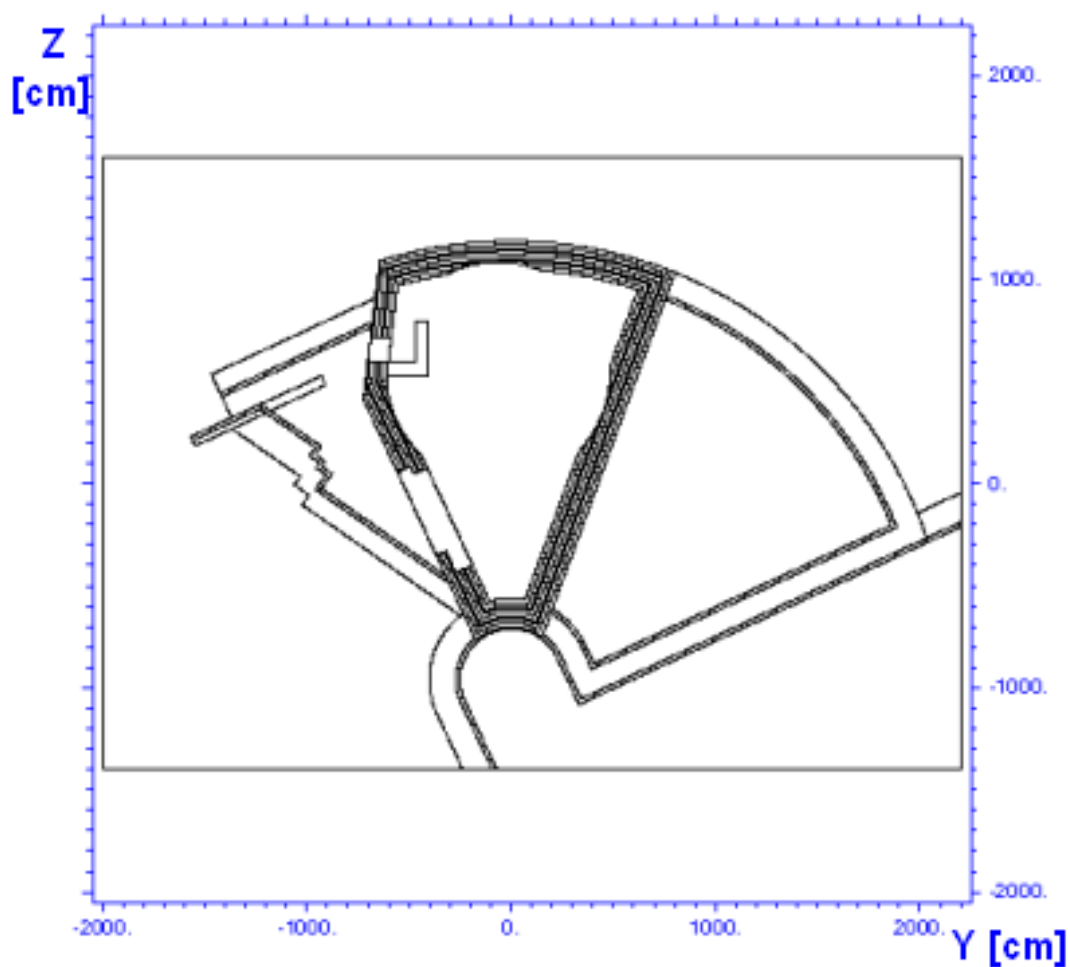


FIG. B.1: discrétisation des murs de la pièce 210 en 8 régions. (coupe horizontale dans le plan  $(y,z)$ )

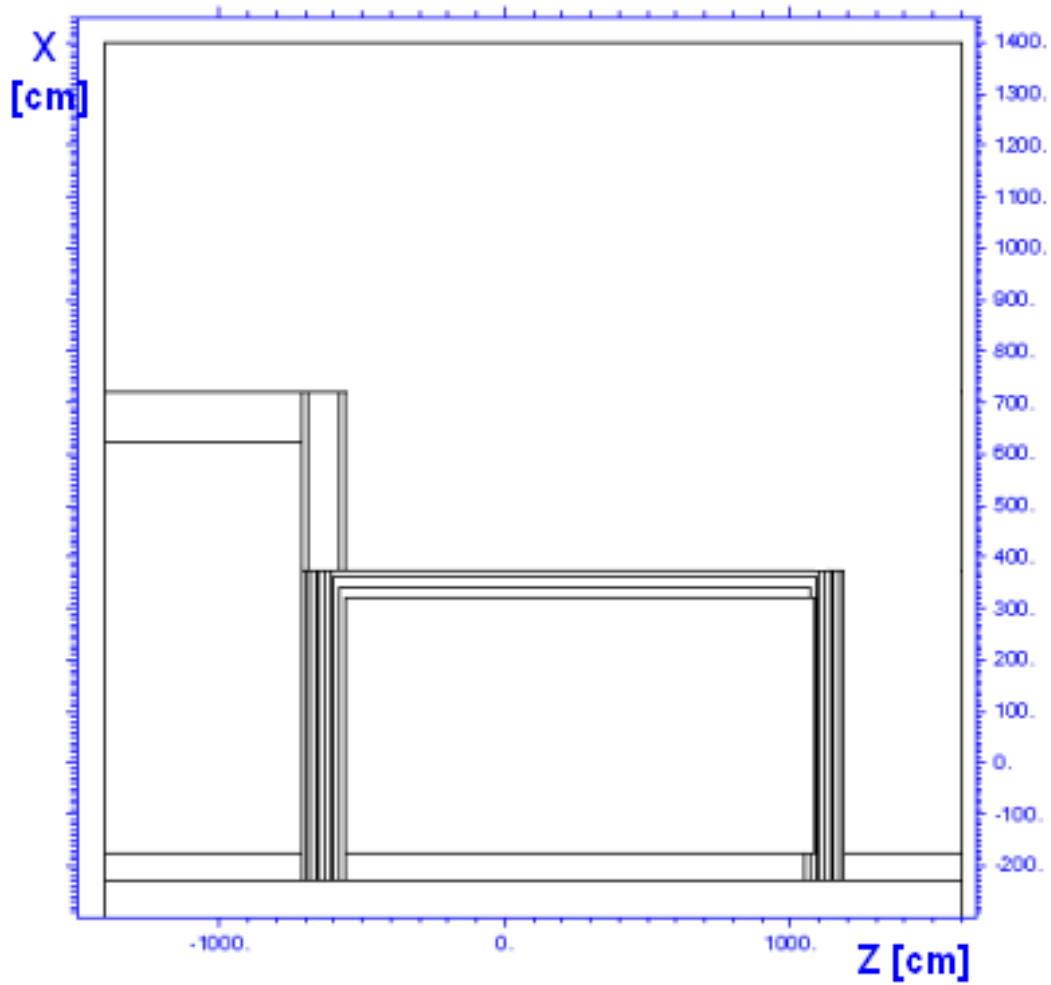


FIG. B.2: discrétisation du toit de la pièce 210 en 3 régions. (coupe verticale dans le plan  $(z,x)$ )

ANNEXE B. DISCRÉTISATION DES RÉGIONS POUR LE BIAISAGE

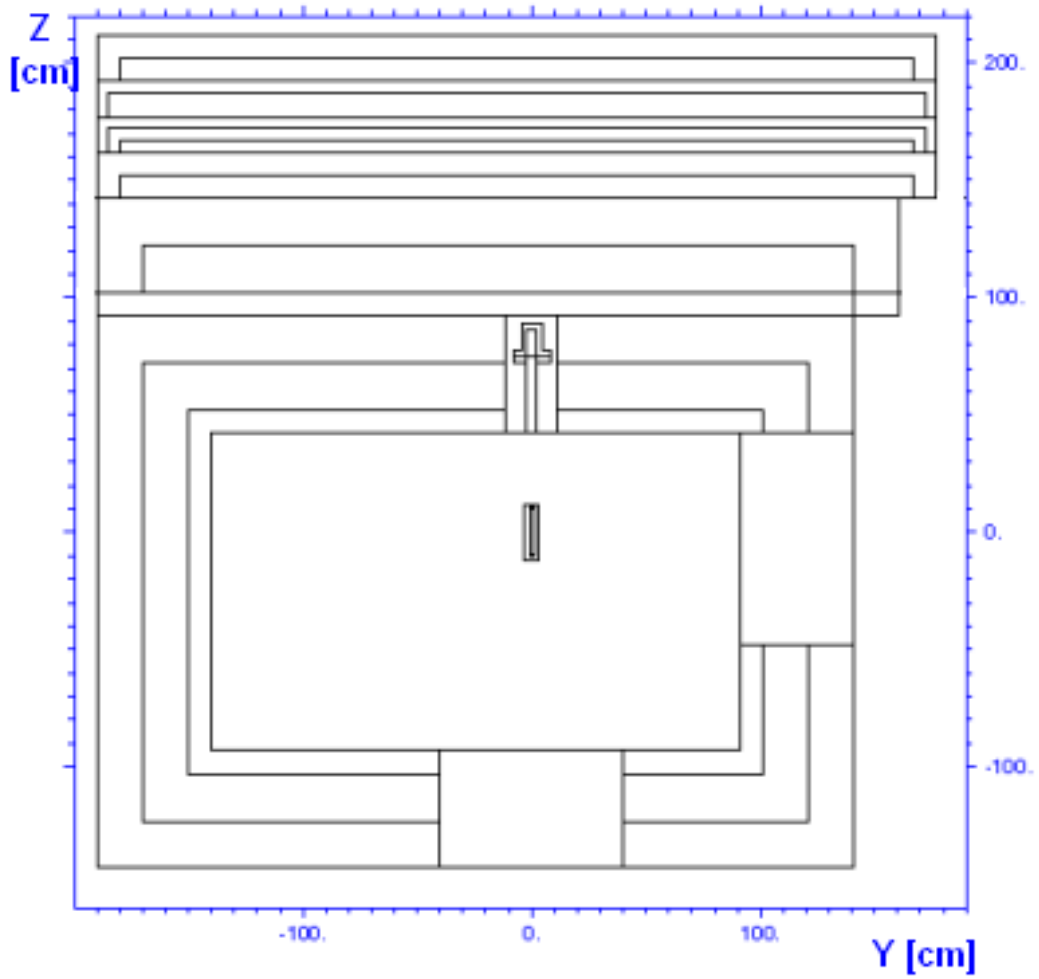


FIG. B.3: discrétisation du Bunker avec la structure des blindages segmentés. (coupe horizontale dans le plan  $(y,z)$ )

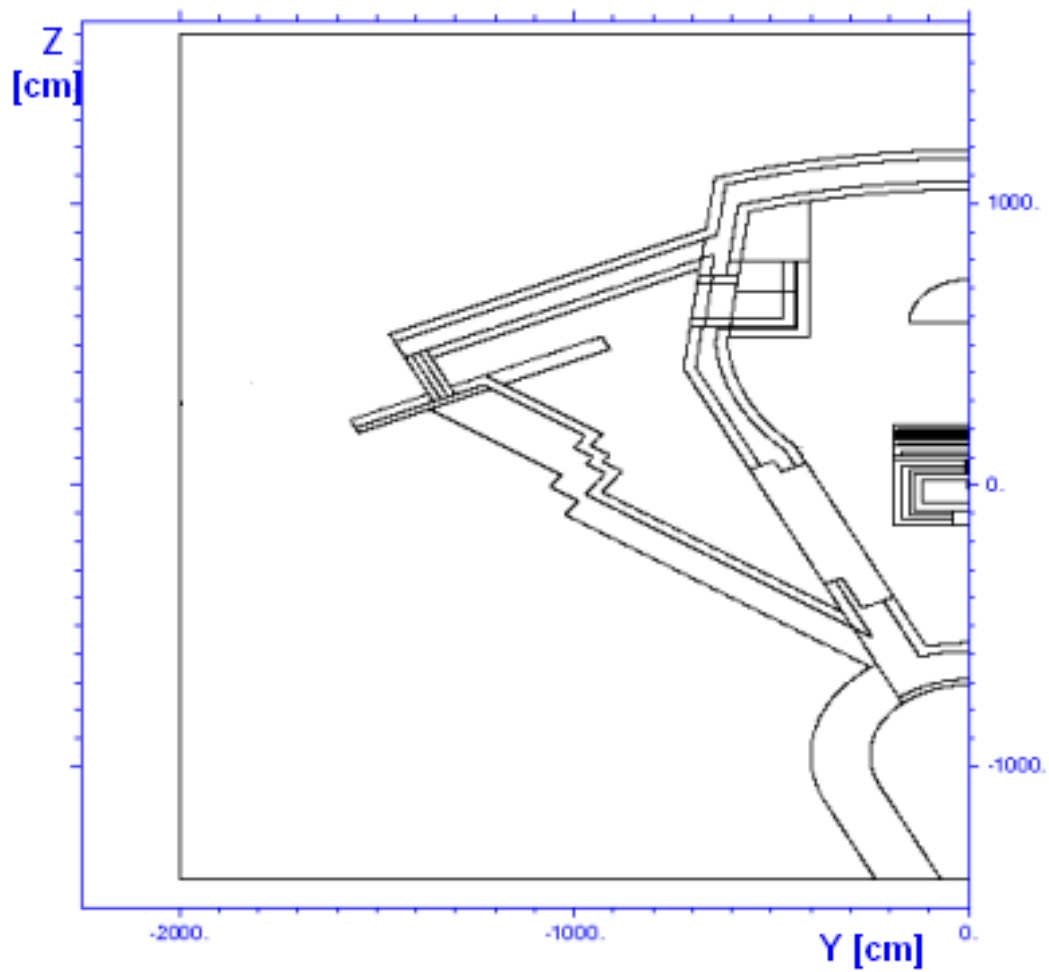


FIG. B.4: définition des régions pour le biaisage du labyrinthe. (coupe horizontale dans le plan  $(y,z)$ )



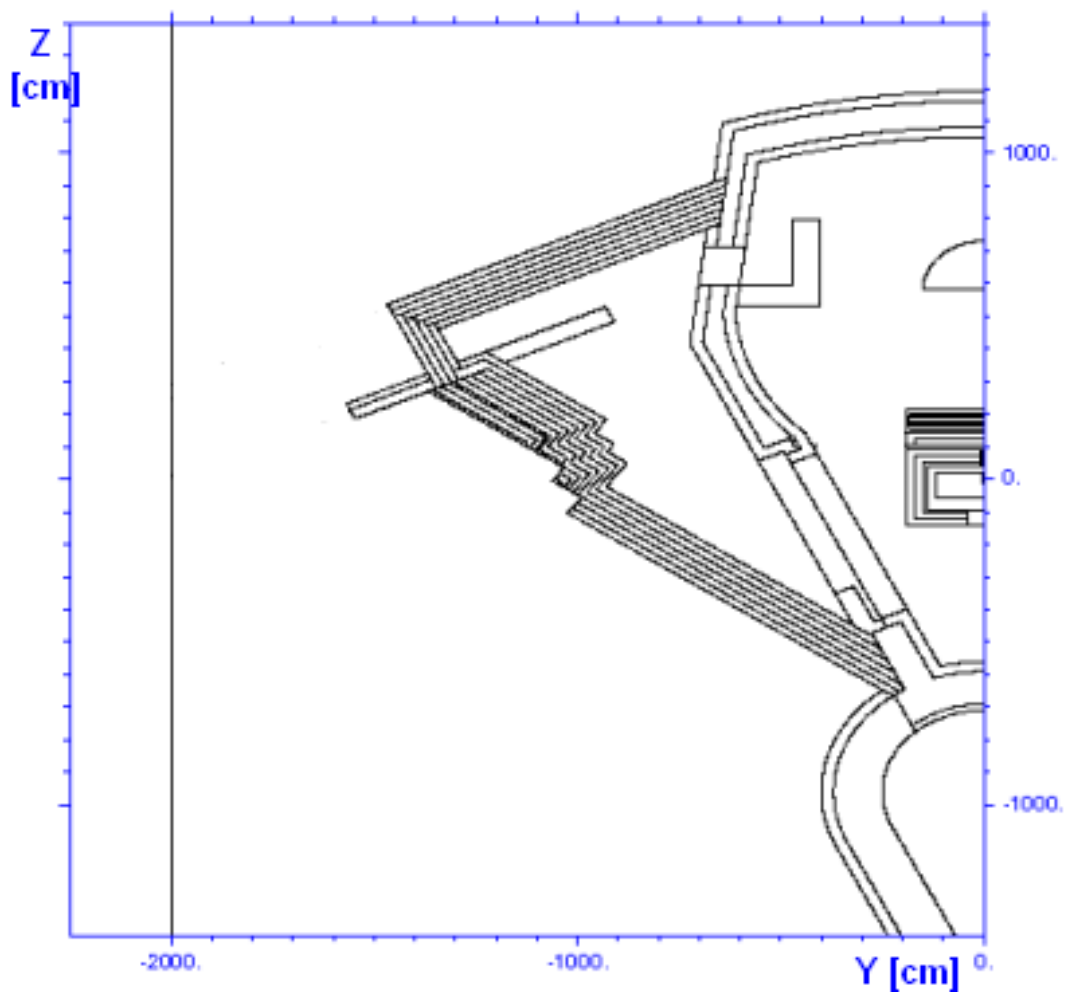


FIG. B.5: discrétisation des murs de la pièce 310 et de la porte interface 310-210. La porte blindée en béton est discrétisée en 4 régions de 20 cm chacune. (coupe horizontale dans le plan  $(y,z)$ )

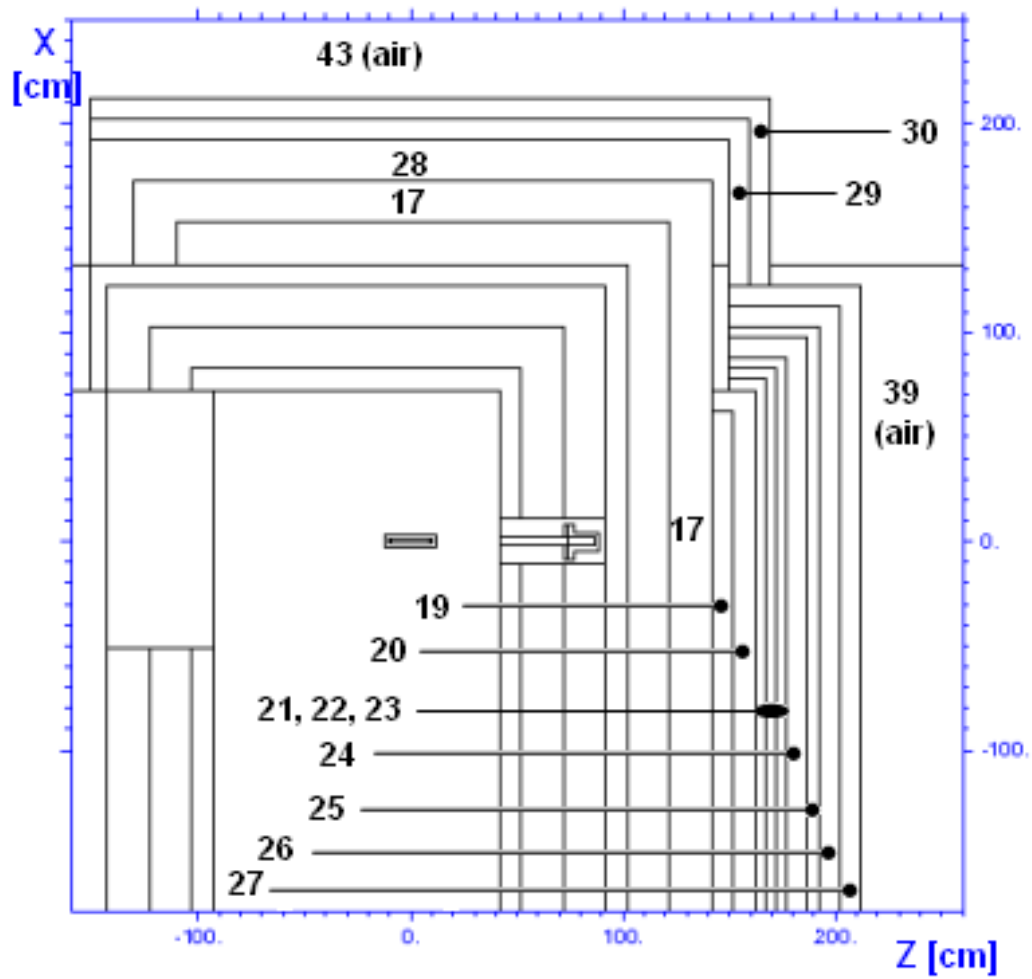


FIG. B.6: Localisation des régions définissant les détecteurs de la structure des blindages segmentés. (coupe verticale dans le plan  $(z,x)$ )

# Bibliographie

- [1] Argonne National Laboratory, Concept for an Advance Exotic Beam Facility based on ATLAS. Working paper, Argonne National Laboratory, Physics Division, February (1995).
- [2] GANIL, Exotic nuclei : an even more detailed assessment of their properties. *GANIL : A Joint National Laboratory IRF (CEA)-IN2P3(CNRS)*. , 12, (1990).
- [3] T. Motobayashi *et al.*, Large deformation of the very neutron-rich nucleus  $^{32}\text{Mg}$  from intermediate energy Coulomb excitation. *Phys. Lett.* **B 346**, 9–14, (1995).
- [4] NSG, [wwwnsg.nuclear.lu.se/annrep9798/introduction.asp](http://wwwnsg.nuclear.lu.se/annrep9798/introduction.asp).
- [5] I. Tanihata, Reactions with radioactive ion beams. *Nucl. Phys.* **A 654**, 235c–251c, (1999).
- [6] E. Roeckl, Recent experiments with radioactive ion beams at GSI. *Nucl. Phys.* **A 588**, 41c–48c, (1995).
- [7] W. F. Henning, Physics with energetic radioactive ion beams. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 126**, 1–6, (1997).
- [8] R. Smolanczuk, Production mechanism of superheavy nuclei in cold fission reactions. *Phys. Rev.* **C 56-2**, 812, (1997).
- [9] R. Smolanczuk, Production mechanism of superheavy nuclei in cold fission reactions. *Phys. Rev.* **C 59-5**, 2634, (1999).
- [10] A. C. Mueller, Radioactive beams in france. *Progr. Part. Nucl. Phys.* **46**, 359–374, (2001).
- [11] T.J. M. Symons *et al.*, Measurements on short-lived radioactive krypton isotopes from fission after isotopic separation. *Phys. Rev. Lett.* **42**, 40, (1979).
- [12] J. A. Nolen, Exotic nuclei and atomic masses. *In : AIP Conference Proceedings*, page 953, (1998).
- [13] A. C. Mueller, Recent advances in exotic nuclear beams. *Hyperfine interaction.* **127**, 21–29, (2000).
- [14] O. Kofoed Hansen et K. O. Nielsen, Measurements on short-lived radioactive krypton isotopes from fission isotopic separation. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk* **26**, 1–16, (1951).
- [15] O. Kester *et al.*, Accelerated radioactive beams from REX-ISOLDE. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 204**, 20–30, (2003).
- [16] J. D. Garrett, The latest from the new HOLIFIELD radioactive ion beam facility at Oak Ridge National Laboratory. *Nucl. Phys.* **A 616**, 3c–10c, (1997).

## BIBLIOGRAPHIE

- [17] P. Thierolf, D. Habs, O. Kester *et al.*, Concept of a high-resolution online mass separator for the Munich fission fragment accelerator. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 126**, 242–245, (1997).
- [18] O. Kester *et al.*, Fission fragment accelerators for the Grenoble and Munich high flux reactors. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 139**, 28–36, (1998).
- [19] W. T. Diamond, A radioactive beam using photofission. *Nucl. Instr. and Meth.* **A 432**, 471–482, (1999).
- [20] S. Essabaa *et al.*, Photo-fission for the production of radioactive beams ALTO project. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 204**, 780, (2003).
- [21] F. Ibrahim *et al.*, Photofission for the production of radioactive beams : Experimental data from on-line measurement. *Eur. Phys. J.* **A 15**, 357–360, (2002).
- [22] F. Hosni, *Faisceaux exotiques par méthode ISOL, Développements pour l'ionisation laser et l'ionisation de surface*. Doctorat de l'Université PARIS XI, IPNO, (2004). IPNO-T-04-11.
- [23] A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft et P. R. Sala, *FLUKA : a multi-particle transport code (program version 2005)*, (2005). CERN-2005-10 SLAC-R-773 INFN-TC-05-11.
- [24] A. Fasso *et al.*, The physics models of FLUKA : status and recent developments. *In Proc. Computing in High Energy and Nuclear Physics 2003 Conference*, La Jolla, USA, March (2003). eConf C0303241.
- [25] J. A. Nolen, A target concept for the intense radioactive beams in the  $^{132}\text{Sn}$  region. *In : D.J. Morissey, éditeur, In proceedings of the Third International Conference on Radioactive Nuclear Beams*, page 111, East Lansing, MI, (1993). Editions Frontières, Gif-sur-Yvette.
- [26] GANIL, SPIRAL II. <http://www.ganil.fr/research/developments/spiral2/index.html>.
- [27] ISOLDE, THE ISOLDE FACILITY. <http://Isolde.web.cern.ch/ISOLDE/>.
- [28] C. Lau, *Etude de la production de faisceaux riches en neutrons par fission induite par neutrons rapides*. Doctorat de l'Université PARIS 7, IPNO, (2000). IPNO-T-00-08.
- [29] Yu. Ts. Oganessian, RIB production with photofission of uranium. *Nucl. Phys.* **A 701**, 87–95, (2002).
- [30] M. J. Berger et S. M. Seltzer, Bremsstrahlung and photoneutrons from thick Tungsten and Tantalum targets. *Phys. Rev.* **C 2**, 621, (1970).
- [31] H. W. Koch et J. W. Motz, Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data. *Rev. Mod. Phys.* **31**, 920–955, (1959).
- [32] R. Leroy, H. Safa, A. Savalle, P. Royet, F. Loyet *et al.*, Preliminary Design Study (PDS) of the project SPIRAL II (electron option). Rapport technique GANIL/SPI2/007-A, GANIL, (2002). Collaboration : GANIL-CEA/DAPNIA-CNRS/IPNO.
- [33] J. T. Caldwell *et al.*, Giant resonance for the actinide nuclei :Photoneutron and photofission cross sections for  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ , and  $^{232}\text{Th}$ . *Phys. Rev.* **C 21**, 1215–1231, (1980).

## BIBLIOGRAPHIE

- [34] M. G. Saint Laurent, Taux de production de neutrons en sortie du convertisseur. Publication EDMS I-001834 V.2, GANIL, (2003).
- [35] D. Blehschmidt et D. J. Warner, Dynamic and acceleration in linear structures. Rapport CAS CERN 94-01, CERN, (1994). Vol.I.
- [36] S. M'garrech, *Utilisation de faisceaux d'électrons pour la production des noyaux radioactifs par photo-fission*. Doctorat de l'Université PARIS XI, IPNO, (2004). IPNO-T-04-08.
- [37] D. J. S. Findlay, Application of photonuclear reactions. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 50**, 314–320, (1990).
- [38] T. Gozani, *Active non destructive assay of nuclear materials : principles and applications*. US Nuclear Regulatory Commission, Washington, DC, (1981). NUREG/CR-0602.
- [39] H. Tellier, *Réactions nucléaires induites par les neutrons*. INSTN (CEA.SACLAY), (1989). Collection enseignement CEA/INSTN.
- [40] J. H. Hubbell, Photon cross sections, Attenuation coefficients, and energy absorption coefficients from 1 keV to 100 GeV. NBS Report NBS29, NSRDS, (1969).
- [41] [www.nea.fr/janis](http://www.nea.fr/janis).
- [42] M. Bertin, *Energie électronucléaire : les effets biologiques des rayonnements ionisants*. GEDIM et SODEL editeurs, EDF édition, (1991).
- [43] United Nations Scientific Committee on the Effect of Atomic Radiation, éditeur. *Genetic and somatic effects of ionizing radiation*. United Nations sales publications, New York, (1986). E.86.IX.9.
- [44] United Nations Scientific Committee on the Effect of Atomic Radiation, éditeur. *Influence of dose and dose rate on stochastic effects of radiation*. United Nations sales publications, New York, (1993). E.94.IX.2.
- [45] United Nations Scientific Committee on the Effect of Atomic Radiation, éditeur. *Epidemiological studies of radiation carcinogenesis*. United Nations sales publications, (1994). E.94.IX.11.
- [46] [www.irsn.org](http://www.irsn.org).
- [47] ICRP, Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. Annals of the ICRP 60, International Commission for Radiation Protection, (1991).
- [48] ICRP, Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. ICRP Publication, International Commission for Radiation Protection, (1995).
- [49] NCRP, The experimental basis for absorbed-dose calculations in medical uses of radionuclides. NCRP Report 83, NCRP National Council and Measurements, USA, (1985).
- [50] ICRU, Neutron dosimetry for biology and medicine. ICRU Report 26, ICRU International Commission on Radiation Units and Measurements, USA, (1977).
- [51] B. J. Moyer, Neutron physics of concern to the biologist. *Radiat Res.* **1**, 10–22, (1954).

## BIBLIOGRAPHIE

- [52] ICRU, Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. ICRU Report 57, ICRU International Commission on Radiation Units and Measurements, USA, (1998).
- [53] NCRP, Radiation protection design guidelines for 0.1-100 MeV Particle accelerator facilities. NCRP Report 51, NCRP National Council and Measurements, USA, mars (1977).
- [54] H. W. Patterson et R. H. Thomas, *Accelerator Health Physics*. Academic Press, New York, (1973).
- [55] W. P. Swanson, *Radiological safety aspects of the operation of electron linear accelerators*, volume 188 de *Technical Reports Series*. International Atomic Energy Agency, (1979).
- [56] NCRP, Neutron contamination from medical electron accelerators. NCRP Report 79, NCRP National Council and Measurements, (1984).
- [57] A. Fasso, K. Goebel, M. Hofert, J. Ranft et G. R. Stenvenson, *Shielding against high energy radiation*. Landolt-Boernstein numerical data and functional relationships in science and technology, (1990). ISBN :3540521259.
- [58] A. H. Sullivan, *A guide to radiation and radioactivity levels near high energy particle accelerators*. Nuclear Technology Publishing, Ashford, (1992).
- [59] J. F. Briesmeister, MCNP-A general Monte Carlo N-Particle Transport Code. Rapport technique LA-12625-M, Los Alamos National Laboratory, March (1997). (version 4B).
- [60] R. E. Prael, The LAHET code system : Introduction, development, and benchmarking. *In Simulating Accelerator Radiation Environments Workshop*, Los Alamos National Laboratory, (1993).
- [61] F. Jallu, *Double interrogation simultanée neutrons et photons utilisant un accélérateur d'électrons pour la caractérisation séparée des actinides dans les déchets radioactifs enrobés*. Doctorat de l'Université Blaise Pascal, CEA, (1999). FR0105375.
- [62] M. J. Mueller, *Shielding studies for the CERN Super-Proton-Synchrotron at experimental point 5*. CERN Thesis, CERN, (2004). CERN-Thesis-2004-038.
- [63] A. Fasso, A. Ferrari et P. R. Sala, Designing electron accelerator shielding with FLUKA. *In Proceeding of the 8th Int. Conf. on Radiation Shielding*, pages 643–649, Arlington (Texas), Avril (1994).
- [64] J. P. Nougier, *Méthodes de calcul numérique*, volume 3. Masson, (1991).
- [65] B. Lapeyere, E. Pardoux et R. Sentis, *Méthodes de Monte Carlo pour les équations de transport et de diffusion*. Springer, (1998).
- [66] H. Takahashi, Monte Carlo Method for geometrical perturbation and its application to the pulsed fast reactor. *Nucl. Sci. Eng.* **41**, 259, (1970).
- [67] I. Koprivnikar, The biological shield of high intensity spallation sources : a Monte Carlo Design Study. Rapport technique TU-Graz, Institute für Theoretische Physik, Graz-Austria, (2001).
- [68] R. Y. Rubinstein, *Simulations and Monte Carlo Method*. Wiley, New York-USA, (1981).

## BIBLIOGRAPHIE

- [69] G. Z. Molière, Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II- Mehrfach und Vielfachstreuung. *Z. Naturforschung.* **3a**, 78, (1948). (en allemand).
- [70] A. Ferrari, P. R. Sala, A. Fasso et J. Ranft, *FLUKA : a multi-particle transport code*. CERN, August (2005). SLAC-R-773.
- [71] G. Z. Molière, Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen III - Die Vielfach-Streuung von Bahns Spuren unter Berücksichtigung der statistischen Kopplung. *Z. Naturforschung.* **10a**, 177, (1955). (en allemand).
- [72] H. A. Bethe, Moliere's theorie of multiple scattering. *Phys. Rev.* **89**, 1256, (1953).
- [73] D. W. O. Rogers, Low energy electron transport with EGS. *Nucl. Instr. and Meth.* **A 227**, 535–548, (1984).
- [74] A. Ferrari, P. R. Sala, R. Guaraldi et F. Padoani, An improved multiple scattering model for charged particle transport. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 71**, 412–426, (1992).
- [75] L. Kim, R. H. Pratt, S. M. Seltzer et M. J. Berger, Ratio of positron to electron bremsstrahlung energy loss : an approximate scaling law. *Phys. Rev.* **A 33**, 3002–3009, (1986).
- [76] L. D. Landau et I. Ya. Pomeranchuk, The limits of applicability of the theory of bremsstrahlung by electrons and creation of pairs at large energies (en russe). *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **92**, 535, (1953). Collected paper of L. D. Landau, Pergamon Press.
- [77] L. D. Landau et I. Ya. Pomeranchuk, Electron-cascade processes at ultra-high energies(en russe). *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **92**, 735–738, (1953). Collected paper of L. D. Landau, Pergamon Press.
- [78] A. B. Migdal, Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high energies. *Phys. Rev.* **103**, 1811–1820, (1956).
- [79] M. L. Ter Mikaelyan, Bremsstrahlung radiation spectrum in a medium. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **94**, 1033, (1954).
- [80] H.-J. Möhring, On the contribution of electron production off nuclei to generation of energetic hadrons in electromagnetic showers. *DESY.* , 89–150, (1989).
- [81] S. M. Seltzer et M. J. Berger, Bremsstrahlung spectra from electrons with kinetic energy 1 keV-10 GeV incident on screened nuclei and orbital electrons of neutral atoms with  $Z = 1-100$ . ADNDT 35, At. data nucl. data tables, (1986).
- [82] D. E. Cullen, J. H. Hubbell et L. Kissel, EPDL97 : the Evaluated Photon Data Library, version 97. ADNDT UCRL-50400-6 Rev. 5, At. data nucl. data tables, (1997).
- [83] A. Fasso, A. Ferrari et P. R. Sala, Total giant resonance photonuclear cross sections for light nuclei : a data base for the FLUKA Monte Carlo transport code. *In : Proceedings of the 3rd Specialist's Meeting on shielding aspects of accelerators, targets and irradiation facilities (SATIF3)*, page 61, Tohoku university, Sendai, Japan, May (1997).

## BIBLIOGRAPHIE

- [84] A. Ferrari, M. Huhtinen, S. Rollet et G. R. Stenvenson, Procedures used during the verification of shielding and access-ways at CERN's Large Hadron Collider (LHC) using the FLUKA code. *In : Proceedings of the America Nuclear Society's winter meeting on nuclear applications of accelerator technology*, USA/Albuquerque, (1997). CERN/TIS-RP/97-14/CF.
- [85] A. Morsh et S. Roesler, Radiation studies for the ALICE environment using FLUKA and ALIFE. *In : Proceedings of the fourth workshop on simulating accelerator radiation environment (SARE-4)*, page 229, Tennessee/USA, (1998). CERN/TIS-RP/97-14/CF.
- [86] S. Roesler et G. R. Stevenson, DEQ : a routine for dose equivalent and effective dose conversion in Monte-Carlo programs. CERN Internal Report TIS-RP/TN/2002, CERN, (2002).
- [87] M. Pelliccioni, Radiation weighting factors and high energy radiation. *Radiat. Prot. Dosim.* **80**, 371–398, (1998).
- [88] M. Pelliccioni, Overview of fluence-to-effective dose and fluence-to-ambient dose equivalent conversion coefficients for high energy radiation calculated using the FLUKA code. *Radiat. Prot. Dosim.* **88**, 279–297, (2000).
- [89] S. Pospisil, I. Stekl *et al.*, Experimental tests of neutron shielding for the ATLAS forward region. *Nucl. Instr. and Meth.* **A 420**, 249–258, (1999).
- [90] Ch. Briancon, V. B. Brudamin *et al.*, The high sensitivity double beta spectrometer TGV. *Nucl. Instr. and Meth.* **A**, 222–228, (1996).
- [91] I. Stekl, S. Pospisil *et al.*, Monte-Carlo simulations of neutron shielding for the ATLAS forward region. *Nucl. Instr. and Meth.* **A 452**, 458–469, (1999).
- [92] A. Ferrari, M. Huhtinen, S. Rollet et G. R. Stevenson, Procedures used during the verification of shielding and access-ways at CERN'S Large Hadron Collider (LHC) using the FLUKA code. CERN Internal Report TIS-RP/97-14/CF, CERN, (1997).
- [93] K. Goebel, G. R. Stevenson, J. T. Routti et H. G. Vogt, Evaluating dose rates due to neutron leakage through the access tunnels of the SPS. CERN archive LABII-RA/Note/75-10, CERN, (1975).
- [94] P. J. Gollon et M. Awschalom, Design of penetrations in hadron shields. *In PAC1971*, pages 741–745, (1971).
- [95] L. C. Carraz *et al.*, Fast release of nuclear reaction products from refractory matrices. *Nucl. Instr. and Meth.* **148 2**, 217–230, (1978).
- [96] L. C. Carraz *et al.*, High-temperature carbide targets for fast on-line mass separation of alkali noble gas elements. *Nucl. Instr. and Meth.* **158**, 69–80, (1979).
- [97] R. Kirchner et E. Roeckl, Investigation of gaseous discharge ion sources for isotope separation on-line. *Nucl. Instr. and Meth.* **133**, 187–204, (1976).
- [98] R. Kirchner, Progress in ion source development for on-line separators. *Nucl. Instr. and Meth.* **186**, 275–293, (1981).
- [99] ISOLDE Collaboration, S. Sundell et H. Ravn, Ion source with combined cathode and transfer line heating. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 70**, 160–164, (1992).



## BIBLIOGRAPHIE

- [100] H. L. Ravn, Radioactive ion beams available at on-line mass separators. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 26**, 72–85, (1987).
- [101] T. Björnstad *et al.*, Methods for production on intense beams of unstable nuclei : New developments at ISOLDE. *Phys. Scr.* **34 6A**, 578–590, (1986).
- [102] E. Jacobs *et al.*, Product yields for the photofission of  $^{238}\text{U}$  with 12, 15 , 20, 30 and 70 MeV bremsstrahlung. *Phys. Rev.* **C 19**, 422–432, (1979).
- [103] England et B. F. Rider, ENDF-349 evaluation and compilation of fission products yields. technical report LA-UR-94-3106, Los Alamos National Laboratory, (1994). <http://lib-www.lanl.gov/cgi-bin/getfile?00326496.pdf>.
- [104] B. Roussière *et al.*, Release of Kr, Ag, Sn, I and Xe from  $\text{UC}_x$  targets. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 246**, 288–163, (2006).
- [105] B. Roussière *et al.*, Release properties of  $\text{UC}_x$  and molten targets. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 194**, 151–163, (2002).
- [106] H. L. Ravn *et al.*, Comparaison of radioactive ion-beam intensities produced by means of thick targets bombarded with neutrons, protons and heavy ions. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 88**, 441–461, (1994).
- [107] U. C. Bergmann *et al.*, Production yields of noble-gas isotopes from Isolde  $\text{UC}_x$ /graphite targets. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 204**, 220–224, (2003).
- [108] A. Joinet, *Production de faisceaux d'ions radioactifs chimiquement réactifs par séparation en ligne*. Doctorat de l'Université PARIS XI, IPNO, (2003). IPNO-T-03-03.
- [109] R. Antoni, L. Bourgois et N. Comte, Calculs de radioprotection de l'installation SPIRAL II pour la cible haute densité. Rapport technique DSP/SPR/SERD/2004-0189, CEA, (2004).
- [110] R. Sifi, *Application des lasers aux sources d'ions et à l'étude de la structure des noyaux radioactifs de tellure*. Thèse de doctorat, IPNO, (2006). Doctorat de l'Université PARIS XI (thèse en cours à l'IPNO).
- [111] R. Kirchner et E. Roeckel, A novel ISOL ion source. *Nucl. Instr. and Meth.* **139**, 291–296, (1976).
- [112] R. Kirchner, K. H. Burkard, W. Hüller et O. Klepper, The ion sources for the GSI on-line separator. *Nucl. Instr. and Meth.* **186**, 295–305, (1981).
- [113] M. Cheikh Mhamed *et al.*, Development of a plasma ion source for next-generation facilities. *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 03A702–1–03A702–3, (2006).
- [114] J. Arianer, Les sources de particules chargées. rapport technique 97-01, IPNO, Institut de physique nucléaire d'Orsay 91405 Orsay cedex, (1997).
- [115] K. O. Nielson, The development of magnetic ion sources for an electromagnetic isotope separator. *Nucl. Instr. and Meth.* **1**, 289–301, (1957).
- [116] O. Almén et K. O. Nielson, Systematic investigation of a magnetic ion source for an electromagnetic isotope separator. *Nucl. Instr. and Meth.* **1**, 302–322, (1957).
- [117] C. Lau *et al.*, Recent studies to improve release properties from thick isotope separator on-line fission targets. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 204**, 246–250, (2003).

## BIBLIOGRAPHIE

- [118] R. Kirchner et E. Roeckel, Investigation of gaseous discharge ion sources for isotope separation on-line. *Nucl. Instr. and Meth.* **133**, 187–204, (1976).
- [119] R. Kirchner, Review of ISOL target-ion-source systems. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 204**, 179–190, (2003).
- [120] J. M. Nitschke, An electron-beam-generated-plasma ion source for on-line isotope separation. *Nucl. Instr. and Meth.* **A 236**, 1–16, (1985).
- [121] O. Kultashev et B. Djubua, Miniature metal alloy thermoionic cathodes. *Phys. Scri.* **T 71**, 127–129, (1997).
- [122] H. K. Carter *et al.*, First on-line results for As and F beams from HRBIF target/ion sources. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 126**, 166–169, (1997).
- [123] Tavlet *et al.*, Compilation of radiation damage test data. technical report CERN-98-01, CERN, Geneva, (1998).
- [124] W. B. Herrmannsfeldt, EGUN- an electron optics and gun design program. SLAC-Report SLAC-R-331, Stanford Linear Accelerator Center, (1988).
- [125] R. Kirchner, Release studies of elementary and metal-fluoride ions at the GSI on-line mass separator. *Nucl. Instr. and Meth.* **B 126**, 135–140, (1997).
- [126] A. Asi, Ion source modelling with Lorentz-2D. *In : Proceedings of ICIS*, Oakland, (2001).
- [127] J. M. Nitschke, Oasis : The superhilac on-line isotope separator. *Nucl. Instr. and Meth.* **206**, 341–351, (1983).

## Résumé

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre du projet ALTO (**A**ccélérateur **L**inéaire **A**uprès du **T**andem d'**O**rsay), projet exploitant la photofission comme mode de production de noyaux riches en neutrons pour la séparation en ligne. Nos travaux portent sur l'étude des modes d'adaptation de l'environnement de production représenté par son ensemble cible-source d'ions.

Nous avons mené une étude exhaustive de radioprotection pour dimensionner et définir la nature des blindages nécessaires pour faire face aux flux intenses de photons et de neutrons générés dans la cible de production.

Les simulations Monte Carlo avec le code FLUKA nous ont permis de calculer le transport simultané des photons et des neutrons avec une modélisation intégrale des structures géométriques très complexes. Pour l'ensemble cible-source d'ions et les points critiques de pertes de faisceaux, nous proposons des blindages optimisés basés essentiellement sur la structure segmentée.

Nous avons étudié l'adéquation d'une cible épaisse de carbure d'uranium pour la production de noyaux radioactifs riches en neutrons par photofission. En particulier, nous avons montré la validité du code FLUKA pour la photofission avec un faisceau d'électrons de 50 MeV, en comparant les résultats de calculs aux mesures expérimentales réalisées.

Enfin, nous présentons nos travaux de conception et de développement d'un prototype de source d'ions de type FEBIAD destinée aux installations de seconde génération : la source IRENA. Ces travaux montrent à quel point les considérations de radioprotection sont également impliquées dans le développement de la source.

**Mots-clés :** Radioprotection, photofission, noyaux riches en neutrons, simulations Monte-Carlo, carbure d'uranium, ensemble cible-source d'ions, source d'ions FEBIAD, faisceaux d'ions radioactifs, accélérateurs d'électrons.

## Abstract

This Ph.D thesis has been carried out in the framework of ALTO project (**A**ccélérateur **L**inéaire **A**uprès du **T**andem d'**O**rsay), a project exploiting photofission as a production mode of neutron-rich nuclei for ISOL facilities. Our work deals with adaptation modes of the production environment represented by the target-ion source unit.

We undertook an exhaustive radioprotection study in order to design and define the kinds of shielding necessary to face intense flux of photons and neutrons generated in the production target. Monte Carlo simulations with FLUKA code allowed us to calculate the simultaneous transport of photons and the neutrons with an entire modelling of the very complicated geometrical structures. For the target-source unit and the critical points of beam loss, we propose an optimised shielding based mainly on the segmented structure.

We have studied the adequacy of a thick carbide uranium target to produce neutron-rich nuclei by photofission. In Particular, comparing the results of simulations with the experimental data, we have benchmarked FLUKA code for photofission with a 50 MeV electron beam.

Finally, we present our work on the design and development of a FEBIAD-type-ion-source prototype : IRENA ion source, designed for next generation facilities. This work shows how important radioprotection considerations are also involved in the design of the ion source.

**Keywords :** Radioprotection, photofission, neutrons-rich nuclei, Monte-Carlo simulations, uranium carbide, target-ion source unit, FEBIAD ion source, radioactive ion beams, electron accelerators.