



HAL
open science

Dosimétrie par fibre optique d'installations d'irradiation expérimentales

Jeoffray Vidalot

► **To cite this version:**

Jeoffray Vidalot. Dosimétrie par fibre optique d'installations d'irradiation expérimentales. Optique / photonique. Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2022. Français. NNT : 2022STET0045 . tel-04277261

HAL Id: tel-04277261

<https://theses.hal.science/tel-04277261v1>

Submitted on 9 Nov 2023

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.



N° d'ordre NNT : 2022STET0045

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ JEAN MONNET SAINT-ÉTIENNE

Membre de l'Université de LYON
opérée au sein du
Laboratoire Hubert Curien et au CEA DAM Ile de France

**Ecole Doctorale N° 488
(SCIENCES, INGÉNIERIE, SANTÉ)**

Spécialité / discipline de doctorat :
Optique, Photonique et Hyperfréquences

Soutenue publiquement le 01/12/2022, par :
Jeoffray Vidalot

Dosimétrie par fibre optique d'installations d'irradiation expérimentales

Devant le jury composé de :

GARCIA ALIA, Rubén	Docteur	CERN	Rapporteur
BENABDESSELAM, Mourad	Professeur	Université de Côte d'Azur	Rapporteur
OUERDANE, Youcef	Professeur	Université Jean Monnet	Examineur
BOUZAOUÏ, Mohamed	Professeur	Université de Lille	Examineur
BALCON, Nicolas	Docteur	CNES	Examineur
GIRARD, Sylvain	Professeur	Université Jean Monnet	Directeur de thèse
PAILLET, Philippe	Directeur de recherche	CEA	Codirecteur de thèse
MORANA, Adriana	Maître de conférences	Université Jean Monnet	Codirectrice de thèse

Table des matières

<u>TABLE DES MATIERES</u>	2
<u>LISTE DES ACRONYMES</u>	8
<u>CHAPITRE 0 : INTRODUCTION GENERALE</u>	9
CHAP0-A : CONTEXTE GENERAL	9
CHAP0-B : POSITIONNEMENT DE LA THESE	10
<u>CHAPITRE I : LES INSTALLATIONS D'IRRADIATION – MILIEUX RADIATIFS, DIAGNOSTICS ET DOSIMETRIE</u>	12
CHAPI-A : LES INSTALLATIONS D'IRRADIATION : UN BESOIN POUR L'EXPERIMENTATION	12
CHAPI-A-1 : DEFINITION D'UNE INSTALLATION D'IRRADIATION	12
CHAPI-A-2 : LES SOURCES DE RADIATION	13
ChapI-A-2.1 : Les sources directes	13
ChapI-A-2.2 : Les sources par conversion	13
CHAPI-B : INTERACTION RADIATION-MATIERE	14
CHAPI-B-1 : LES PARAMETRES PHYSIQUES D'UNE INTERACTION	14
CHAPI-B-2 : L'INTERACTION SINGULIERE DES PHOTONS	15
ChapI-B-2.1 : l'effet photoélectrique	16
ChapI-B-2.2 : l'effet Compton	17
ChapI-B-2.3 : la création de paires	18
CHAPI-B-3 : LA REACTION DE LA MATIERE FACE AUX PHOTONS	19
ChapI-B-3.1 : Combinaison des effets singuliers	19
ChapI-B-3.2 : Propagation d'un photon dans la matière et absorption	19
CHAPI-B-4 : INTERACTION DES CHARGES LOURDES AVEC LA MATIERE	20
ChapI-B-4.1 : Définition d'une charge lourde	20
ChapI-B-4.2 : Interaction à haute énergie	21
ChapI-B-4.3 : Interaction à basse énergie	22
ChapI-B-4.4 : Utilisation des charges lourdes dans le domaine médical	23
CHAPI-B-5 : INTERACTION DES CHARGES LEGERES AVEC LA MATIERE	24
ChapI-B-5.1 : Distinction basse énergie/haute énergie pour les charges légères	24
ChapI-B-5.2 : Interaction avec transfert énergétique	24

ChapI-B-5.2.1 : Interaction par collision	24
ChapI-B-5.2.2 : Interaction avec émission de photon	25
CHAPI-B-6 : INTERACTION DES NEUTRONS AVEC LA MATIERE	25
ChapI-B-6.1 : Définition d'un neutron	25
ChapI-B-6.2 : Diffusion du neutron	28
ChapI-B-6.2.1 : Distinction des interactions par l'énergie du neutron	28
ChapI-B-6.2.2 : Diffusion du neutron	29
ChapI-B-6.3 : Interaction nucléaire	30
ChapI-B-6.3.1 : Capture neutronique	30
ChapI-B-6.3.2 : Réaction de fission	31
ChapI-B-6.3.3 : Réaction de fusion	32
ChapI-B-6.4 : Utilisation des neutrons pour la recherche et l'industrie	33
ChapI-B-6.4.1 : La fusion nucléaire contrôlée	33
ChapI-B-6.4.2 : La radiographie neutronique	34
CHAPI-C : ETAT DE L'ART DES DIAGNOSTICS DE SOURCES D'IRRADIATION	34
CHAPI-C-1 : LES INFORMATIONS ACCESSIBLES GRACE A UN DIAGNOSTIC DE SOURCE DE RADIATION	34
ChapI-C-1.1 : Information spatiale	34
ChapI-C-1.2 : Information temporelle	35
ChapI-C-1.3 : Information intégrable	35
ChapI-C-1.4 : Information collectée par l'interaction radiation-matière	36
CHAPI-C-2 : LES TYPES DE DIAGNOSTIC	37
ChapI-C-2.1 : Mesure de profil transverse de faisceau	37
ChapI-C-2.2 : Mesure de profil longitudinale de faisceau	39
ChapI-C-2.3 : Courant, flux et mesures associées	40
CHAPI-C-3 : LES CONTRAINTES D'UN DOSIMETRE	41
CHAPI-D : LES FIBRES OPTIQUES COMME ELEMENT SENSIBLE DE DOSIMETRE	42
CHAPI-D-1 : UNE FIBRE EN SILICE DOPEE	42
ChapI-D-1.1 : Silice amorphe	42
ChapI-D-1.1.1 : Réseau amorphe parfait	42
ChapI-D-1.1.2 : Altération du réseau amorphe	43
CHAPI-D-2 : LA SILICE DOPEE EXPOSEE AUX RADIATIONS	45
ChapI-D-2.1 : Effets directs des radiations sur les fibres optiques	45
ChapI-D-2.2 : L'atténuation induite par radiation (RIA)	45
ChapI-D-2.2.1 : Description du mécanisme	45
ChapI-D-2.2.2 : Utilisation pour la dosimétrie	46
ChapI-D-2.3 : Emission induite par radiation (RIE)	47
ChapI-D-2.3.1 : Un mécanisme général combinant plusieurs sources	47

ChapI-D-2.3.2 : Emission Cerenkov	48
ChapI-D-2.3.3 : Luminescence induite par radiation	50
ChapI-D-2.3.4 : Thermoluminescence	51
ChapI-D-2.3.5 : Luminescence optiquement stimulée	52
ChapI-D-2.3.6 : Utilisation de la RIE pour la dosimétrie	52
CHAP I-E : CONCLUSION DU CHAPITRE I	54

**CHAPITRE II : DEVELOPPEMENT D'UN DOSIMETRE A FIBRE OPTIQUE GRACE A
DES INSTALLATIONS D'IRRADIATION** **55**

CHAPII-A : SOURCES ET MOYENS D'IRRADIATION	55
CHAPII-A-1 : SOURCES CONVENTIONNELLES	55
ChapII-A-1.1 : Irradiateur à rayons X continu	55
ChapII-A-1.2 : Cyclotron à protons et ligne proton de moyenne énergie	58
ChapII-A-1.3 : Source de neutrons 14 MeV	59
ChapII-A-1.3.1 : 4 MV	59
ChapII-A-1.3.2 : GENESIS	60
CHAPII-A-2 : SOURCES ATYPIQUES D'IRRADIATION	61
ChapII-A-2.1 : ORIATRON	61
ChapII-A-2.2 : ELSA	63
ChapII-A-2.3 : ASTERIX	65
CHAPII-B : CONSTRUCTION DE MONTAGES EXPERIMENTAUX POUR ETUDIER LES EFFETS DES RADIATIONS SUR LES FIBRES OPTIQUES	66
CHAPII-B-1 : MONTAGE EXPERIMENTAL DE L'ETUDE DE L'ATTENUATION INDUITE PAR RADIATION	66
CHAPII-B-2 : MONTAGE EXPERIMENTAL DE L'ETUDE DE L'EMISSION INDUITE PAR RADIATION	67
CHAPII-B-3 : AJUSTEMENT DES MONTAGES FACE A L'INSTALLATION D'IRRADIATION	70
CHAPII-C : SELECTION DES FIBRES OPTIQUES POUR LA DOSIMETRIE DE FAISCEAU D'IRRADIATION	72
CHAPII-C-1 : CHOIX DES FIBRES OPTIQUES	72
ChapII-C-1.1 : Les barreaux de préformes dopées au Cérium et au Gadolinium	72
ChapII-C-1.2 : Les fibres multimodes dopées Cérium	73
ChapII-C-1.3 : Les fibres multimodes dopées Azote	75
CHAPII-D : CONCLUSION DU CHAPITRE II	78

**CHAPITRE III : DES DOSIMETRES A FIBRE OPTIQUE POUR DES INSTALLATIONS
D'IRRADIATIONS CONVENTIONNELLES** **79**

CHAPIII-A : UN DOSIMETRE POUR SOURCE DE RAYONS X CONTINU	79
CHAPIII-A-1 : CONSTRUCTION DE SONDE ET PROTOCOLE EXPERIMENTAL	79
ChapIII-A-1.1 : Une expérience d'irradiation, une sonde et une instrumentation	79
ChapIII-A-1.2 : Sonde basée sur la fibre dopée Azote	80
ChapIII-A-1.3 : Sélection des débits de dose et des phases d'irradiation	81
CHAPIII-A-2 : UN DOSIMETRE SENSIBLE AUX RAYONS X	83
ChapIII-A-2.1 : Temporalité de RIL	83
ChapIII-A-2.2 : Correspondance entre RIL et débit de dose	84
CHAPIII-A-3 : GAIN EN SENSIBILITE PAR ASSISTANCE D'UN MIROIR	87
ChapIII-A-3.1 : Sélection d'un métal et préparation d'échantillons de test	87
ChapIII-A-3.1.1 : Choix d'un métal pour le dépôt d'un miroir sur une extrémité de fibre optique	87
ChapIII-A-3.1.2 : Préparation d'échantillons pour les tests sous radiation	88
ChapIII-A-3.2 : Investigation de la réponse de la fibre optique assistée par un miroir	89
ChapIII-A-3.2.1 : Signal de radioluminescence d'une fibre assistée par un miroir	90
ChapIII-A-3.2.2 : Extraction de l'amplitude de radioluminescence	92
ChapIII-A-3.2.3 : Calibration de la réponse d'une fibre assistée par un miroir	92
ChapIII-A-3.2.4 : Conséquences du choix du métal et de la pré-irradiation sur le gain en luminescence	94
ChapIII-A-3.3 : Effet des fortes doses sur le gain en sensibilité	94
ChapIII-A-3.3.1 : Effet de dose sur la croissance de la RIL	95
ChapIII-A-3.3.2 : Effet de dose sur la réflectance du miroir	97
CHAPIII-B : DOSIMETRIE DE SOURCE DE PROTONS ET DIAGNOSTIC DE PROFIL TRANSVERSE	100
CHAPIII-B-1 : REALISATION DE PROFIL TRANSVERSE UTILISANT DES RODS DOPES	100
ChapIII-B-1.1 : Préparation des sondes sur le gantry motorisé	100
ChapIII-B-1.2 : Phases d'irradiation et changement de position et de collimateur	100
CHAPIII-B-2 : PROJECTION DE PROFIL DE FAISCEAU COLLIMATE	101
ChapIII-B-2.1 : Profil de faisceau de proton par RIE	101
ChapIII-B-2.2 : Extraction de la largeur à mi-hauteur	103
CHAPIII-C : SYNTHESE DU CHAPITRE III	105
<u>CHAPITRE IV : DES DOSIMETRES A FIBRE OPTIQUE POUR DES INSTALLATIONS D'IRRADIATION EXOTIQUES</u>	<u>107</u>
CHAPIV-A : UN DOSIMETRE POUR SOURCE DE RAYONS X PULSEE	107
CHAPIV-A-0 : DE LA DOSIMETRIE DE FAISCEAU CONTINU A LA DOSIMETRIE DE FAISCEAU PULSE	107
CHAPIV-A-1 : DOSIMETRIE DE FAISCEAU PULSE X PAR LA FIBRE CE	108
ChapIV-A-1.1 : Montage expérimental et protocole d'irradiation	108

ChapIV-A-1.2 : Réponse temporelle globale de la fibre Ce sous flash X	109
ChapIV-A-1.3 : Réponse temporelle impulsionnelle de la fibre Ce sous flash X	111
ChapIV-A-1.4 : Corrélation de l'amplitude de la RIE avec le débit de dose	114
ChapIV-A-1.5 : Extension de la gamme de débits de dose	115
ChapIV-A-1.6 : Synthèse	117
CHAPIV-A-2 : DOSIMETRIE DE FAISCEAU PULSE DE DUREE MICROSECONDE	118
ChapIV-A-2.1 : Montage expérimental et protocole d'irradiation	118
ChapIV-A-2.2 : Réponse temporelle globale de la fibre N sous flash X	119
ChapIV-A-2.3 : Réponse dosimétrique de la fibre N sous flash X	121
CHAPIV-A-3 : DOSIMETRIE DE FAISCEAU PULSE DE DUREE NANOSECONDE	122
ChapIV-A-3.1 : Montage expérimental et protocole d'irradiation	122
ChapIV-A-3.2 : Réponse temporelle globale de la fibre N sous flash X	124
ChapIV-A-3.3 : Réponse dosimétrique de la fibre N sous flash X	126
CHAPIV-B : DOSIMETRIE DE SOURCE PULSEE D'ELECTRONS A HAUT DEBIT DE DOSE	128
CHAPIV-B-1 : RIA INDUITE PAR UN FAISCEAU D'ELECTRONS	128
ChapIV-B-1.1 : Montage expérimental et protocole d'irradiation	128
ChapIV-B-1.2 : RIA spectrale & temporelle de la fibre Ce	128
CHAPIV-B-2 : REPOSE RIE INDUITE PAR UN FAISCEAU D'ELECTRONS INTENSE	130
ChapIV-B-2.1 : RIE spectrale et temporelle de la fibre Ce	130
CHAPIV-B-3 : SYNTHESE DES IRRADIATIONS SOUS ELECTRONS	133
CHAPIV-C : DOSIMETRIE DE FAISCEAU NEUTRONIQUE	134
CHAPIV-C-1 : MONTAGE EXPERIMENTAL ET PROTOCOLE D'IRRADIATION	134
CHAPIV-C-2 : TEMPORALITE DE LA RIE DE LA FIBRE N SOUS NEUTRONS	134
ChapIV-C-2.1 : Diagnostic temporel de flux de neutron stable	134
ChapIV-C-2.2 : Réactivité aux variations de flux	135
CHAPIV-C-3 : SIMULATION GEANT4 DE LA DOSE DEPOSEE PAR LES NEUTRONS SUR LA FIBRE N	136
CHAPIV-C-4 : CALIBRATION DE LA SOURCE DE NEUTRONS PAR LA RADIOLUMINESCENCE DE LA FIBRE N	139
CHAPIV-C-5 : SENSIBILITE AU FLUX DE NEUTRONS MODIFIEE PAR LA GEOMETRIE	140
CHAPIV-D : CONCLUSION DU CHAPITRE 4	141
<u>PERSPECTIVES ET CONCLUSION</u>	145
<u>LISTES DES PUBLICATIONS</u>	149
ARTICLES PUBLIES DANS DES JOURNAUX A COMITE DE LECTURE COMME AUTEUR PRINCIPAL :	149
ARTICLES PUBLIES DANS DES JOURNAUX A COMITE DE LECTURE COMME CO-AUTEUR :	149

<u>CONTRIBUTION AUX CONFERENCES</u>	151
CONFERENCES INTERNATIONALES :	151
CONFERENCES NATIONALES :	151
<u>REFERENCES</u>	153

Liste des acronymes

CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
ECR	Electron Cyclotron Resonance
EPR	Electron Paramagnetic Resonance
FC/PC	Ferrule Contact / Physical Contact
FWHM	Full-Width at Half Maximum
ITER	International Thermonuclear Experimental Reactor
MCVD	Modified Chemical Vapor Deposition
MC	Monitor Count
MM	Multi-Mode
NA	Numerical Aperture
NBOHC	Non-Bridging Oxygen Hole Center
NIF	National Ignition Facility
NIR	Near InfraRed
ODC	Oxygen Deficient Center
OF	Optical Fiber
PMT	Tube photomultiplicateur
POL	Peroxy Linkage
POR	Peroxy Radical
PSC	Pure-Silica Core
RIA	Radiation-Induced Attenuation
RIC	Radiation-Induced Compaction
RID	Radiation-Induced Defects
RIE	Radiation-Induced Emission
RIL	Radiation-Induced Luminescence
RIRIC	Radiation-Induced Refractive Index Change
SM	Single-Mode
SPCVD	Surface Plasma Chemical Vapor Deposition
SRH	Super Radhard
STH	Self-Trapped Hole
TD	Transient Defect
TID	Total Ionizing Dose
TIR	Total Internal Reflection
UV	Ultra-Violet
vis	Visible

Chapitre 0 : Introduction générale

Chap0-A : Contexte général

Les radiations forment l'entité primordiale de notre univers. Constituées de photons, de neutrons, d'ions, de protons, d'électrons, etc, elles constituent la majorité des composantes de notre cosmos comme une mer couvrant un archipel. Ces radiations peuvent également être produites par des machines conçues par l'homme sous la dénomination de sources de radiation artificielles. Au cours des cinquante dernières années, ces sources se sont développées au rythme des évolutions technologiques. Les domaines comme l'électronique, le développement des matériaux conducteurs et magnétiques, de l'assistance et de l'asservissement par ordinateur et enfin des recherches en physique fondamentale ont été les moteurs de cette croissance. En effet, ces disciplines et applications ont toujours guidé et demandé les meilleures performances des moyens mis en œuvre autour de ces machines spécifiques pour faire évoluer nos technologies et connaissances. Aujourd'hui, de nombreux domaines ont besoin d'employer des sources de radiations ; ils s'étalent depuis l'ingénierie de pointe jusqu'à la recherche fondamentale et servent également pour la médecine moderne et l'analyse de la structure des matériaux. Toutefois, les radiations ont également besoin d'être surveillées car elles constituent des sources de danger invisible. Toutes les radiations qui seront utilisées par la suite ont la capacité d'altérer la matière avec laquelle elles interagissent. De manière plus précise, les radiations employées dans ce travail peuvent aussi bien ioniser la matière que modifier en profondeur la structure des matériaux exposés, transformant de façon plus ou moins irréversible leurs propriétés physiques et/ou fonctionnelles. Cet effet devient dès lors une contrainte sur l'environnement incorporant la source de radiation car toute présence dans la zone sera alors impactée par les radiations. Ce genre d'environnement est alors qualifié d'environnement extrême. Cette hostilité peut s'accompagner d'autres contraintes, par exemple thermiques (basses comme hautes températures), d'environnement acide, d'utilisation d'environnement pressurisé. Tout ceci constitue un ensemble d'environnements complexes à maîtriser, dangereux pour l'être humain et les équipements qui y sont employés. Afin de contrôler l'installation ou de réaliser des diagnostics sur les systèmes exposés aux radiations, l'opérateur ou l'utilisateur de l'installation a besoin d'instrumentations adaptées à l'environnement extrême, afin de caractériser et contrôler l'environnement d'exposition. Il est également nécessaire pour les utilisateurs de pouvoir utiliser ce moyen expérimental de manière contrôlée avec un gage de qualité vis-à-vis du contrôle. Si ces diagnostics n'existent pas ou ne sont pas disponibles lors de l'utilisation de la source de radiation, alors ceci se traduit directement par une dégradation des performances de l'installation en termes de précision, de contrôle-commande. Cela peut avoir alors comme effet de ne plus pouvoir interagir avec le dispositif sous test sans pouvoir déterminer ses limites de fonctionnement ou d'avoir un diagnostic faussé ou incohérent si le détecteur est altéré par les effets des radiations. Ce constat est connu depuis les premières instrumentations sous radiations dans les années 1950 et est rapidement devenu un problème à résoudre dès lors que l'on souhaite travailler

en environnement radiatif. Un système embarqué à tester sous radiation ou un diagnostic instrumental évoluant sous radiation doit pouvoir fonctionner malgré les contraintes environnementales le plus longtemps possible ou jusqu'à un seuil prédéfini et garanti par des tests. Pour les instruments de mesure, la problématique de durabilité évolue en un besoin de pouvoir réaliser une mesure fiable tout au long de la durée de vie du système de mesure malgré les dégradations causées par les radiations. Nous verrons au cours de cette thèse que tout dans la conception d'un détecteur de radiation doit être sélectionné précisément et spécifiquement pour l'application ciblée. Le choix de l'ensemble des matériaux, la géométrie du détecteur et l'instrumentation associée doivent être adaptés pour répondre avec la plus grande rigueur aux besoins de réaliser des mesures fiables et cohérentes tout au long de la durée de vie du détecteur. Afin de satisfaire cette condition de fonctionnement, des dizaines de technologies ont été explorées au cours des dernières décennies avec comme objectif de pousser toujours plus loin les performances des détecteurs et d'instrumenter des environnements de plus en plus sévères.

Parmi toutes les technologies explorées couvrant l'électronique durcie ou non, les matériaux scintillants, les détecteurs gazeux, les fibres optiques, initialement développées pour les télécoms, ont été étudiées pour leurs comportements intéressants sous irradiation. Grâce à la constante amélioration des méthodes de fabrication des fibres optiques, il est possible de les approvisionner en grande quantité et d'y inclure des dopants spécifiquement choisis pour une application dédiée. Ainsi, il est maintenant possible de les fabriquer pour les déployer en environnement radiatif et de les adapter pour leur utilisation soit au sein de systèmes de communication, comme capteur de l'environnement soumis aux radiations ou comme dosimètres ponctuels ou répartis. Ceci constitue le cœur du sujet qui sera développé dans cette thèse avec une démonstration du potentiel des fibres optiques comme dosimètre dans un large panel d'installations, de particules, de caractéristiques faisceaux. Tout d'abord, étant réalisées en silice, un matériau diélectrique, elles sont insensibles à la plupart des interférences électromagnétiques souvent problématiques au sein des environnements radiatifs. Leur géométrie filiforme très intéressante pour leur mise en œuvre ouvre la possibilité de couvrir des distances s'étendant du mm au km permettant la mesure en environnement hostile tout en déportant les éléments sensibles suffisamment loin de la source de dégradation. Nous verrons grâce aux travaux réalisés dans cette thèse que les différentes facettes de leur réponse aux radiations permettent de créer des détecteurs adaptés à plusieurs types de particules notamment des photons X ou gamma, des électrons, protons et neutrons, sur de larges gammes d'énergies. Elles s'adaptent avec facilité aux besoins des installations et aux différentes configurations spécifiques à chaque source de radiation.

Chap0-B : Positionnement de la thèse

Ce travail de thèse s'inscrit dans la continuité des recherches ouvertes sur différentes fibres optiques qui ont montré un grand potentiel pour la dosimétrie. Sous différents environnements d'irradiation, avec des configurations expérimentales adaptées à chaque installation mais toujours faciles d'emploi, les fibres

optiques ont servi à mesurer et à rendre compte de la dose perçue ou du débit de dose avec une précision compétitive par rapport aux autres technologies de dosimètres existants. En reprenant ces différents travaux et en les étendant à des installations moins conventionnelles, cette thèse tente de démontrer expérimentalement la faisabilité de dosimètres à fibre optique. Pour ce faire, cette thèse suivra un cheminement en trois grandes étapes. Les chapitres I et II poseront les bases à la fois théoriques mais aussi techniques qui serviront à la compréhension du fonctionnement d'un dosimètre à fibre optique. Le chapitre I détaillera les différents types d'interactions radiation-matière, en lien avec les effets observés dans les fibres optiques, ainsi qu'une présentation des différents types de sources de radiation et des diagnostics existants aujourd'hui. Puis ce chapitre introduira le concept de fibre optique en décomposant sa structure matérielle, et proposera un état de l'art des connaissances associées aux effets engendrés par les radiations sur les fibres optiques. Nous reviendrons en détail notamment sur les mécanismes d'atténuation induite et de luminescence stimulée par les radiations qui constitueront les éléments de base à la définition et au développement d'un dosimètre à fibre optique. Le chapitre II sera centré sur les différents moyens d'essais qui ont été utilisés pour réaliser les expériences d'irradiations. Chacune ayant ses spécificités, des précisions seront apportées sur les sources de radiation en elles-mêmes ainsi que sur leurs caractéristiques opérationnelles, notamment les doses et les débits de dose attendus. Ce chapitre II servira également à définir les moyens de mesures qui seront utilisés pour suivre l'impact des radiations sur les fibres optiques. Les chapitres III et IV détailleront les expériences réalisées et les résultats obtenus pour l'élaboration des capteurs à fibres optiques pour la dosimétrie. Le chapitre III sera dédié aux installations produisant des rayons X ou des protons, car les résultats concernant ces installations fournissent les bases nécessaires pour l'étude de sources plus complexes produisant par exemple des neutrons ou des impulsions de radiation. L'étude de ces sources moins conventionnelles constituera la base du chapitre IV. Il montrera que les fibres optiques en tant que dosimètre sont des capteurs fonctionnels malgré l'exotisme notoire des sources de radiations telles que des générateurs d'impulsions de rayons X et d'électrons. Le chapitre V construira une discussion autour des résultats afin de synthétiser les informations obtenues. Cette synthèse permettra de dégager les axes majeurs du développement futur de dosimètres dédiés et conclura ce travail de thèse.

Chapitre I : Les installations d'irradiation – milieux radiatifs, diagnostics et dosimétrie

ChapI-A : Les installations d'irradiation : un besoin pour l'expérimentation

ChapI-A-1 : Définition d'une installation d'irradiation

Une installation d'irradiation est un endroit comprenant une ou plusieurs sources de radiations. Une zone spéciale y est destinée à la production des radiations autour de laquelle sont placés des moyens expérimentaux permettant l'irradiation de matériel. L'espace d'irradiation est contrôlé depuis un pupitre de commande ou une salle de commande à partir de laquelle les opérateurs ont une vue d'ensemble de l'installation. Ils peuvent contrôler à distance les paramètres sources comme interagir avec les éléments présents dans la propagation du faisceau jusqu'à son utilisation. Ils ont également accès à des diagnostics permettant de déterminer un ou plusieurs paramètres du faisceau entre la source et la zone d'utilisation qui peut être proche (< 5 m), comme dans le cas d'une source de rayonnement γ , ou très éloignée ($> km$) dans le cas de grand accélérateur de particules comme le Large Hadron Collider (LHC) au Centre Européen de Recherche Nucléaire (CERN).

Une installation d'irradiation peut être décomposée en plusieurs éléments. Le premier est la source qui génère un faisceau primaire de particules ou de rayonnement. Si aucun organe de focalisation ni de transport n'est nécessaire comme dans le cas de source radioactive, alors l'installation d'irradiation sera concentrée sur cet élément en y ajoutant des moyens de contrôler la source, moyens que nous détaillerons par la suite. Une infrastructure de protection est aussi déployée afin de protéger les opérateurs et utilisateurs de la source en fonctionnement opérationnel. Avec l'utilisation de certaines particules comme les électrons, les protons, il est nécessaire de dissocier la source qui inclut la phase d'accélération des particules de la zone d'exploitation du faisceau. En effet, il faut d'abord que les particules atteignent une énergie définie avant de pouvoir être dirigées vers la zone d'irradiation, la zone d'expériences. D'autre part, les sections accélératrices nécessaires pour pouvoir viser de hautes énergies deviennent très rapidement nombreuses, en prenant pour exemple le synchrotron SOLEIL ou le LHC. Dans ce genre de configurations, il est alors impossible de placer sur la section d'accélération les zones expérimentales car l'espace est déjà occupé par l'accélérateur. On peut toutefois trouver des diagnostics qui seront incorporés aux sections accélératrices et opérant sous forme d'expérience. Il existe également la possibilité de se servir de l'apparition de phénomènes physiques comme le rayonnement synchrotron dans la section d'accélération et de direction pour y positionner des expériences. Comme déjà détaillé dans ce paragraphe, avec ce type de complexe, la source de particules sera suivie d'un accélérateur de particules accueillant cavité accélératrice, diagnostics de faisceau de toutes sortes, éléments de guidage (dipôle), de focalisation (quadropôle) et modélisation du faisceau (hexapôle et octupôle), puis en

dernière position vient la zone d'irradiation. Chaque installation est alors composée pour répondre aux besoins des opérateurs, utilisateurs de l'installation. A titre d'exemple, sur le LHC, quatre zones expérimentales majeures (ATLAS, CMS, LHC-b et ALICE) sont incluses dans l'accélérateur principal avec quatre espaces dédiés mais il existe aussi des zones expérimentales externes utilisant une partie du faisceau avant l'accélérateur principal comme AWAKE [1] ou après l'accélérateur principal comme LDBS [2]. En fin de guidage, une zone est alors dédiée aux expériences dans laquelle le faisceau est directement utilisé de deux façons possibles. Soit le faisceau est directement dirigé sur l'élément d'expérience soit il peut être converti via une cible, solide ou gazeuse, générant un faisceau dit secondaire qui devient alors la source primaire d'irradiation du point de vue de la zone expérimentale.

ChapI-A-2 : Les sources de radiation

ChapI-A-2.1 : Les sources directes

Les sources de radiation directes exploitent le faisceau primaire sans conversion par collision. Une source produit un ensemble de particules ou de rayonnement ionisant qui se propage jusqu'à absorption, jusqu'à interaction avec un matériel. La source et l'espace d'irradiation peuvent être localement rapprochés comme dans le cas d'une source radioactive où les éléments à irradier seront placés autour des crayons de matière instable. La source sera alors contrôlée par un ensemble de dosimètres de références placés à distance fixe de la cible permettant de déterminer le débit de dose à l'endroit d'intérêt. Les sources radioactives étant purement isotropes, l'homogénéité du flux de radiation et donc le débit de dose dépendent directement de la géométrie de l'espace d'irradiation. Si la source est constituée d'ions ou d'électrons, particules chargées pouvant être guidées à l'aide de champs électriques et magnétiques, alors la source et l'espace d'irradiation peuvent être distants voire même très éloignés comme sur le LHC au CERN. Dans ce cas, du fait de l'éloignement entre la source et la zone d'irradiation, un ensemble de diagnostic et de dispositifs de contrôle du faisceau primaire est nécessaire. Une connaissance précise de l'état du faisceau en tout point depuis son émission jusqu'à son utilisation permet de maîtriser la qualité de la source d'irradiation. Pour cela, plusieurs catégories de diagnostics existent [3]. Chacun dédié et centré sur la mesure d'un paramètre du faisceau. Nous pouvons trouver un contrôle du courant ou du flux via des bobines d'induction. Des mesures de la taille transverse du faisceau via des films fluorescents [3] ou la durée du rayonnement synchrotron [4] émis par un paquet (bunch) d'électrons dévié peuvent également être utilisées. Ces mesures et la qualité de ces mesures sont des indices précieux et indispensables pour s'assurer des performances et la fiabilité d'une installation d'irradiation que la source soit directe, indirecte ou par conversion.

ChapI-A-2.2 : Les sources par conversion

Ces sources résultent de la conversion d'une particule en une autre par interaction avec une cible. De par les interactions fondamentales et les processus d'interaction existants entre les rayonnements et les particules, deux classes de conversion sont possibles. La première est une

conversion électromagnétique intervenant par le freinage d'une charge dans un matériau dense et correspondra majoritairement aux sources de rayons X standard obtenues via un faisceau d'électrons primaire. La seconde est une conversion nucléaire par fission, fusion ou spallation et sera à l'origine des sources de neutrons conventionnelles ou d'ions lourds. Ce type de source constitue la catégorie commune de source de radiation car grâce à un faisceau primaire bien choisi et une installation bien définie, il est possible d'obtenir plusieurs types de sources secondaires. Une source primaire d'électrons pourra être utilisée directement ou pourra être convertie pour produire des rayons X comme nous le verrons avec l'installation ORIATRON du CEA Gramat. Une source d'ions pourra servir de base pour des irradiations en physique nucléaire ou sera convertie en neutrons en adaptant une zone d'extraction qui sera dédiée à ce type de faisceau comme au GANIL à Caen.

ChapI-B : Interaction radiation-matière

Dès qu'une particule interagit avec la matière lors de son parcours, elle y dépose de l'énergie. En fonction du type de particule se distinguant grâce à sa masse, sa charge électrique ou sa charge de couleur [5] dans le cas des quarks ou des neutrinos, différentes interactions peuvent se produire. La connaissance sur les différents processus d'interaction est venue en même temps que le démarrage des premiers accélérateurs de particules dans les années 1930 comme les accélérateurs électrostatiques [6] et des premiers détecteurs de particules comme les chambres à brouillard [7]. A cette époque, la communauté scientifique se rend compte via un ensemble de mesures qu'il est possible de distinguer une particule d'une autre en connaissant sa façon d'interagir. En renversant le raisonnement, il est possible également de remonter jusqu'à la nature de la particule initiant une ou un ensemble d'interaction(s) grâce aux processus qu'elle génère en interagissant avec la matière. Aujourd'hui, cette méthodologie guide de nombreuses recherches en physique des particules pour la traque des neutrinos [8] ou du boson de Higgs [9] par exemple. Ainsi grâce aux travaux expérimentaux et aux nombreux développements théoriques visant à faire progresser nos connaissances sur les particules élémentaires et leur interaction avec leur environnement, nous pouvons aujourd'hui, dresser une liste de particules connues en y indiquant leurs principaux moyens d'interaction. Ce travail de thèse se concentrera sur les effets liés à l'irradiation par des particules produites par des accélérateurs conventionnels. Nous nous intéresserons donc à des particules et rayonnements que l'on peut qualifier de conventionnels pour les distinguer des exotismes que l'on peut rencontrer dans le cadre de la physique des particules. Nous distinguerons par la suite deux grandes classes de radiations, les rayonnements électromagnétiques composés de photons et les particules massives. Pour chacun d'eux, nous détaillerons les processus d'interactions associés.

ChapI-B-1 : Les paramètres physiques d'une interaction

Dans une interaction radiation-matière, la particule ou le rayonnement incident ainsi que la matière cible sont à prendre en compte dans les paramètres de contrôle de l'interaction comme

schématisé par la Figure 1. Pour le faisceau incident, deux paramètres apparaissent cruciaux : le type de particule et l'énergie propre. A eux seuls, ils vont déterminer quelles interactions seront privilégiées ainsi que l'évolution de cette particule ou rayonnement à travers la matière grâce à l'introduction des sections efficaces ou des probabilités d'interaction. Chaque processus d'interaction individuel est défini par une section efficace qui permet de déterminer le niveau d'implication de l'interaction dans l'échange entre la particule/rayonnement et la matière. Cette section efficace est aussi paramétrée par la nature des constituants de la matière, c'est-à-dire sa composition atomique voire nucléaire. En connaissant le nombre de masse et le nombre de charge d'un matériau donné combinés avec l'énergie de la particule/rayonnement incident, il est possible de déterminer son interaction individuelle avec la matière qu'elle traverse. La section efficace ainsi que la densité du matériau contrôlé par le nombre de masse des constituants du matériau cible définissent un nouveau paramètre nommé libre parcours moyen. Il rend compte de la distance moyenne parcourue par la particule/rayonnement entre deux interactions successives.

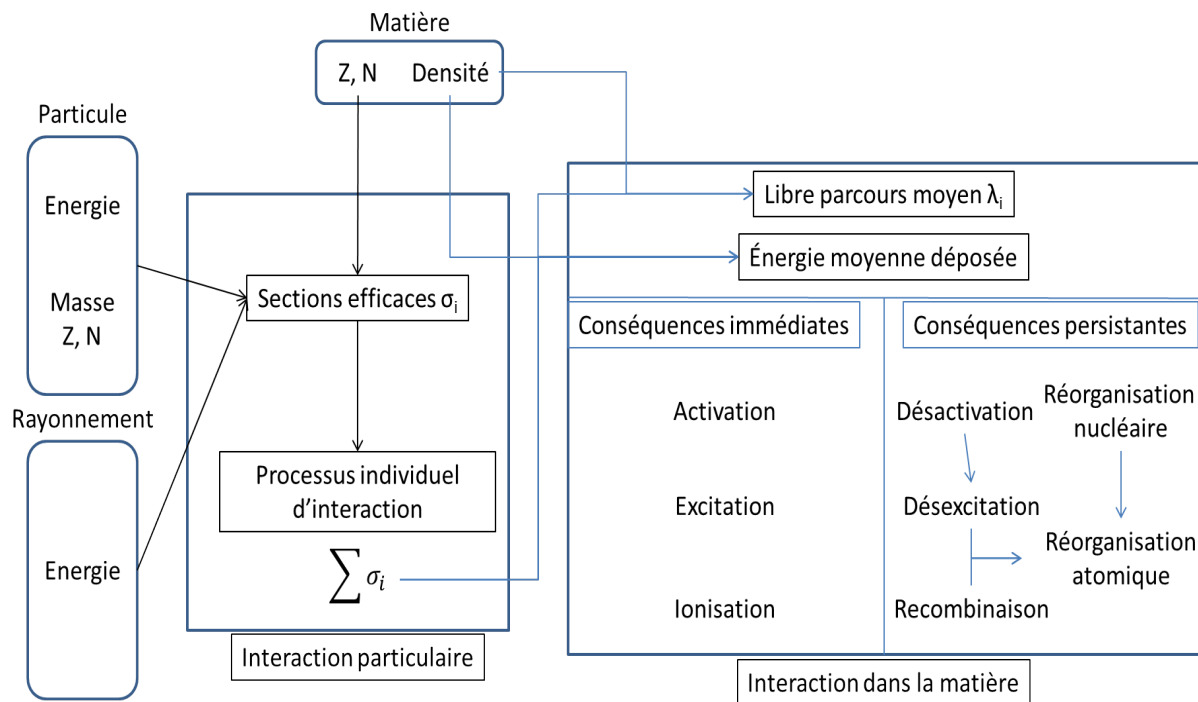


Figure 1 : Diagramme définissant les paramètres de contrôle des interactions radiation-matière

ChapI-B-2 : L'interaction singulière des photons

Les rayonnements électromagnétiques composés de photons couvrent une gamme très large de longueurs d'onde depuis les micro-ondes et ondes radio jusqu'aux rayons gamma. Ils sont répartis en plusieurs classes caractérisées par leur longueur d'onde λ que l'on peut convertir en énergie E_γ via la relation de Planck :

$$E_\gamma[\text{eV}] = \frac{hc}{\lambda[\text{m}]} \quad (\text{eq 1})$$

Avec h la constante de Planck ($4.14 \times 10^{-15} \text{ eV s}$) et c la célérité de la lumière ($2.997 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$).

A partir du rayonnement UV, les photons sont suffisamment énergétiques pour ioniser la matière et donc altérer la matière insolée. Cela nous est visible avec la brûlure occasionnée par les UV sur la peau après un éclairage prolongé à la lumière du soleil aussi appelé coup de soleil. En allant vers des rayonnements UV plus énergétiques voire au-delà avec les rayons X ou γ , leur interaction évolue de forme avec une dépendance à la fois énergétique et aussi avec la matière cible. Trois types d'interactions sont aujourd'hui connues, l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires électron-positron se distinguant par l'existence de seuil en énergie. Ces seuils sont aussi guidés par l'évolution des différentes sections efficaces que nous détaillerons pour chacune des trois interactions. Aussi, tous les photons qui traverseront un milieu matériel subiront une perte d'énergie au fur et à mesure de leur pénétration dans la matière avec comme limite finale une absorption que nous détaillerons une fois les processus d'interaction présentés.

ChapI-B-2.1 : L'effet photoélectrique

Ce processus a été découvert pour la première fois par l'invention des tubes de Crookes en 1890 [10] comme schématisé sur la Figure 2.

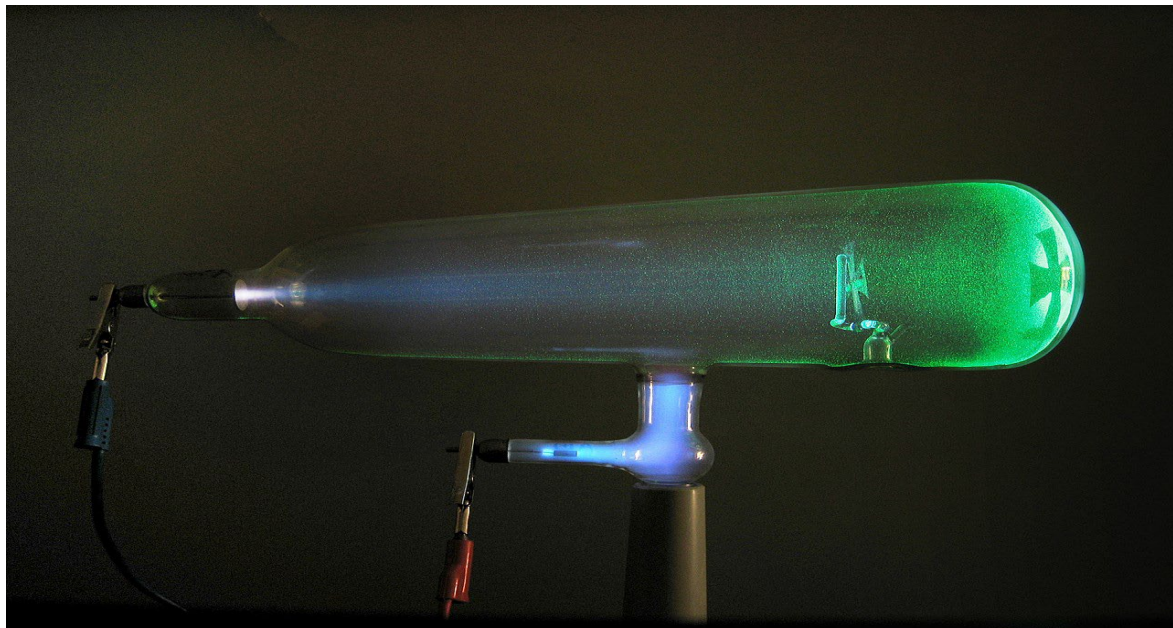


Figure 2 : Tube de Crookes [1][11]

Si un photon possède exactement l'énergie de transition d'un électron atomique en général localisé sur une couche interne alors le photon est absorbé et l'électron est éjecté de son niveau d'énergie comme représenté dans la Figure 3.

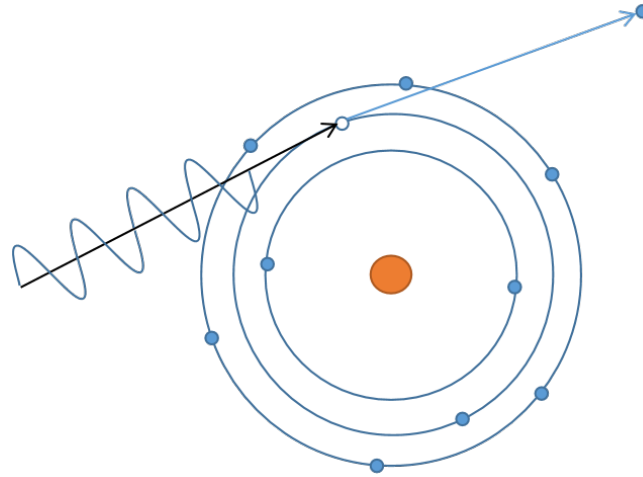


Figure 3 : Représentation de l'effet photoélectrique sur le niveau 2s de la couche L, source [12].

L'atome impacté est alors ionisé et émet un électron comme observé par la génération d'un courant électrique dans le tube de Crookes. Ce phénomène a été étudié initialement par Hertz à la fin du 19^{ème} siècle [13] puis formalisé par Planck et Einstein qui lui vaudra son prix Nobel en 1905. La description formaliste de l'effet photoélectrique repose principalement sur sa section efficace. Cependant, il n'existe pas de relation unique simple de la section efficace de l'effet photoélectrique car elle dépend du matériau cible et de l'énergie du photon incident qui définit les couches électroniques qui auront la plus haute probabilité d'interaction. Si l'expulsion d'électrons ne les fait pas devenir relativistes, il est possible d'obtenir une formalisation de la section efficace de l'effet photoélectrique sur la couche électronique K suivant l'équation eq 2 :

$$\sigma_{photo}^K = \left(\frac{32}{\epsilon^7}\right)^{\frac{1}{2}} \alpha^4 Z^5 \sigma_{Th}^e \quad (eq\ 2)$$

Où α est la constante de structure fine (1/137), Z est le numéro atomique de l'atome cible, $\epsilon = E_\gamma / (m_e c^2)$ avec $m_e c^2$ l'énergie de masse de l'électron (511 keV) et $\sigma_{Th}^e = \frac{8}{3} \pi r_e^2$ est la section de la diffusion élastique de Thomson d'un photon sur un électron avec r_e le rayon classique de charge de l'électron. A basse énergie, en moyenne inférieure à 100 keV, l'effet photoélectrique domine les processus d'interaction du photon, dominance qui s'accroît avec les matériaux lourds à Z élevé.

ChapI-B-2.2 : L'effet Compton

L'effet Compton consiste en la diffusion d'un photon sur un électron faiblement lié à son atome. Le résultat de la diffusion est un transfert d'énergie du photon incident en une quantité de mouvement pour l'électron extrait de son atome porteur comme illustré sur la Figure 4.

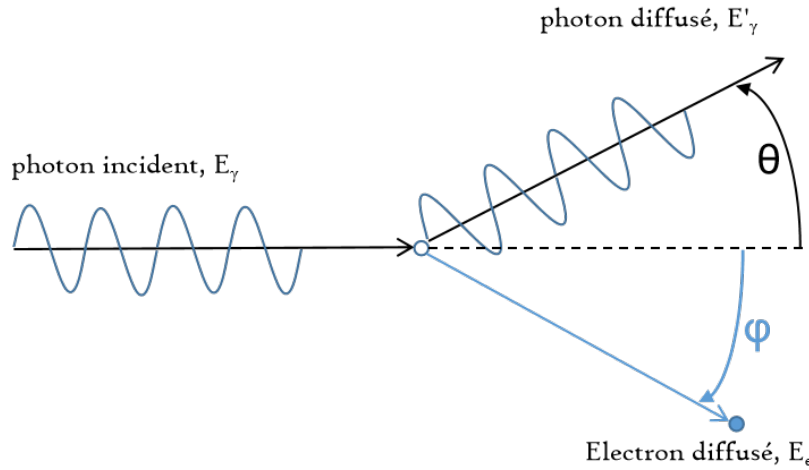


Figure 4 : Schématisation de la diffusion Compton

Le photon incident interagit avec cet électron et lui communique une partie de son énergie. L'atome ionisé, l'électron se libère avec une quantité de mouvement décrite comme la différence d'énergie du photon avant et après la diffusion. Le photon change de direction par rapport à son propagation initiale avec un angle θ et se propage avec une énergie E'_γ décrite par l'équation eq 3.

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos(\theta))} \quad (\text{eq 3})$$

L'électron aussi se retrouve diffusé avec un angle φ par rapport à la direction de propagation du photon incident. L'ouverture de la déviation est paramétrisée par rapport à l'angle du photon diffusé θ et suit l'équation eq 4.

$$\cot g(\varphi) = (1 + \varepsilon) \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{eq 4})$$

Le processus est dominant pour des photons d'énergie comprise entre 100 keV et 2 MeV. Pour la majorité des photons que nous utiliserons durant les campagnes expérimentales, ce sera donc le processus rencontré. Il existe un cas particulier de diffusion Compton lorsque l'électron collisionné est libre, on parle alors de diffusion Thomson [14]. Le processus est décrit par une section efficace différentielle provenant de l'équation de Klein-Nishina [15] [16]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{r_e}{1 + \varepsilon(1 + \cos(\theta))}\right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2(\theta)}{2}\right) \left(1 + \frac{\varepsilon^2(1 - \cos(\theta))^2}{(1 + \cos^2(\theta))(1 + \varepsilon(1 + \cos(\theta)))}\right) \quad (\text{eq 5})$$

ChapI-B-2.3 : La création de paires

Ce processus repose sur l'équivalence entre masse et énergie. Lorsque le photon possède une énergie comparable au potentiel coulombien du noyau atomique, il interagit avec le champ électrique développé par celui-ci. Un couplage de champs se forme et entraîne une brisure spontanée du vide quantique produisant une paire fermion-antifermion (électron-positron, muon-antimuon ou tau-antitau)

dont la nature dépend de l'énergie du photon incident [17]. La particule de charge négative se trouvera alors attirée par le noyau tandis que son opposé sera éjecté du noyau par répulsion coulombienne. Ce processus est une manière de produire des sources de positrons. L'apparition de ce phénomène dans le champ électrique d'un électron est également possible cependant le rapport d'intensités entre les champs électriques de l'électron et du noyau est tel que la probabilité de cet événement devient très faible. Cette interaction devient effective pour des énergies de photons supérieures au MeV qui seront proches des limites en énergie que nous verrons au cours de ce travail.

ChapI-B-3 : La réaction de la matière face aux photons

ChapI-B-3.1 : Combinaison des effets singuliers

Les trois mécanismes explicités sont en compétition lorsque l'on considère un photon interagissant avec un milieu donné. En considérant toutes les énergies possibles de l'absorption du photon de l'ordre de quelques eV jusqu'aux hautes énergies au-delà du GeV, toutes les interactions peuvent être mises en commun par la superposition de leurs sections efficaces qui dépendent également du nombre de charge de l'atome cible comme représenté par la Figure 5 [18].

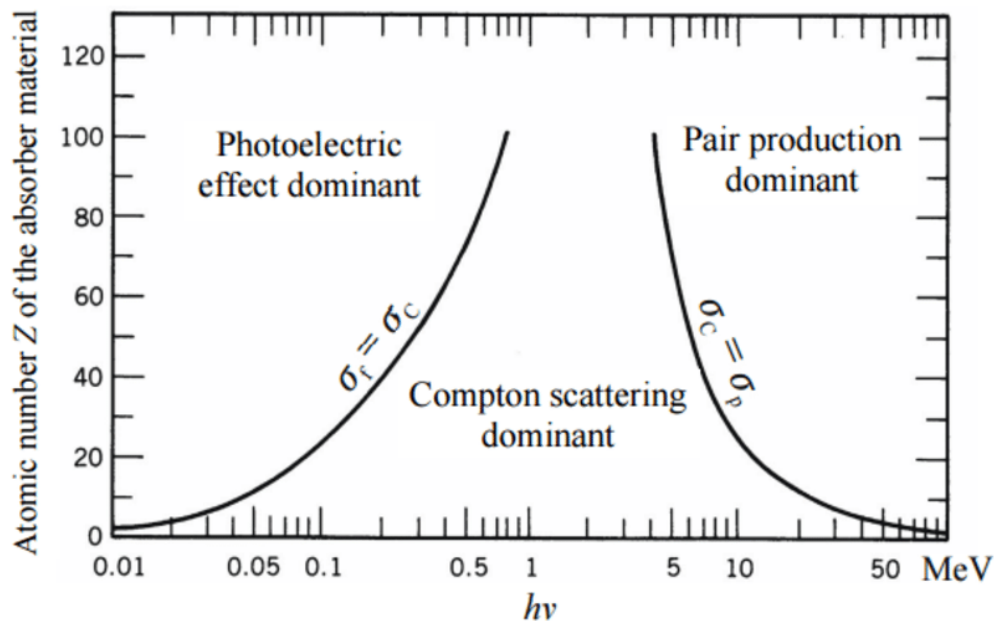


Figure 5 : Combinaison des interactions photon-matière [19].

ChapI-B-3.2 : Propagation d'un photon dans la matière et absorption

Finalement, lorsqu'un photon traverse de la matière, en fonction de son énergie, plusieurs phénomènes vont l'amener à perdre de l'énergie. Dans l'historique de sa traversée, un photon trop énergétique ou un matériau trop fin auront la même finalité en ne produisant aucune interaction. Dès lors que le photon est capable de produire un effet Compton, alors celui-lui déposera progressivement son énergie avec un libre parcours moyen, c'est-à-dire la distance moyenne entre deux interactions consécutives, de plus en plus faible. Le photon est dévié de sa trajectoire, réorienté vers sa prochaine

interaction. Le photon, une fois son énergie consommée, sera absorbé par effet photoélectrique, excitant voire ionisant l'atome cible. A cause de la dispersion des spectres de photons ou en considérant des photons de basses énergies, cela induit qu'une partie des photons émis par une source, seront inexorablement absorbés par le matériau. Une fraction du flux total de photons perdra toute son énergie à être absorbé par les atomes du matériau irradié. Dans le cas d'un rayonnement électromagnétique non ionisant, la distance de pénétration maximale de cette onde est caractérisée par la longueur de Debye [20] (eq 8).

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_0 e^2}} \quad (\text{eq } 6)$$

Où n_0 est la densité électronique du matériau traversé. Dans le cadre d'un rayonnement ionisant, les différents processus d'interaction, présentés jusqu'ici, doivent être pris en compte et intégrés à un modèle décrivant l'absorption des photons par la matière. Pour un nombre de photons N_γ^0 d'énergie centré autour d'une valeur E_γ irradiant un objet de surface S , la section efficace totale d'interaction σ_{totale} de chaque photon individuel est la somme des sections efficaces présentées précédemment concernant respectivement l'effet photoélectrique pour les basses énergies inférieures au MeV, la diffusion Compton pour des énergies intermédiaires de l'ordre du MeV et la création de paires pour les hautes énergies largement au-dessus du MeV.

$$\sigma_{\text{totale}} = \sigma_{\text{photoélectrique}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{paire}} \quad (\text{eq } 9)$$

Sur une épaisseur dz de matière composant l'objet irradié par le nombre de photons N_γ^0 , le nombre de photons absorbés dN_γ après l'épaisseur dz suit l'équation :

$$dN_\gamma = -N_\gamma^0 \sigma_{\text{totale}} dz \quad (\text{eq } 10)$$

En intégrant cette équation sur une épaisseur z , le nombre de photons N_γ évolue selon l'équation appelé loi de Beer-Lambert.

$$N_\gamma(z) = N_\gamma^0 e^{-\sigma_{\text{totale}} z} \quad (\text{eq } 11)$$

ChapI-B-4 : Interaction des charges lourdes avec la matière

ChapI-B-4.1 : Définition d'une charge lourde

Historiquement, les sources d'ions et de charges lourdes apparaissent avec les premiers accélérateurs à protons car à la différence des électrons, les énergies nécessaires pour former une source d'ions sont bien plus élevées. En effet, pour obtenir un noyau d'atome isolé de son ou de ses électrons, il faut au préalable ioniser entièrement l'atome ce qui nécessite des conditions particulières comme de hautes tensions ou de hautes températures. Du fait de la masse du proton ($m_p = 938,3 \text{ MeV}/c^2$) et du neutron ($m_n = 939.6 \text{ MeV}/c^2$), une charge dite lourde pour une source d'ion lourd sera un noyau d'atome au moins supérieur en masse à l'Hélium 4 complètement ionisé (He^{2+}). Cependant du point de vue

interaction particule-matière, toute particule chargée de masse supérieure ou égale au proton sera considérée comme une charge lourde. Deux régimes d'interaction doivent être distingués correspondant au passage de la charge lourde en termes d'énergie au régime relativiste, c'est-à-dire, dès lors que son énergie cinétique a dépassé son énergie de masse mc^2 . Dans les processus d'interaction et ceux en fonction de l'énergie de la charge, trois interactions fondamentales vont coexister, l'électromagnétique, l'interaction nucléaire forte et l'interaction nucléaire faible, la gravitation étant bien trop faible à ces masses.

ChapI-B-4.2 : Interaction à haute énergie

Si l'énergie de la charge dépasse son énergie de masse mc^2 alors l'interaction privilégiée avec la matière qu'elle rencontrera sera radiative. Pour un proton unique, cette énergie seuil est l'ordre du GeV. A de telles énergies cinétiques, la charge n'est plus visible pour la matière statique au sens particulière. Il faut alors ne considérer que son champ électrique déformé par le régime relativiste du point de vue du référentiel de la matière fixe. L'interaction de champs entre celui de la charge relativiste et celui moyen de la matière traversée, génère l'émission de photons suivant une trajectoire tangente à la déviation de la charge dans la matière. Cette émission conduit à la perte d'énergie de l'ion jusqu'à changer de mode d'interaction comme présenté dans la Figure 6 [21], [22].

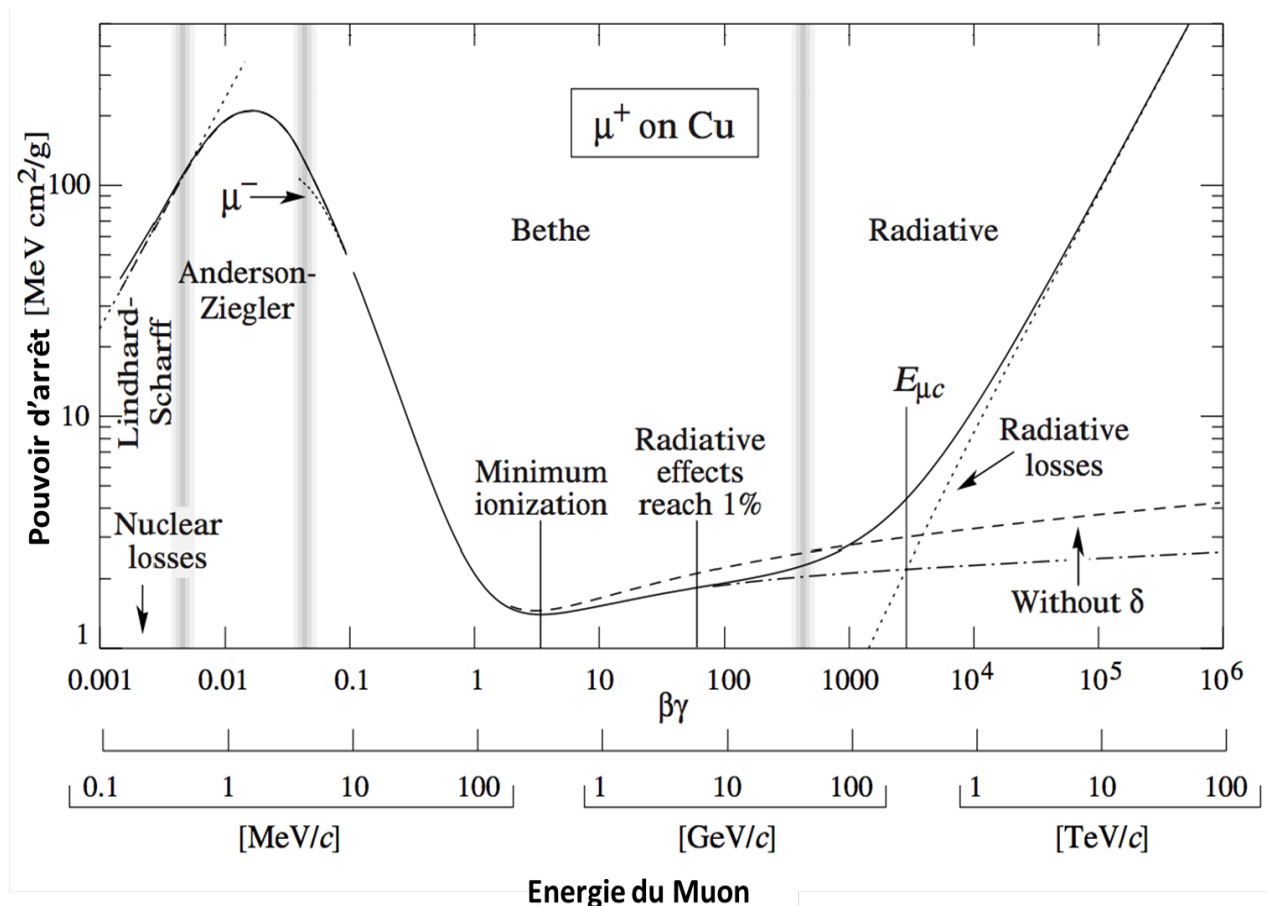


Figure 6 : Pouvoir d'arrêt du muon dans le cuivre en fonction de son énergie cinétique [21], [22].

ChapI-B-4.3 : Interaction à basse énergie

Dans une chambre à brouillard, les ions sont rapidement identifiables car leur passage est marqué par une traînée bien plus épaisse que pour les autres particules comme illustré par la Figure 7.

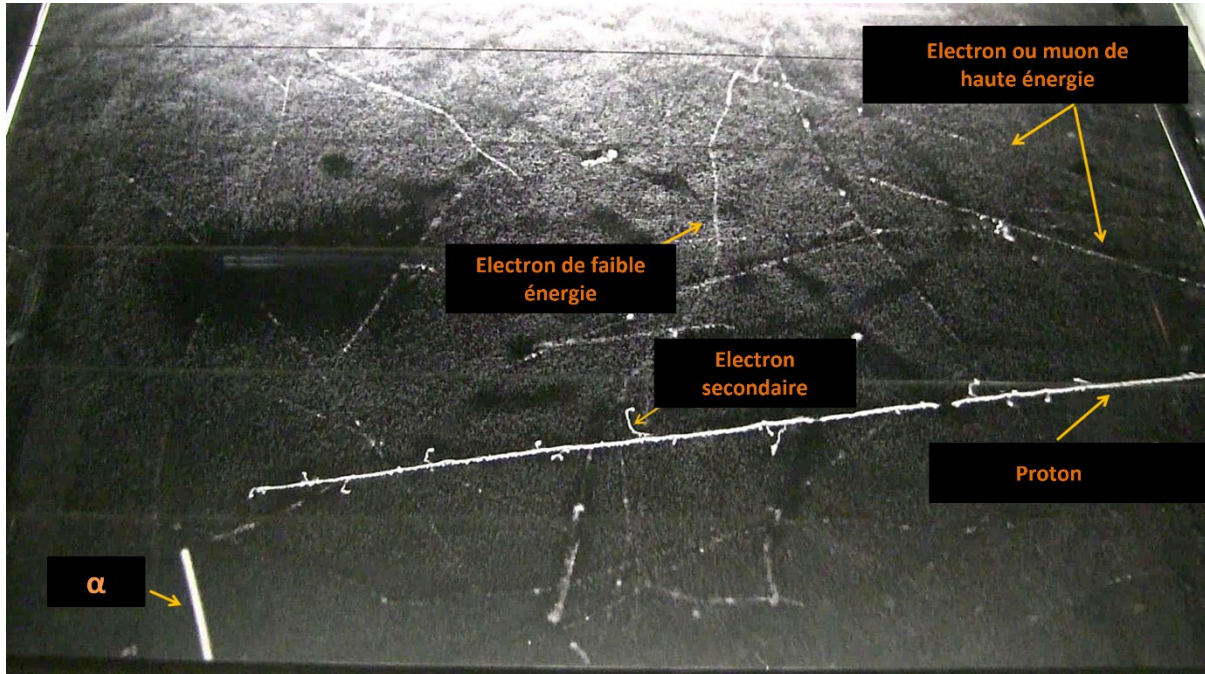


Figure 7 : Photographie du passage de plusieurs particules dans une chambre à brouillard, image adaptée de [23].

De plus, grâce aux recherches de Pierre et Marie Curie sur la radioactivité, il est à l'époque relativement facile de se procurer des sources d'ions légers pour mener des expérimentations, en commençant par citer les expériences de Rutherford. D'autre part, les nombreux développements théoriques qui apparaissent avec la mécanique quantique et ses dérivées comme l'électrodynamique quantique puis les théories classique et quantique des champs permettent de formaliser les interactions des ions, des particules chargées avec la matière. En effet, la présence de charge en plus de la masse induit de nouveaux couplages que les équations descriptives des processus doivent prendre en compte pour apporter un modèle correct et correspondant aux observations. Les différents travaux sur l'interaction des ions avec la matière aboutissent à l'apparition de l'équation de Bethe-Bloch (eq 12) en 1932 décrivant la perte d'énergie linéique [MeV/cm] par unité de longueur d'un ion de charge z dans un milieu matériel de numéro atomique Z et de masse atomique A [22].

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \text{(eq 12)}$$

Où N_A est la constante d'Avogadro ($6.023 \cdot 10^{23}$ atomes/mole), r_e est le rayon de charge de l'électron, m_e la masse de l'électron, c la célérité de la lumière dans le vide, z la charge électrique de la charge lourde, β est la vitesse réduite (v/c) de l'ion, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ est le facteur de Lorentz, I est le

potentiel d'excitation qui tient compte des propriétés du cortège électronique (fermeture de couches, niveaux d'excitations), enfin W_{\max} est le maximum d'énergie que peut transférer la particule lors d'une unique collision.. Des corrections de cette équation sont nécessaires à hautes énergies car l'ionisation directe de la matière traversée la polarise diminuant l'énergie déposée. Cet effet est pris en compte dans le facteur dit d'effet de densité $\delta(\beta\gamma)$ [22]. L'unité de cette perte d'énergie s'exprime en $\text{MeV g}^{-1} \text{cm}^2$. Elle peut être transformée pour prendre en compte la densité ρ [g/cm^3] de matière traversée. Ainsi, pour calculer la perte linéique d'énergie, l'équation eq 12 sera modifiée par $\rho \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$ alors exprimé en MeV/cm .

ChapI-B-4.4 : Utilisation des charges lourdes dans le domaine médical

Aujourd'hui les sources de protons et d'ions sont utilisées dans des recherches de physique fondamentale et pour des applications médicales. Comme évoqué plus haut, les ions déposent leur énergie progressivement par émission radiative puis par collision avec les noyaux atomiques environnants. Le maximum de perte d'énergie appelé aussi pic de Bragg illustré par Figure 8, est aujourd'hui utilisé pour détruire des cellules tumorales dans le cadre de traitement de certaines formes de cancer.

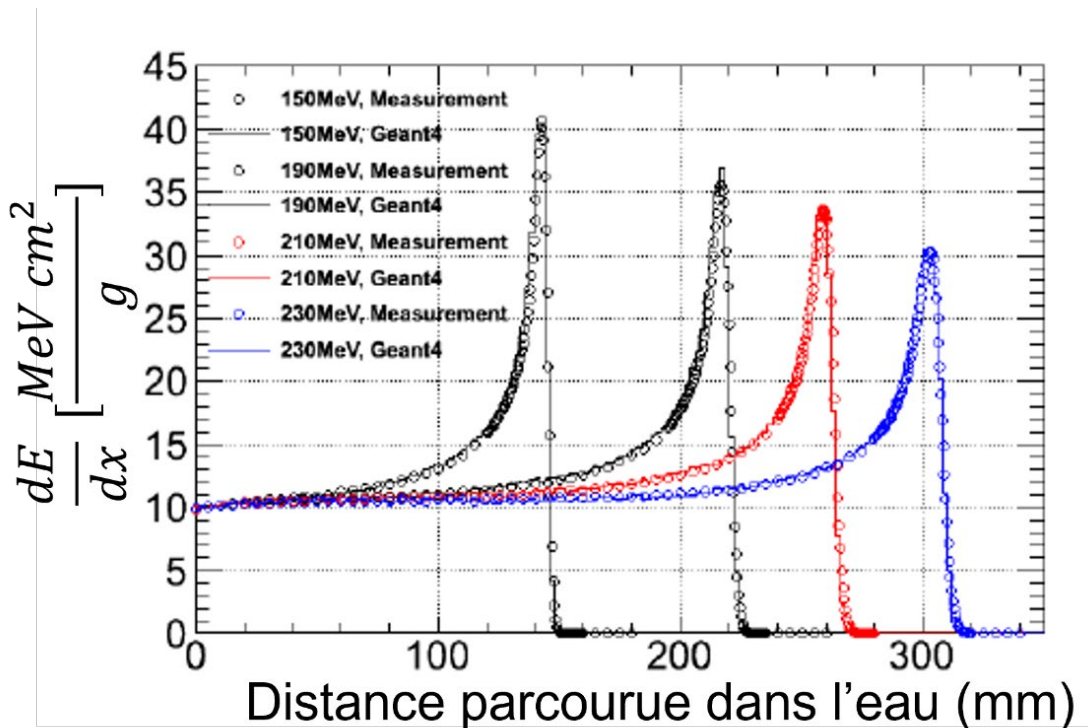


Figure 8 : Pic de Bragg proton simulé et mesuré dans l'eau pour différentes énergies de proton [24].

De nombreux centres de traitements ont aujourd'hui vu le jour dans le monde grâce au gain de performances vis-à-vis des traitements standards comme la chimiothérapie ou la radiothérapie. De nombreuses recherches sont en cours pour améliorer principalement l'efficacité de l'intervention et le confort du patient. Des exemples de développement peuvent notamment être abordés ici. La première

concerne l'utilisation de structure mobile magnétique permettant d'orienter le faisceau vers la zone cible afin que le patient reste le plus allongé possible et stable. Le deuxième progrès est relié au positionnement de collimateur métallique permettant l'optimisation de la forme du faisceau afin de concentrer les protons sur la zone tumorale et réduire le dépôt d'énergie dans des tissus sains. De nombreux travaux ont également comme axe de recherche le suivi en temps réel des paramètres du faisceau de protons. Ces paramètres peuvent être réduits au flux, à la taille du faisceau après la collimation finale, à la charge du faisceau et à l'énergie des protons. Ceux-ci guident les physiciens à évaluer le plus précisément possible la concordance entre ce qui est délivré par l'accélérateur et les exigences du traitement. Nous verrons au cours de cette thèse, dans le chapitre 3, une démonstration de l'intérêt de l'utilisation des fibres optiques spécifiquement choisies comme capteur de radiation pour l'amélioration du suivi de la taille des faisceaux de protons pour ce type d'application.

ChapI-B-5 : Interaction des charges légères avec la matière

ChapI-B-5.1 : Distinction basse énergie/haute énergie pour les charges légères

La particularité des charges légères est leur facilité à atteindre le régime relativiste. Dès que ces particules ont une énergie cinétique de l'ordre de leur énergie de masse, le régime relativiste doit être pris en compte quand on les décrit. Le traitement de leurs interactions avec la matière est modifié par cette propriété et notamment, les effets liés aux interactions de champ deviennent plus intenses car le régime relativiste les favorise. Plusieurs régimes d'interaction existent donc avec les électrons et les positrons. A haute énergie, au-delà de la dizaine de MeV, le processus d'interaction sera contrôlé par le champ électrique de la particule qui est modifié et intensifié par le régime relativiste. Avec une énergie proche de son énergie de masse ou inférieure, les collisions avec les électrons du cortège électronique des atomes cibles seront favorisés et cela reste vrai jusqu'à des énergies de l'ordre de 1 à 2 MeV. Au-dessus du MeV, l'effet Compton inverse, c'est-à-dire l'interaction d'un électron ou un positron avec un photon très énergétique peut également intervenir modifiant la trajectoire et l'énergie de la charge. Les processus de type nucléaire ont aussi été observés et la capture électronique est un processus bien connu de la physique nucléaire.

ChapI-B-5.2 : Interaction avec transfert énergétique

ChapI-B-5.2.1 : Interaction par collision

Une fois les électrons ralentis suffisamment, un changement d'interaction s'opère pour devenir collisionnel. Les électrons déposent alors leur énergie le long de leur trajectoire par diffusions successives pour finir par être absorbés par effet photoélectrique. Le dépôt d'énergie suit alors la formule de Bethe-Bloch modifiée pour tenir compte des corrections relativistes et de la masse de l'électron. L'équation de Bethe Bloch devient alors l'équation eq 13 [22], [25].

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 (m_e c^2 \frac{\gamma-1}{2})}{I^2} \right) + 1 - \beta^2 - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2} \ln(2) + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 - \delta \right] \quad (eq 13)$$

Comme pour la relation appliquée pour les hadrons, le dépôt d'énergie est dépendant du numéro atomique du matériau cible. Plus un matériau aura de protons dans son noyau ou plus il sera dense, plus les électrons seront freinés. Certains termes dans l'équation 12 ont été remplacés pour prendre en compte la faible masse de l'électron et des corrections radiatives concernant la forte influence des champs électriques sur l'électron. D'autre part, la relation peut également être appliquée à la description de l'interaction d'un positron dans la matière en modifiant l'équation. La différence de forme rend principalement compte du fait qu'un positron déposera davantage d'énergie qu'un électron pour une énergie incidente équivalente à cause de l'annihilation du positron.

ChapI-B-5.2.2 : Interaction avec émission de photon

Contrairement aux ions et aux protons, les électrons atteignent facilement le régime relativiste à cause de leur faible masse. Pour les électrons de haute énergie supérieure à plusieurs fois leur masse, les émissions radiatives par rayonnement synchrotron et rayonnement de freinage seront largement dominantes. La perte d'énergie par émission radiative dépend de l'énergie de la particule et du numéro atomique du matériau cible. Plus un matériau sera dense plus la perte d'énergie par émission radiative sera forte produisant des photons d'autant plus énergétiques. Une distinction est toutefois nécessaire entre cette émission par freinage dans la matière aussi appelée Bremsstrahlung et l'émission induite par la courbure de la trajectoire de la charge en mouvement où on parlera de rayonnement synchrotron. En effet, le Bremsstrahlung est une émission faisant intervenir le champ électrique de la charge incidente et le champ électrique du noyau dans le cas des hadrons. L'interaction produit une répulsion coulombienne dont la résultante est une émission radiative. Dans le cas du rayonnement synchrotron, l'effet est dû au déplacement relativiste de la charge. En effet, la charge émet un champ électrique caractérisé par un potentiel coulombien. Par la vitesse de propagation de la lumière qui est limitée, l'observation du potentiel est retardée du point de vue de l'observateur externe à la charge. Si la charge subit une action qui courbe sa trajectoire par un champ magnétique externe par exemple, l'interaction du champ électrique et du champ action induira l'émission d'un flash de photons tangent à la trajectoire de la charge.

ChapI-B-6 : Interaction des neutrons avec la matière

ChapI-B-6.1 : Définition d'un neutron

Le neutron est une particule découverte en 1932 par le physicien J. Chadwick. Elève de Rutherford, il s'intéresse de près à la structure du noyau atomique. La découverte du proton en 1917 par Rutherford avait introduit une nouvelle image du noyau composé de protons et d'électrons piégés assurant la neutralité de l'atome. Rutherford avait également fait l'hypothèse de l'existence d'une particule neutre de masse équivalente au proton sans lui donner de nom ni même l'associer au noyau faute de démonstration d'existence. Au début des années 1930, premièrement, W. Bothe et H. Becker puis Irène et Frédéric Joliot Curie, étudient la production de radiation « ultra pénétrante » produite par

la collision entre des noyaux à numéro atomique Z faible et des particules alpha. Cette radiation inconnue ne correspondait à rien d'identifié car son énergie, estimée de l'ordre de 50 MeV, dépassait pour l'époque les plus énergétiques des sources de rayonnement γ connues. J. Chadwick utilisant ses connaissances acquises auprès de Rutherford poursuit ces travaux en mesurant avec précision l'énergie des noyaux projetés et en déduit que la radiation inconnue ne pouvait être un photon de haute énergie, un photon γ , mais doit être une particule neutre de masse équivalente au proton. Il le nomme alors neutron et cela lui vaudra le prix Nobel en 1935. Dès lors, l'image du noyau initiée par Rutherford se transforme en un ensemble de protons et de neutrons, image toujours inchangée aujourd'hui. Le neutron est une particule composant le noyau atomique de charge nulle et d'énergie de masse ($m_n c^2 = 939.565$ MeV) similaire au proton ($m_p c^2 = 938.272$ MeV). On sait aujourd'hui que le neutron comme le proton est une particule dite composite, c'est-à-dire, décomposable en trois quarks nommés down, down et up et de charges respectives $-1/3e$, $-1/3e$, $+2/3e$. Les quarks soumis à l'interaction nucléaire forte restent stables par l'intermédiaire d'échanges de gluon (boson de jauge de l'interaction forte) et permettent l'existence du neutron. Toutefois, libre de se mouvoir, un neutron est naturellement instable sensible à l'interaction nucléaire faible. Par conversion d'un quark down en un quark up par émission d'un boson $W^{+/-}$, le neutron évolue spontanément en un proton lui stable dans le temps, mécanisme illustré par la Figure 9. Le boson généré également instable, se désintègrera en deux fragments suivant la charge du boson. Si positif, le boson W se scindera en un positron et un neutrino électronique émis respectant le nombre leptonique tandis qu'avec une charge négative, le boson W donnera un électron et un anti-neutrino électronique. Ce mécanisme d'évolution spontanée a récemment connu une avancée, en effet, le temps de demi-vie du neutron a été caractérisé à (877.75 ± 0.28) s [26] avec une précision record. L'incorporation du neutron au sein d'une structure nucléaire le rend stable dans le temps permettant l'existence des noyaux atomiques. Toutefois, le mécanisme de désintégration du neutron se manifeste avec certains noyaux comme le Tritium ou le Bismuth-210 sous la forme d'une émission spontanée que l'on nomme aujourd'hui désintégration bêta avec les deux voies connues décrites précédemment et représentés dans la Figure 9 avec des lignes brisées. En référence à la vallée de la stabilité des noyaux atomiques, lorsque Z croît, le nombre de neutrons croît également de sorte qu'il est plus probable de trouver un noyau à Z élevé excédant en neutrons qu'en protons. Pour les noyaux légers jusqu'à $Z = 20$, le rapport du nombre de neutrons N sur le nombre de protons Z reste globalement homogène autour de 1, valeur qui évolue avec les Z élevés pour devenir largement supérieure à 1 pour les noyaux lourds tels que le plomb 208 connu pour être le plus stable des noyaux lourds avec 82 protons pour 126 neutrons ($N/Z = 1.54$). La dissymétrie neutron/proton tend à rendre les noyaux instables avec une tendance à la désintégration β^+ pour les noyaux à N inférieure à 126 excédant en protons, voie orientée vers la désintégration β^- pour les mêmes Z excédant en neutrons. Dès N supérieur à 126, un îlot de désintégration α caractérisée par l'émission d'un noyau d'Hélium-4 apparaît, mécanisme déjà présent pour les noyaux à Z supérieur à 82 très excédant en protons.

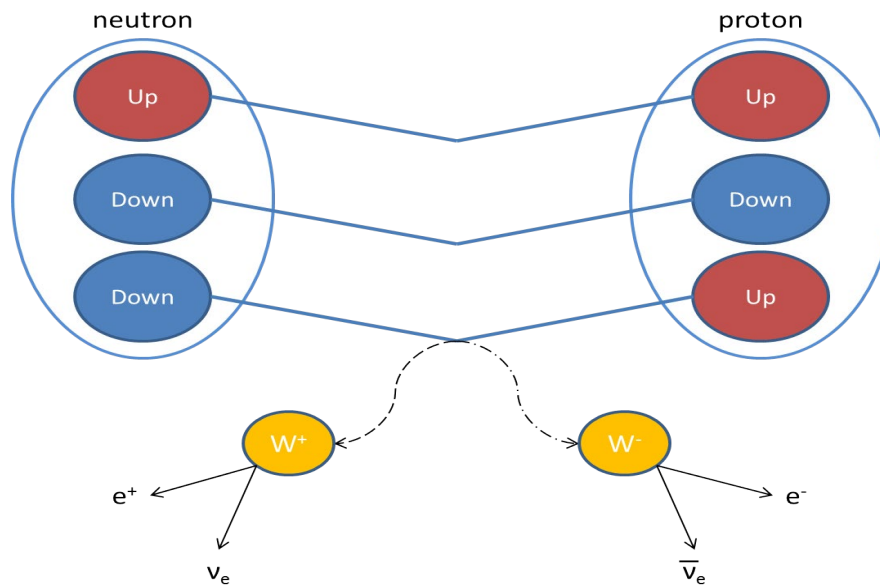


Figure 9 : Désintégration d'un neutron libre.

Il existe plusieurs catégories de neutrons répartis en fonction de leur énergie. Tous les neutrons produits sont de haute énergie supérieure au MeV. Suite à un ensemble d'interactions, ils perdent progressivement leur énergie, se thermalisant pour rejoindre les limites basses des neutrons thermiques. Ces derniers sont des neutrons de très basse énergie cinétique (25 meV) résultant de collisions et de diffusion avec la matière cible. Ils sont particulièrement intéressants pour leur capacité à interagir avec les noyaux lourds fissiles sous-critique, c'est-à-dire, n'ayant pas assez de masse pour se briser spontanément comme dans le cas de l'uranium 238. Ils sont aussi très utilisés pour la diffraction nucléaire. En effet, grâce à la neutralité électrique du neutron, ils peuvent interagir avec les noyaux sans être freinés ou déviés par les protons du noyau, être diffusés et mesurés. Pour chaque noyau, les neutrons incidents présentent une déviation différente fonction du noyau cible. En mesurant la différence de temps de vol entre deux neutrons par la différence de chemin due à la diffusion sur les noyaux constituant le matériau, il est possible de déterminer les espèces atomiques présentes dans le matériau sondé. Dans le cas d'un monocristal composé d'une seule et unique espèce atomique, cette méthode est dite diffraction cohérente car tous les noyaux interagissent de manière identique. En revanche, dès lors que le cristal incorpore d'autres espèces atomiques, un bruitage de la figure de diffraction apparaît, on parle de diffraction incohérente générant du bruit de mesure mais aussi plusieurs signatures atomiques respectives des atomes présents dans le cristal sondé. L'absence de charge pour le neutron permet à cette technique de pouvoir étudier des matériaux magnétiques ou des matériaux plus épais, du fait de la plus grande pénétration des neutrons, et dense comme des bétons ou des aciers.

Au-dessus des neutrons thermiques, la gamme d'énergie correspondant aux énergies des neutrons épithermiques est souvent orientée en fonction de l'application. Avec une vue globale, on peut considérer que les neutrons épithermiques couvrent les énergies de quelques eV au MeV. Dans certaines

applications comme les réacteurs nucléaires, où l'on regarde les énergies des neutrons voyageant d'un crayon de combustible à l'autre, la forme du spectre neutron où l'appellation neutron épithermique est conservée sera plutôt centrée entre 0.5 eV et 1 keV correspondant à la zone où la section efficace de capture d'un neutron par un noyau d'uranium 235 sera maximisée.

Tous les neutrons émis sont initialement rapides, nom donné par leur gamme d'énergie supérieure au MeV. Que le neutron soit produit par un processus de fission, de fusion ou de spallation que nous détaillerons dans les prochaines sous-sections, son énergie à l'émission sera comprise entre 100 keV et plusieurs dizaines voire centaines de MeV.

ChapI-B-6.2 : Diffusion du neutron

ChapI-B-6.2.1 : Distinction des interactions par l'énergie du neutron

Le neutron possède la capacité à interagir directement avec le noyau atomique. En fonction de son énergie, la probabilité d'être sensible au noyau dans sa globalité ou aux composants du noyau évolue. Pour des énergies inférieures à la centaine de keV, le neutron n'est pas assez énergétique pour que l'interaction forte se manifeste, interaction privilégiée pour converser avec les protons et neutrons du noyau. En dessous de la centaine de keV, les diffusions, élastiques ou inélastiques, seront alors majoritaires par rapport aux interactions nucléaires. La distinction physique apparaît dès que le processus de résonance nucléaire géante [27], [28] apparaît, se manifestant dans la section efficace d'interaction du neutron par de grandes variations de la probabilité d'interaction comme représenté sur la Figure 10.

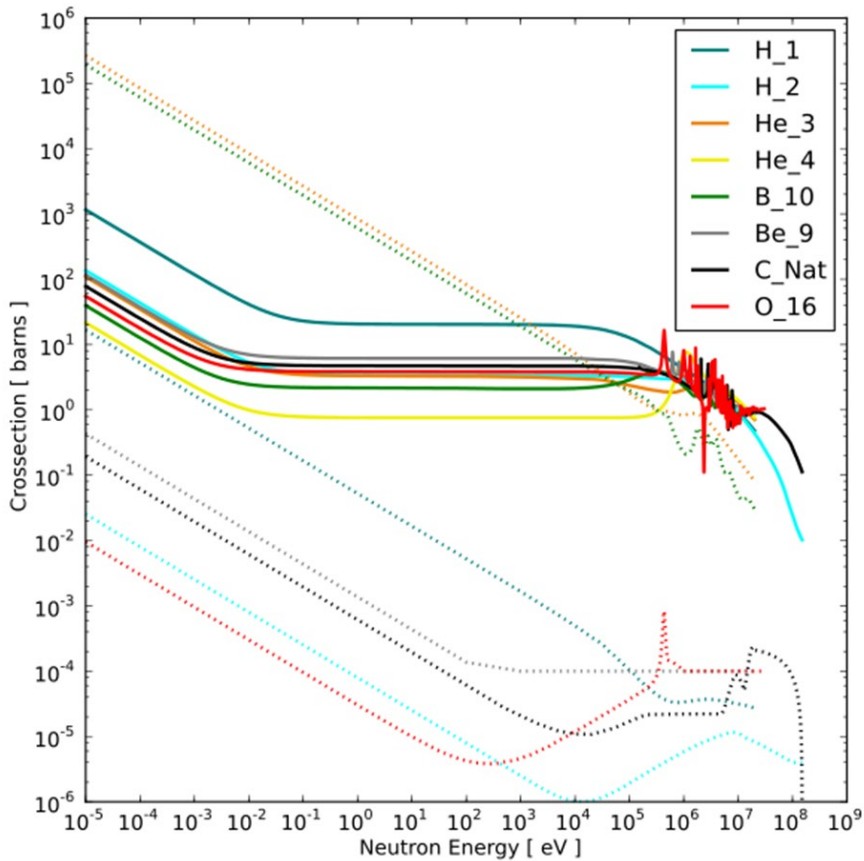


Figure 10 : Sections efficaces de diffusion (ligne pleine) et d'absorption (ligne brisée) du neutron pour plusieurs atomes légers [29].

ChapI-B-6.2.2 : Diffusion du neutron

La diffusion élastique est un processus d'interaction dans lequel l'énergie cinétique totale est conservée. L'énergie perdue par le neutron hôte est exactement égale à l'énergie reçue par le noyau collisionné avec un maximum d'énergie transférée définie par l'équation 15.

$$E_{max} = E_n \frac{4mM}{(m+M)^2} \quad (\text{eq 15})$$

Avec E_n l'énergie du neutron incident, m la masse du neutron et M la masse du noyau cible. Via cette équation, nous pouvons calculer pour quelques noyaux cibles la fraction d'énergie transférée pour un neutron incident d'énergie E_n .

Tableau 1 : Fraction maximale d'énergie transférée par un neutron d'énergie E_n à un noyau d'atome cible de masse M par diffusion élastique.

Noyau	E_{max}/E_n
1_1H	1.000
2_1H	0.889
$^{12}_6C$	0.284

$^{16}_8O$	0.221
$^{52}_{26}Fe$	0.069
$^{238}_{92}U$	0.017

Ce processus est le principal mécanisme de ralentissement du neutron terminant par l'absorption du neutron par le noyau et est comme le montre le Tableau 1, très efficace pour les noyaux d'atomes légers et de moins en moins efficace avec la croissance du numéro atomique.

ChapI-B-6.3 : Interaction nucléaire

ChapI-B-6.3.1 : Capture neutronique

Quand ce processus se manifeste, le neutron incident est alors capturé par un proton du noyau cible. Ceci entraîne alors sa désintégration β^- afin de relâcher le surplus d'énergie apporté par le neutron. Le neutron se convertit en proton émettant un électron transmutant le noyau originel d'un numéro atomique. Ce processus est un moyen relativement simple pour la modération de neutrons dans un cœur de réacteur. En effet, la capture du neutron l'empêche de réagir avec un noyau de matière fissile, diminue le flux de neutrons et donc le taux de réaction dans le cœur du réacteur. Certains matériaux sont favorisés dans ce genre d'emploi grâce à une section efficace naturellement plus élevée, comme le Bore-10. Leur présence dans un cœur de réacteur nucléaire est aujourd'hui indispensable à leur fonctionnement contrôlé. La capture neutronique sera également employée dans la modération du plasma thermonucléaire présent dans le futur tokamak du projet ITER[30] illustré sur la Figure 11 [31].

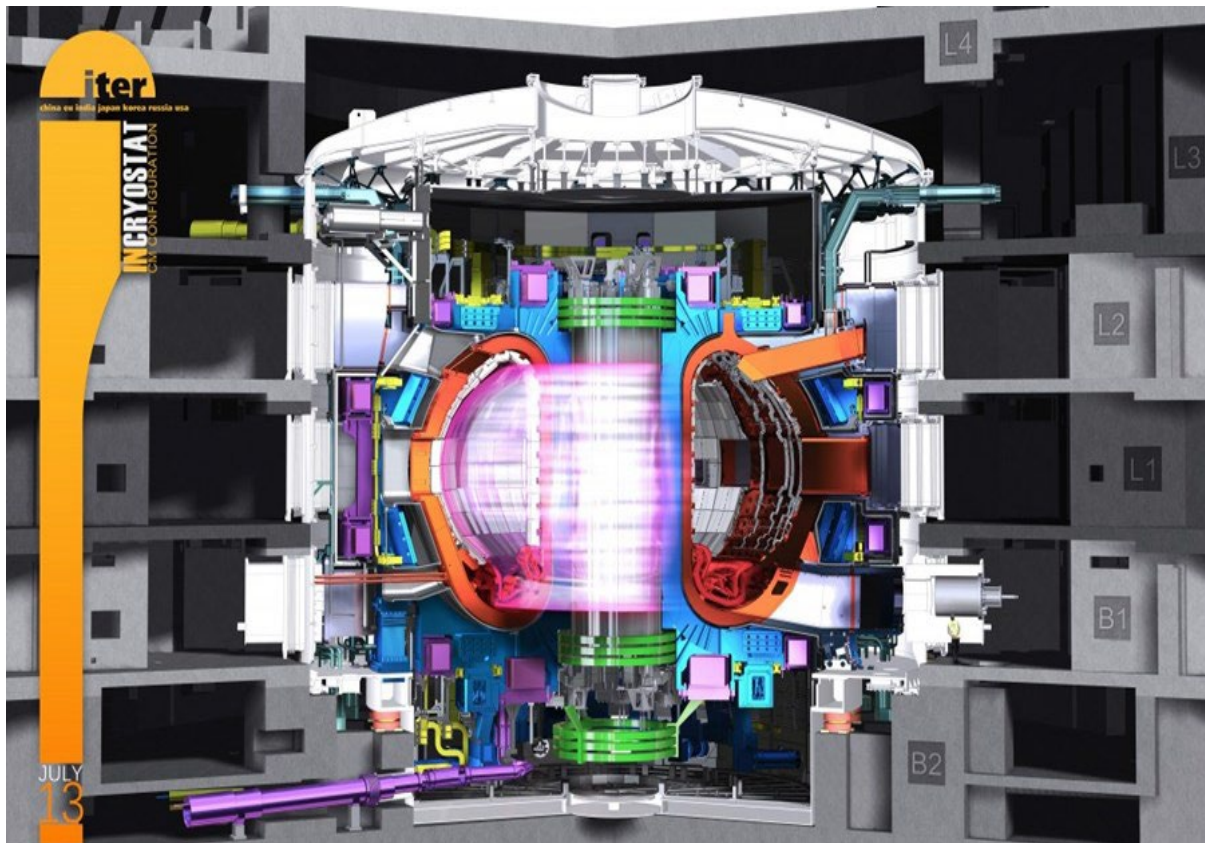


Figure 11 : Représentation schématique du tokamak du projet ITER [31].

La réaction de fusion nucléaire utilisée dans ce type de réacteur génère des neutrons rapides de 14 MeV [32]. Des parois revêtues de Lithium-7 seront nécessaires pour stopper les neutrons produits par la réaction et limiter au mieux leur propagation en dehors du tokamak. Le Lithium-7 [32] est le seul matériau connu sous forme solide à pouvoir remplir ce rôle de modérateur.

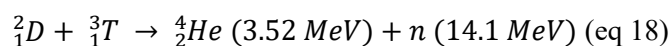
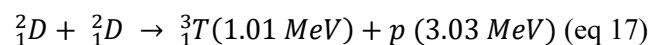
ChapI-B-6.3.2 : Réaction de fission

La réaction de fission suit la capture neutronique lorsque le noyau cible est fissile. L'ajout d'un nouveau neutron dans la structure nucléaire est l'amorce amenant certains noyaux à spontanément se briser en fragments. Dès lors, deux nouveaux noyaux potentiellement instables sont produits souvent accompagnés par la production des neutrons et de l'énergie. Entre réactions de capture et fission, la compétition peut être soit contrôlée comme évoquée précédemment pour un réacteur à fission soit laissée libre de s'emballer comme pour une bombe nucléaire. En travaillant sur la modération des neutrons de fission, il est possible de créer autour d'un cœur de réacteur nucléaire, des zones dans lesquelles les neutrons peuvent être concentrés en énergie et utilisés comme source d'irradiation. Ces espaces souvent placés en périphérie de réacteur sont principalement dédiés à la thermalisation de neutrons de fission et deviennent des zones expérimentales comme sur l'installation SCK-CEN en Belgique [33]. A cause de la nature plus instable des noyaux lourds, le processus de fission est isolé pour les noyaux à Z élevés, notamment l'Uranium-235 actuellement utilisé comme combustible majoritaire des réacteurs à fission.

Ce processus est donc une source de neutron de haute énergie supérieure au MeV dépendante du noyau fissile utilisé.

ChapI-B-6.3.3 : Réaction de fusion

La réaction de fusion est un processus dans lequel deux noyaux entrant en collision s'associent pour former un noyau plus lourd. Ce processus est à l'origine de tous les éléments connus dans l'univers [34] jusqu'à l'uranium mais nécessite plusieurs environnements de formation pour être produits dans leur ensemble. Les réactions de fusion produites dans le cœur des étoiles peuvent atteindre les conditions de température et donc d'énergie nécessaires pour démarrer la fusion jusqu'à la formation de noyaux de Fer. Au-delà de ce noyau, les étoiles ne peuvent fournir assez d'énergie pour voir apparaître des éléments plus lourds. Il faut pouvoir atteindre les conditions environnementales de supernovæ pour atteindre les énergies suffisantes seuils des réactions de fusion des noyaux lourds qui se limiteront également à l'uranium. Grâce au gain en performance des technologies que l'être humain est capable de déployer, la fusion nucléaire apparaît aujourd'hui comme accessible. En effet, bien que l'enjeu technologique soit de taille autant de par l'infrastructure nécessaire pour réaliser d'une telle réaction que du point de vue du matériel qu'il faut mettre en place pour atteindre l'allumage de la fusion, les efforts ont été amorcés pour permettre la réalisation de la première fusion nucléaire contrôlée sur Terre. Pour réaliser la réaction avec nos moyens technologiques actuels, il faut tout d'abord choisir deux noyaux dont la section efficace de fusion peut être maximisée et accessible du point de vue énergétique. Les noyaux lourds nécessitant des conditions hors échelle sur Terre ne peuvent être espérés car cela est techniquement inaccessible hors accélérateurs de particules. Les noyaux entre le Fer et le Lithium ont également besoin d'énergie pour fusionner bien au-delà de l'abordable avec les ressources terrestres, les rejetant par défaut. Sur Terre, les réactions de fusion envisageables doivent se concentrer autour de noyaux composant la chaîne de réaction proton-proton et la fusion du tritium. En effet, ces réactions produites naturellement dans les étoiles de taille inférieure ou égale au Soleil, ont des sections efficaces accessibles sur Terre. Notamment les réactions combinant deutérium et Tritium sont des réactions envisageables technologiquement. Quatre réactions répondent aux capacités technologiques que nous pouvons déployer aujourd'hui [35]:



Le critère de sélection d'une des quatre réactions se base sur la maximisation de la section efficace de fusion présentée pour chaque réaction dans la Figure 12.

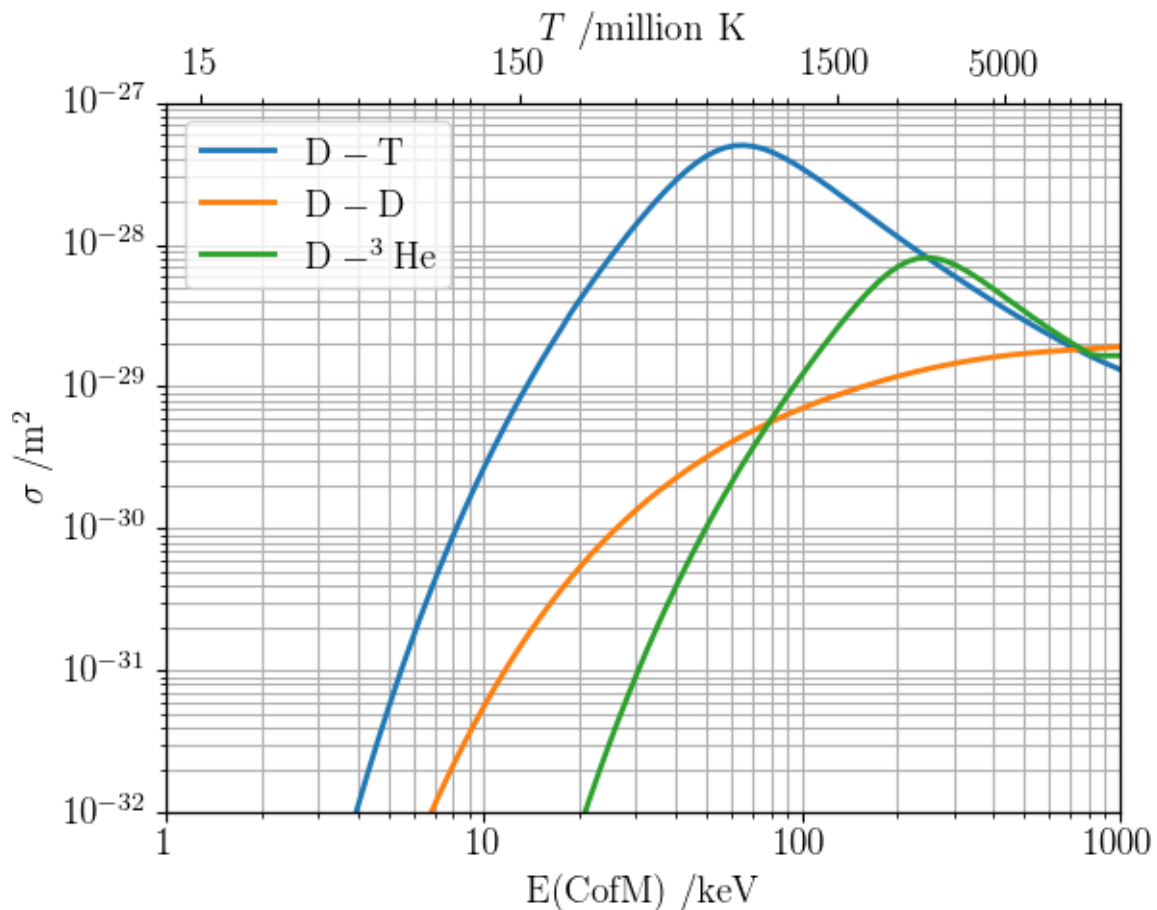


Figure 12 : Section efficace des réactions deutérium-deutérium, deutérium-tritium et deutérium-Hélium en fonction de l'énergie de l'ion deutérium [35].

La réaction deutérium-tritium (DT) a été choisie pour les réacteurs à fusion qui seront développés dans le futur proche. Les autres réactions devraient également se produire mais apparaîtront une fois que le plasma de deutérium-tritium aura été démarré et maîtrisé. La réaction DD comme la réaction DT est alors génératrice de neutrons rapides et est couramment utilisée comme source de neutrons car la réaction est relativement simple à exploiter. Ce type de réaction sera la base de différentes installations neutrons que nous utiliserons dans cette thèse.

ChapI-B-6.4 : Utilisation des neutrons pour la recherche et l'industrie

ChapI-B-6.4.1 : La fusion nucléaire contrôlée

La fusion nucléaire est un processus qui permettrait de révolutionner nos apports énergétiques. En effet, la fusion nucléaire bien que complexe à mettre en place et à contrôler, apporte un ensemble d'avantages effaçant la plupart des désavantages que connaissent les réacteurs à fission contemporains. Tout d'abord, le fuel utilisé, c'est-à-dire le deutérium, est élément très facile à obtenir en grande quantité. Le tritium aussi important dans la réaction de fusion est plus difficile à obtenir mais reste tout de même plus accessible que ne l'est le combustible fissile. La réaction deutérium-tritium produit un noyau d'hélium stable sans autre forme d'éléments radioactifs. Il n'y a donc pas de formation d'éléments

difficiles à traiter comme les actinides mineurs et les produits de fission, aujourd'hui principal problème des centrales à fission. Des déchets radioactifs sont tout de même produits liés à l'irradiation forte de la structure du réacteur, les parois en majorité et enceintes du tokamak, qui seront fortement activées par les neutrons et les gammas produits par la réaction DT. La filière nucléaire a connu également ses peurs avec les catastrophes de Chernobyl en 1986 et de Fukushima en 2011 qui ont chacune contribué à une crainte concernant la gestion et l'exploitation de réacteur nucléaire. Dans un réacteur à fusion, le plasma généré est extrêmement énergivore rendant la possibilité d'un emballement du cœur impossible. Si le contrôle du plasma est interrompu, le plasma s'auto-consume pour finalement s'éteindre. Il ne peut y avoir de réaction en chaîne car cela demande de maintenir la réaction qui ne peut être gardée sans un apport en énergie de nature thermique conséquent. Deux types de réacteurs sont aujourd'hui principalement à l'étude basés sur la fusion par confinement magnétique avec le projet ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) [30] et la fusion par confinement inertiel avec le laser MegaJoule en France et le NIF (National Ignition Facility) aux Etats-Unis. D'autres formes de confinement ont également été explorées comme le stellerator [36] concurrent direct du tokamak ou les Z [37] et θ -pinchs [38] apportant avec eux des étapes cruciales [39] vers la fusion nucléaire contrôlée.

ChapI-B-6.4.2 : La radiographie neutronique

Le neutron n'étant pas chargé, il n'est pas sensible aux interactions électromagnétiques comme l'est un proton ou un électron. Si les faisceaux de rayons X permettent de radiographier bon nombre d'objets pour la surveillance de conteneurs ou l'étude de structure cristalline ; certains matériaux, ferromagnétiques par exemple ou embarqués dans une armature métallique comme des fluides, deviennent insondables via ces méthodes. Tout comme la méthode de radiographie X, sous imagerie neutron, l'image d'un objet est faite en mesurant la différence de flux de neutrons provoquée par l'absorption des neutrons par l'objet imagé. Cette imagerie permet entre autres de radiographier du combustible nucléaire préparé en gaine qui n'est pas non plus accessible à l'imagerie X car trop absorbant [40].

ChapI-C : Etat de l'art des diagnostics de sources de radiation

ChapI-C-1 : Les informations accessibles grâce à un diagnostic de source de radiation

ChapI-C-1.1 : Information spatiale

L'information spatiale d'un faisceau de particules concerne ses dimensions transverses et longitudinales. La dimension longitudinale du faisceau est associée à la distance entre la première et la dernière particule du faisceau mais n'existe pas dans le cas d'un faisceau purement continu. Dans le cas de faisceau pulsé, sa dimension longitudinale est directement liée à sa structure temporelle qui sera détaillée dans la prochaine sous-section. La dimension transverse du faisceau est une information cruciale dans le guidage de faisceau depuis le point source jusqu'à la cible. La gestion adaptée de la taille transverse du faisceau permet d'assurer le bon transport des charges jusqu'à leur utilisation ou leur

conversion. Les faisceaux d'ions ou d'électrons sont contrôlés en dimension à l'aide de quadrupôles. Un quadrupôle agit sur un axe transverse du faisceau avec un effet opposé dans l'autre dimension comme une lentille de focalisation en optique. Il est donc nécessaire pour correctement focaliser et guider un faisceau de charges de disposer de séries de quadrupôles croisés, en général trois successifs, pour suivre la focalisation du faisceau. Après chaque courbure, chaque changement de direction, il faut contrôler la taille du faisceau et la corriger si besoin. Ce contrôle peut être effectué à l'aide d'outils spécifiques tels que des aimants de focalisation. Plusieurs méthodes ont été développées au cours des décennies de recherche pour instrumenter les accélérateurs du monde. Chaque système a été adapté au besoin des machines avec les contraintes associées au faisceau. D'autre part, beaucoup d'installations ont besoin de suivre le faisceau sur de grandes distances et ont besoin d'effectuer les mesures de profil de faisceau tout au long de l'accélérateur sans détériorer ni détruire le faisceau lui-même. Il faut donc trouver des solutions de mesures capables de rendre une image précise du faisceau en minimisant l'impact du diagnostic sur celui-ci.

ChapI-C-1.2 : Information temporelle

La dimension temporelle définit la taille longitudinale du faisceau. Associée avec la fréquence de production du faisceau, ces deux paramètres jouent un rôle de force, d'efficacité pour un accélérateur ou une installation d'irradiation. Les deux paramètres sont définis via la source de particules primaires et la méthode de production du faisceau. Certains paramètres machines comme la taille de l'accélérateur et le nombre de sections accélératrices vont également jouer un rôle pour définir ces paramètres comme des seuils limites pour maîtriser l'évolution du faisceau tout au long de sa propagation. Par exemple, dans un synchrotron comme SOLEIL accueillant des paquets de protons ou d'électrons aussi appelé bunch, en fonction du nombre de cavités accélératrices et afin que l'apport en énergie au faisceau soit homogène, l'accélérateur ne peut accepter qu'un nombre limité de paquets de charges. Cette limite définit donc aussi la fréquence maximale de production de la source mais aussi la taille longitudinale de chaque bunch afin que l'interaction entre deux paquets successifs soit minimale. Il y a donc une optimisation à choisir lors de la conception de l'accélérateur qui pour le synchrotron SOLEIL par exemple, fixe le nombre de bunches d'électrons à 416 avec une durée maximale τ_{bunch} de 18 ps soit $l_{\text{bunch}} = c\tau_{\text{bunch}} = 540 \mu\text{m}$ [41].

ChapI-C-1.3 : Information intégrable

Les informations dites intégrables d'une source de radiation permettent de déterminer la qualité et les performances d'un faisceau de radiation avant son utilisation, avant son exploitation pour les irradiations. Elles sont qualifiées par les diagnostics machines ou par une instrumentation dédiée et sont les paramètres de contrôle lors d'une irradiation. Que ce soit pour une irradiation directe, avec par exemple des protons, ou par conversion, ces paramètres doivent être caractérisés avec précision et définissent la qualité de l'irradiation. Certains des paramètres sont propres aux accélérateurs de

particules, comme la charge et le courant du faisceau, d'autres sont généraux à tout type de faisceau comme le flux et la fluence. Le flux est la quantité de radiation dN passant à travers une surface dS durant une période dt . Nous verrons par la suite que la mesure de flux en temps réel est aujourd'hui un objectif à atteindre pour les dosimètres en développement.

On peut appliquer cette méthode de composition au courant et à la charge d'un faisceau d'ions ou d'électrons pour lequel le courant dI est la quantité de charge dQ intégrée sur une surface dS . Pour des sources par conversion, le courant est en général le paramètre final qui détermine l'intensité du faisceau secondaire. En effet, le faisceau primaire par son courant engendre un faisceau secondaire calibré en flux sur le courant primaire. Nous verrons qu'avec les mesures faites à l'aide de fibres optiques, il est possible de visualiser cette correspondance entre le courant donné par l'instrumentation de l'installation et le flux de particules secondaires en temps réel.

ChapI-C-1.4 : Information collectée par l'interaction radiation-matière

Certaines grandeurs physiques liées aux radiations ne sont accessibles qu'en utilisant des effets physiques sur l'objet irradié. Lors de l'irradiation d'un matériel, l'énergie déposée dans celui-ci dégrade sa structure interne qui se réorganise pour retrouver un état de stabilité. Si la plupart des matériaux ne montre que peu de réponses ou d'effets mesurables liés à leur irradiation, les décennies de recherche concernant l'association des effets des radiations et les mécanismes de réponses des matériaux irradiés ont pu en établir des connexions directes. Afin de suivre les effets dus aux radiations, deux grandeurs physiques ont besoin d'être connues, la dose et le débit de dose. La dose, que nous noterons D , est l'énergie déposée dE par les radiations dans la matière par unité de masse dm comme écrite dans l'équation eq 20.

$$D = \frac{dE}{dm} \text{ (eq 20)}$$

Elle dépend directement du type de particules ou de rayonnement et de la nature du matériau X sous test spécifiée dans l'unité. L'unité de la dose est le Gray ($Gy(X)$) où $1 Gy(X)$ équivaut à 1 Joule déposé dans 1 kg de matière X de densité ρ . Une unité dérivée de dose, également couramment utilisée notamment pour traiter les effets de dose dans le domaine du spatial, est le rad avec l'équivalence d'un rad pour 0.01 Gy. Toutefois, du point de vue du système international d'unités, l'unité internationale de la dose n'est pas le Gray mais le Sievert (Sv) qui prend en compte à la fois le type de radiation (proton, neutron, rayons X, etc) mais aussi une équivalence concernant les effets biologiques sur les tissus dus aux radiations. Nous ne traiterons pas de matériel biologique durant cette thèse, nous n'utiliserons donc pas le Sv mais le Gy comme unité de dose.

Le débit de dose est la vitesse de dépôt de la dose dans la matière X . Son unité est le $Gy(X)/s$ spécifiée pour le matériau X irradié. Pour des faisceaux continus, cette définition suffit à elle seule. Cependant pour des faisceaux ayant une structure temporelle pulsée, deux sous-définitions du débit de

dose sont possibles. La première est le débit de dose moyen qui rend compte de la vitesse de dépôt de dose réellement déposée dans le matériau. La valeur est en général faible, avec des valeurs typiquement utilisées pour la FLASH thérapie [42] de l'ordre de quelques dizaines de Gy(tissu)/s [42], [43]. L'autre façon d'aborder le débit de dose est de le normaliser à la durée de dépôt de dose, c'est-à-dire la durée d'impulsion du faisceau, on parlera alors de débit de dose crête ou débit de dose absolu [43] et devient en général très élevé dès que les impulsions deviennent courtes (ms, μ s) voire ultra courtes (ns et moins).

ChapI-C-2 : Les types de diagnostics

ChapI-C-2.1 : Mesure de profil transverse de faisceau

La mesure de profil est une information cruciale pour connaître la taille du faisceau à un point donné d'un accélérateur de particules. Elle est aussi accessible sur des sources secondaires (rayons X, neutrons) sans pouvoir agir sur l'expansion du faisceau dans l'espace après production. Accélérer des particules chargées n'est pas simple car cela doit se faire progressivement en travaillant avec les effets de champs qui sont générés par les paquets de charges et leur interaction forte avec la matière solide lourde composant le tube de l'accélérateur. Parmi les effets liés à la propagation et à l'accélération d'un faisceau d'ions ou d'électrons, nous pouvons citer principalement les effets de charge d'espace, l'ouverture du paquet de charge par répulsion coulombienne qui s'atténue dans l'axe longitudinal du faisceau lorsque son énergie augmente mais qui se concentre dans le plan transverse de chaque charge à cause de la contraction relativiste des lignes de champ électrique intensifiant la dispersion du paquet dans le plan transverse. Il serait difficile de donner une description complète de tous les types de diagnostics de mesure de profils car ils sont souvent développés pour un accélérateur donné qui diffère des autres par les objectifs qui lui sont attribués. Plusieurs branches se dessinent tout de même par le niveau de facilité de mise en place du diagnostic de profil. Avec des faisceaux parfaitement suivis comme les irradiateurs X, ou les sources de rayons X destinées à un usage thérapeutique, le besoin d'un diagnostic de profil doit être simple et rapide à employer car la priorité est le traitement du patient. Les films radiographiques sont alors très utilisés car très peu coûteux, pouvant atteindre une précision suffisante aux échelles du corps humain et du niveau de radiations délivré par l'appareil médical comme un tomographe. D'autres méthodes sont aujourd'hui en exploration notamment pour améliorer la précision de la mesure de profil lorsque le papier radiochromique n'est plus assez précis et problématique pour la réutilisation du moyen de mesure. Nous verrons notamment durant ces travaux de thèse, qu'il est possible d'utiliser les propriétés des fibres optiques pour pouvoir réaliser ce type de diagnostic. Si la source de radiation est un accélérateur de particules, la source est un système fixe et figé dans l'espace dans lequel le faisceau évolue sur une trajectoire définie par la géométrie de l'accélérateur (linéaire ou circulaire). Les diagnostics sont donc inclus dans la conception de l'accélérateur et font partie intégrante de l'enveloppe de l'accélérateur. Les diagnostics de profil sont donc inclus à des endroits spécifiques de l'accélérateur, juste après la source, avant et après des aimants de focalisation, avant la conversion du faisceau, là où un contrôle des paramètres faisceau est nécessaire.

Les diagnostics de profil transverse forme donc une première sous-catégorie des diagnostics de taille de faisceau et rendent compte de la surface et donc de la dimension transverse par projection du faisceau. Cette propriété est obtenue par interaction entre le faisceau et une surface sensible qui produit une réaction spatialement localisée correspondant à la zone d'interaction avec le faisceau. Il doit être développé en fonction du type de particules et notamment de son énergie incidente. Pour que le diagnostic puisse être réutilisable à plusieurs endroits de l'accélérateur, il est également important que la mesure soit non destructrice pour le faisceau. L'interception du faisceau par la surface réactive ne doit pas détruire le faisceau sauf si le diagnostic se situe avant une cible de conversion qui servant à la fois de diagnostic et de point d'arrêt du faisceau juste avant utilisation.

Avec une source non activatrice comme les rayons X, une manière très simple d'obtenir une image du faisceau de rayons X est de placer dans le faisceau un papier photographique face au faisceau. Le papier argentique noircit avec la dose déposée et une tâche sombre apparaît là où les rayons X ont interagit. Cette méthode n'est pas très précise car la tâche est très faiblement résolue, la différence de teinte entre le centre où le débit de dose est maximal et le bord où le débit de dose est plus faible n'est souvent pas suffisante pour apprécier la dispersion du faisceau. La noirceur de la tâche dépend aussi de la dose déposée, pour cette raison, ce papier radiographique est en général défini pour être utilisé dans une gamme de dose dépendant de la concentration en réactif dans le papier. En revanche cela donne une très bonne idée de la taille totale du faisceau car la tâche observée correspond exactement à la zone de dépôt d'énergie et donc à la forme du faisceau dans sa globalité. Des recherches ont tout de même réussi à augmenter la précision des papiers radiochromiques notamment utilisés pour des protocoles en radio ou proton thérapie afin de visualiser le faisceau avant son utilisation pour des traitements thérapeutiques [44].

Avec les ions et les électrons, leur interaction avec un film photographique est dangereuse à cause de l'ionisation directe provoquée par le passage du faisceau dans le film. Un fort échauffement résulte de cette interaction brûlant le papier, détruisant le film. Avec les ions et les électrons, il faut donc trouver d'autres méthodes pour mesurer le profil d'un faisceau de ce type de particule. Pour des faisceaux d'ions lourds d'énergie de l'ordre du GeV, GSI [45] utilise des grilles SEM (Secondary Electron Emission) [3], [46] pour obtenir le profil transverse du faisceau. A l'aide du quadrillage de fils en matériau métallique comme le Tungstène, le faisceau d'ions passant au travers génère des électrons secondaires dans les fils. Un courant électrique apparaît alors dans chacun des fils, amplifié électroniquement. En regroupant le signal produit par chaque fil en fonction de la position du fil, un profil est mesurable [3], [47]. Il est possible d'adapter le nombre et la dimension des fils pour faire varier la résolution du détecteur avec des tailles de fils comprises entre 0.05 mm et 0.5 mm et un espacement entre de fils compris entre 0.5 mm et 2 mm. Les basses énergies pour les ions (de l'ordre du MeV/u) sont à éviter car la perte d'énergie pour les ions dans les fils devient comparable à leur énergie cinétique.

D'autre part, des fils fins dissipent moins bien la puissance que des fils épais ce qui limite l'exposition de ce diagnostic à des courants d'ions élevés au risque de détruire les fils.

Une alternative aux grilles SEM utilise la scintillation de films métalliques [3]. Lors de l'interaction entre le faisceau et le film, celui-ci scintille sur une gamme de longueurs d'onde propre à l'élément scintillant composant le film. La sélection de l'élément scintillant dépend de la durée d'interaction avec le faisceau qui peut varier de quelques millisecondes pour les plus long (~ 3 ms pour des poudres de ZnS [3]) à la dizaine de nanosecondes pour les plus courts (~ 10 ns pour l'alumine Al_2O_3 [3]). La lumière produite par scintillation est ensuite collectée par un capteur CCD ou CMOS en fonction de la résolution et de la rapidité de lecture souhaitée. Cette méthode est actuellement utilisée pour des faisceaux d'ions de l'ordre de quelques MeV/u [3] jusque pratiquement le GeV/u. Elle a l'avantage d'être facile à mettre en place, de nécessiter une instrumentation de lecture peu onéreuse. Cependant plusieurs défauts sont à noter. Tout d'abord, les cristaux ou matériaux scintillants sont souvent chers car difficile à fabriquer ou utilisant des terres rares difficiles à acquérir. Des limites en énergie sont à prendre en compte notamment lorsque les ions ont des énergies de l'ordre du MeV/u car leur libre parcours moyen devient équivalent aux épaisseurs traversées constituant le film scintillant et son support. Ceci impacte l'écran scintillant jusqu'à causer sa destruction et dégrader l'énergie du faisceau d'ions incident. Aussi, le capteur utilisé pour capter les photons de scintillation se trouve proche de la source d'ions et n'est pas conçu sous sa forme standard pour être résistant aux radiations ce qui entraîne un entretien supplémentaire. D'autres méthodes utilisent le gaz résiduel présent dans les chambres à vide pour suivre le profil longitudinal de faisceau. Lors de sa propagation dans le tube, un bunch interagit avec le gaz résiduel en général de l'Hydrogène ou de l'Hélium. L'interaction ionise le gaz qui émet des électrons guidés vers une galette de microcanaux [48], [49] créant des cascades d'électrons secondaires amplifiant le courant primaire. La détection du courant d'électrons amplifié est synchronisée avec le passage du bunch, passage qui apparaît comme une trace le long de l'axe de propagation [50]. La largeur de la trace est précisément la largeur du faisceau.

ChapI-C-2.2 : Mesure de profil longitudinale de faisceau

Le profil longitudinal d'un faisceau ne concerne que les faisceaux qui ont une structure temporelle discontinue. Ces faisceaux sont en général issus d'accélérateurs de particules, comme des synchrotrons, qui ont des contraintes de stabilité de l'accélération du faisceau ou des machines à régime pulsé comme certains accélérateurs linéaires (LINAC) combinés à des klystrons pour générer le champ électrique accélérateur. La manière de produire le faisceau ou la façon de conditionner l'accélération peut mener à cadencer le faisceau sous la forme de paquets de charges, aussi appelés bunches. Vu au paragraphe précédent, ces paquets ont un étalement spatial transversal, dû aux répulsions coulombiennes en leur sein. Cette spatialité longitudinale peut être mesurée de manière directe via l'interaction avec un diagnostic matériel ou par l'utilisation de rayonnement comme dans le cas du rayonnement synchrotron [51]. Elle donne toutefois une contrainte sérieuse sur le développement d'un diagnostic que nous verrons

en détail dans ces travaux de thèse, qui concerne la capacité du diagnostic à réagir à chaque bunch sans superposition de réponse ni perte d'information. La résolution temporelle du détecteur doit être inférieure à la durée du bunch. Sans le respect de cette contrainte, le profil longitudinal ne peut être mesuré. La contrainte devient d'autant plus forte que la durée du bunch est courte comme cela est le cas avec les électrons produisant le rayonnement synchrotron ou des faisceaux encore plus intenses destinés à la production de laser à électrons libres [52], [53]. Pourtant malgré cette difficulté, le diagnostic de profil longitudinal est un besoin crucial pour la performance des installations car elle renseigne directement sur la qualité du faisceau à tout moment de l'accélérateur et avant utilisation pour machine d'irradiation flash. Cette mesure est également un enjeu pour les nouvelles installations de traitement thérapeutique utilisant la FLASH thérapie [42] car une connaissance la plus précise possible est une garantie que le traitement sera correctement délivré. Plusieurs méthodes de mesures existent qui dépendent de la forme de la source de radiation et de l'utilisation du faisceau. Si la source est un accélérateur de particules, on peut combiner des mesures de courant de faisceau avec des mesures de durée de bunches [3] à l'aide d'un transformateur passif. Si on considère qu'un bunch d'ions ou d'électrons est une source de courant alors à l'aide d'un transformateur, on peut suivre le passage du bunch à travers une bobine dans laquelle un courant d'induction sera alors généré. La durée de l'impulsion de courant d'induction générée par le passage du bunch est parfaitement synchronisée avec la longueur du bunch si la durée de montée du courant dans la bobine est adaptée à la durée souvent très courte (ps à ms) des bunches. Cette méthode présente le grand avantage d'être complètement non destructrice pour le faisceau n'influençant ni son énergie ni la forme du bunch. La bobine est très peu sensible aux problèmes d'activation et donc possède une longue durée de vie sous faisceau. Lors de la conception de l'accélérateur, cet élément est simple à ajouter et peut même devenir une partie intégrante d'une section de l'accélérateur autour de son tube. En revanche sa présence doit se situer à bonne distance d'aimant de courbures ou de dispositifs employant des champs magnétiques sous peine d'induire des courants parasites dégradant les performances du diagnostic. Pour des électrons de hautes énergies typiquement supérieures à 150 MeV, le rayonnement synchrotron produit par la courbure de la trajectoire des électrons par un champ magnétique externe permet de connaître la longueur d'un bunch d'électrons. De manière générale, le rayonnement synchrotron est très consommateur en énergie pour la particule émettrice et dépend de l'inverse de la masse au carré de la particule accélérée. Pour des particules de masse supérieure à l'électron, le rayonnement synchrotron est donc difficile à exploiter car la puissance rayonnée est très faible comparée aux électrons [54]. La mesure de profil longitudinal via le rayonnement synchrotron se fait en prélevant le rayonnement synchrotron au maximum de courbure d'un aimant, là où la puissance rayonnée est maximale [55], [56].

ChapI-C-2.3 : Courant, flux et mesures associées

Le courant faisceau est le flux de charges intégré sur la surface et la longueur longitudinale d'un faisceau. Il est l'information qui renseigne directement sur la qualité et les performances d'un

accélérateur et est l'une des premières données à être collectée lors de la phase de démarrage d'une installation utilisant des électrons ou des ions. Une des plus simples méthodes pour mesurer le courant faisceau est l'utilisation d'un transformateur. Le faisceau de charges produit un courant d'induction dans la bobine du transformateur directement proportionnel au courant faisceau. Cependant à cause de l'environnement fortement électromagnétique incluant le transformateur, il existe une limite de mesure en courant autour de $1 \mu\text{A}$ principalement due à la faiblesse du champ magnétique induit par le passage du faisceau complètement noyé par le champ magnétique terrestre. Grâce au temps de réaction du transformateur pouvant être très rapide, il est possible grâce à cette méthode de mesurer à la fois des faisceaux purement continus comme pulsés, comme illustré dans [3] même avec des fréquences de passage atteignant le GHz. Si pour un faisceau de charges, le courant et le flux sont des grandeurs proportionnelles donc équivalentes, pour des faisceaux neutres le courant ne peut plus être mesuré. Notamment les faisceaux de neutrons nécessitent des méthodes différentes pour mesurer le flux souvent basé sur les effets qu'ils engendrent. Avec ces méthodes, le flux ne sera donc plus mesuré comme cela est le cas avec un courant faisceau mais sera alors estimé via une méthode de conversion qui a été étalonnée avec les paramètres faisceau utilisés. Durant les expérimentations de thèse, deux méthodes de mesures de flux neutron ont été observées sur machine. La première observée sur l'installation GENESIS à Grenoble utilisait une méthode par activation d'une épaisseur d'Aluminium. A partir de simulations numériques permettant de calculer l'activation des différents noyaux issus de l'irradiation aux neutrons de l'Aluminium, un calcul de la fluence neutron est obtenu. Cette valeur ramenée au temps d'exposition pour atteindre cette fluence permet d'en déterminer le flux à une distance donnée de la source. Une autre méthode utilisant la scintillation a été observée sur l'installation 4 MV au CEA DAM. En envoyant un faisceau de neutrons produit par un accélérateur sur un scintillateur solide et en calculant par la simulation le rendement de scintillation, c'est-à-dire la quantité de photons de scintillation produit par interaction avec une fluence donnée de neutrons, alors il est possible de remonter à la fluence de neutrons ayant irradié le scintillateur. Tous ces méthodes combinent à la fois des calculs faits via la simulation numérique et un moyen de conversion du faisceau de neutrons. Nous verrons durant ces travaux de thèse que les fibres optiques peuvent apporter un moyen de mesure du flux fiable et robuste via l'utilisation de la radioluminescence.

ChapI-C-3 : Les contraintes d'un dosimètre

Un dosimètre est un dispositif de mesure des effets des radiations capable de donner la dose déposée dans un matériau donné irradié. Cet appareil doit être capable de fonctionner dans la gamme de dose ou de débit de dose produit par la source avec précision et répétabilité. Il peut donner l'information de dosimétrie pendant ou après irradiation. Si l'information est collectée pendant l'irradiation, la réponse du dosimètre ne doit pas ou au minimum évoluer avec la fluence ou la dose qu'il perçoit. Si l'information dosimétrique est déterminée post-irradiation, le dosimètre doit avoir le moins possible de guérison, aussi appelé fading, connu comme une disparition progressive de l'effet des radiations. Cet effet est connu

depuis longtemps, notamment pour les dosimètres basés sur les méthodes de thermoluminescence (TSL) [57] ou luminescence optiquement stimulée (OSL) [58], [59] que nous détaillerons prochainement. Ce défaut peut être réduit en utilisant des stockages adaptés des dosimètres, thermalisés ou isolés de la lumière, pour préserver au maximum l'information qu'ils contiennent. La lecture des dosimètres nécessite un matériel dédié. Pour les mesures en temps réel, d'autres mécanismes peuvent être intéressants comme la radioluminescence ou l'utilisation du rayonnement de transition, comme discuté avec la mesure de profil [60] précédemment, mais nécessite un transport de l'information adapté et une instrumentation dédiée. Des limites techniques peuvent donc apparaître pour la mesure en temps réel. Le dosimètre en lui-même peut utiliser par exemple un mécanisme radioinduit ayant une réponse de durée équivalente ou plus longue que la durée du faisceau limitant la résolution temporelle de la mesure. L'instrumentation peut également être source de limitation. Une adaptation entre les paramètres faisceaux, le dosimètre et l'instrumentation est donc indispensable dès que du suivi en temps réel est requis ou souhaité. Pour qu'un capteur puisse recevoir la dénomination dosimètre, il doit donc respecter les critères de qualité suivants [61] :

- Précision, répétabilité et fiabilité de mesure.
- Une réponse pouvant être calibrée ne montrant ni saturation ni seuil de détection dans la gamme de mesure choisie. Une réponse linéaire est la plus attendue des réponses calibrées.
- La résolution spatiale : plus un capteur sera précis spatialement plus celui-ci pourra distinguer les contrastes d'environnement du milieu radiatif.
- La résolution temporelle : la réponse du capteur doit s'adapter et se synchroniser au plus avec la dynamique temporelle du faisceau. Cette condition devient d'autant plus importante dans un contexte de régime pulsé.
- L'indépendance en énergie.
- L'indépendance angulaire.
- L'indépendance en température.
- L'indépendance avec le débit de dose.

ChapI-D : Les fibres optiques comme élément sensible de dosimètre

ChapI-D-1 : Une fibre en silice dopée

ChapI-D-1.1 : Silice amorphe

ChapI-D-1.1.1 : Réseau amorphe parfait

Le matériel primaire d'une fibre optique est la silice amorphe ($a\text{-SiO}_2$) que l'on peut décrire comme un réseau continu aléatoire de tétraèdres SiO_4 comme illustré par la Figure 13-a) agencés comme dans la Figure 13-b) [62].

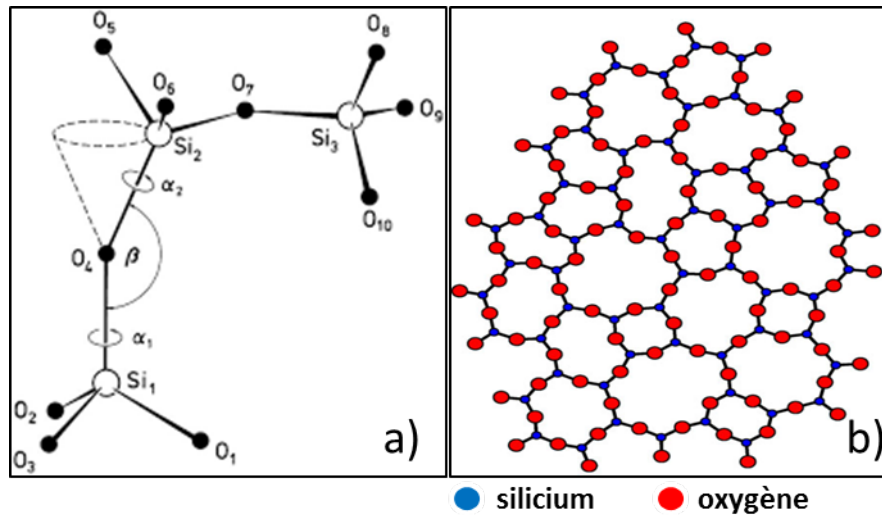


Figure 13 : a) Structure tétraédrique de la silice amorphe [62]. b) Représentation du réseau aléatoire de silice amorphe [62].

Chaque atome de silicium est lié à 4 atomes d'oxygène formant un réseau tridimensionnel. La distance interatomique entre un atome de silicium et un atome d'oxygène vaut 16.2 nm et l'angle centré sur un atome de silicium formé par deux liaisons O-Si-O vaut 109.5° identique au réseau purement cristallin. Le désordre dans la structure amorphe est créé par la liaison Si-O-Si dont l'angle peut varier de 120° à 180° avec une moyenne comprise entre 144° et 150° [63], [64].

ChapI-D-1.1.2 : Altération du réseau amorphe

A cause d'impuretés incorporées lors de la fabrication de la fibre optique ou de dopants ajoutés pour modifier la réponse optique de la fibre, le réseau amorphe tel que présenté est modifié et altéré. De nouvelles structures atomiques se forment nommées défauts précurseurs consistant en des atomes interstitiels, des lacunes, ou des absences de liaisons atomiques. Ces défauts engendrent une structure imparfaite dans le réseau amorphe. Grâce à des méthodes de calculs numériques hautes performances [63][64][65] et des mesures [68] par résonance paramagnétique électronique par exemple, certaines de ces structures ont pu être identifiées telles que [67][68]:

- Les centres E' ($\equiv\text{Si}\bullet$) : Une liaison entre un atome de silicium et un atome d'oxygène est brisée. L'atome de silicium devient un ion avec un électron non-apparié. Ce déficit en électron rend ce défaut paramagnétique et donc identifiable par la méthode RPE [71].
- Les centres Non-Bridging Oxygen Hole Centers (NBOHC) ($\equiv\text{Si}-\text{O}\bullet$) : Ce défaut résulte de la brisure d'une liaison Si-O laissant libre un électron appartenant à l'atome d'oxygène. Il est le complémentaire direct du centre E'. Cette structure est paramagnétique et peut être identifiée et caractérisée par la méthode RPE [72].
- Les lacunes en oxygène ou Oxygen-Deficiency Center (ODC) : Ce défaut est une lacune d'oxygène laissant deux réagencements atomiques possibles, une recombinaison de deux

atomes de silicium ($\equiv\text{Si}-\text{Si}\equiv$) ou un atome de silicium avec un doublet d'électrons libres ($\equiv\text{Si}:$) appelés respectivement OCD(I) et ODC(II). Ces deux formes du même défaut sont diamagnétiques donc invisibles à l'analyse RPE [72].

- Les lacunes en Silicium : Comme un complémentaire des ODC, un atome de silicium peut migrer de son site initial créant un trou dans la structure de silice amorphe. Deux évolutions sont possibles, le trou se stabilise pour devenir un radical peroxy ($\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{O}\bullet$) (POR) ou le trou est comblé par une recombinaison entre deux atomes d'oxygène devenant une liaison peroxy ($\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{O}-\text{Si}\equiv$) (POL). Le défaut POR possédant un électron non apparié est paramagnétique détectable par la méthode RPE [73]. Pour le défaut POL, la recombinaison des atomes d'oxygène fait disparaître le caractère paramagnétique demandant d'autres méthodes pour être caractérisé comme présenté dans [74].
- Les défauts Self Trapped Holes (STH) [75] : Ce sont des défauts dit transitoires liés à un déficit en électron soit sur un site d'oxygène soit partagé par deux atomes d'oxygène consécutifs. A température ambiante, ces défauts se recombinent et disparaissent spontanément après création les rendant très difficiles à identifier et mesurer. A basse température, leur cinétique change et ils deviennent plus stables. Une étude récente a montré l'inversion de la cinétique de ce défaut excité par flash de rayons X à débit de dose ultra élevé et à la température de l'azote liquide [76].
- Les défauts métastables Self Trapped Exciton [62][68].

Dans la symbolisation des défauts, le symbole \bullet est utilisé pour représenter un électron non apparié tandis que les symboles $-$ et \equiv représentent les liaisons covalentes et trivalentes. Toutefois, par l'existence de défauts diamagnétiques, les méthodes comme la RPE ne permettent pas l'exploration complète de la signature des défauts et donc leur identification. Des méthodes d'analyse optique sur massifs de silice ont été développées pour débloquent ce type d'étude. En effet, les défauts présents dans la structure amorphe modifient la réponse optique du matériau et notamment sa capacité à transmettre la lumière. D'autres encore sont des centres émetteurs de lumière, c'est-à-dire que sous certaines conditions d'excitation, par exemple de la lumière UV, un laser impulsionnel bref, très bref ou des radiations, ils vont spontanément produire des photons détectables. En utilisant donc des mesures spectrales d'absorption potentiellement couplés à des analyses RPE, ou de stimulations optiques et/ou thermiques, il est possible d'extraire des informations concernant ces défauts. Pour les mesures liées à la transmission dans des fibres de silice, un caractère, tout particulier aux défauts concerne l'ajout de bandes spectrales d'absorption dans le domaine depuis l'infrarouge (longueur d'onde Telecom) jusqu'à l'UV. Pour tous les défauts cités précédemment, chacun manifeste une ou plusieurs bandes d'absorption, celles connues dans la littérature pour la silice pure sont regroupées dans la Figure 14 [69], [70], [77].

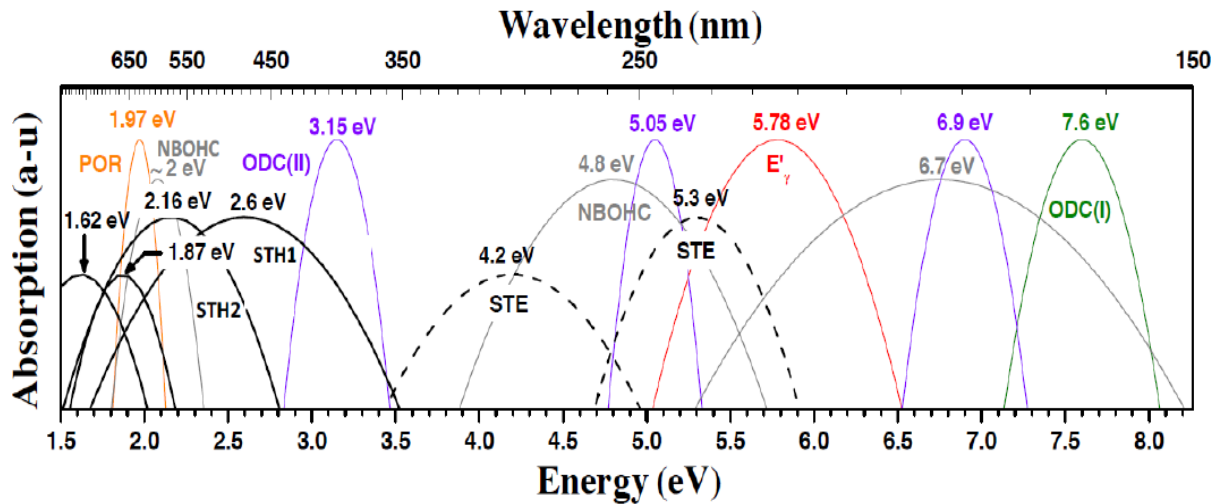


Figure 14 : Les principales bandes d'absorption des défauts présents dans la silice amorphe [69], [70], [77].

ChapI-D-2 : La silice dopée exposée aux radiations

ChapI-D-2.1 : Effets directs des radiations sur les fibres optiques

Avec l'état actuel de nos connaissances concernant les effets des radiations sur les fibres optiques, trois mécanismes d'évolution [77] ont pu être observés et identifiés connus sous les noms d'atténuation induite par radiation (en anglais, Radiation Induced Attenuation ou RIA), émission induite par radiation (en anglais Radiation Induced Emission ou RIE) incluant la radioluminescence et l'émission Cerenkov et enfin la compaction. Les deux premiers sont aussi les plus simples à observer. En effet, la compaction a pu être observée sur fibre [78] seulement avec de très fortes doses γ ($> \text{GGy}$) et/ou de très hautes fluences neutrons ($> 5 \cdot 10^{19} \text{ n.cm}^{-2}$) qui sont typiques d'un environnement type réacteur nucléaire. Ces conditions extrêmes rendent l'accès à ce phénomène très compliqué et il ne sera donc pas investigué dans cette thèse. La RIA et la RIE en revanche sont des phénomènes complètement accessibles dans les gammes de doses et de débits de dose que nous verrons et nous les utiliserons pour construire des dosimètres à fibres.

ChapI-D-2.2 : L'atténuation induite par radiation (RIA)

ChapI-D-2.2.1 : Description du mécanisme

Lors du dépôt d'énergie par les radiations dans le matériel composant la fibre optique, la quantité d'énergie déposée est suffisante pour remodeler la structure de la silice. La matrice se détériore par l'apparition de nouveaux défauts non plus précurseurs mais cette fois, radioinduits. La concentration en défauts croît progressivement avec la dose déposée, incluant pendant l'irradiation des défauts stables mais aussi métastables et mobiles dans leur configuration. Cette nouvelle population de structures atomiques dégénérées complète le changement de propriétés optiques déjà modifiées par la présence des précurseurs. L'absorption intrinsèque de la fibre évolue et tend à augmenter jusqu'à une phase de saturation observée à haute dose ($> 10 \text{ kGy}(\text{SiO}_2)$) dans plusieurs types de fibres optiques utilisant

différents dopants [68], [69]. Ce processus a longuement été étudié sous radiation car il apparaît quel que soit la fibre que l'on choisit avec des effets plus ou moins importants en fonction de la présence des dopants. Ce processus est donc facilement observable et devient prédominant dès que la dose considérée devient supérieure au kGy(SiO₂).

Lorsque l'irradiation d'une fibre prend fin, les structures atomiques dégénérées induites par la dose déposée, se recombinent, se réorganisent pour tendre vers une forme plus stable. Durant ce réarrangement de la structure, aussi connue sous le nom de guérison, les défauts radioinduits peuvent se recombinaison pour disparaître en suivant différentes cinétiques. Du point de vue de l'expérimentateur, cela se traduit par une récupération partielle de la transmission de la fibre optique dont l'amplitude dépend encore une fois du type de fibres optiques mais aussi de la température. Pour les applications dosimétriques, cette guérison doit être minimale car plus la guérison est efficace plus l'information liée relative à la dose déposée, qui est l'amplitude de la RIA, disparaît.

ChapI-D-2.2.2 : Utilisation pour la dosimétrie

Ce mécanisme étant directement corrélé à la dose déposée, s'il est possible de trouver une dépendance linéaire entre la RIA et la dose tout en l'isolant des autres paramètres tels que le débit de dose ou la température, alors une telle fibre optique peut être utilisée comme dosimètre. Grâce à l'opacification naturelle de cette fibre optique et ce lien de causalité direct entre RIA et dose, mesurer la dose revient à mesurer la RIA associée. Ce type de mécanisme pour la dosimétrie est aujourd'hui bien étudié et une distinction par le dopage semble se dessiner.

Il existe plus ou moins trois classes de fibres au regard de ce phénomène sous radiation. La première classe, incluant les fibres dopées au Fluor [79], [80] ou sans dopant, dite silice pure [80], est considérée comme résistante à la dose ionisante (quelques dizaines de dB/km à 1550 nm après 1 MGy(SiO₂)) [70]. Elles sont très intéressantes pour être utilisées comme fibre de transport. Notamment, les fibres dopées Fluor seront utilisées pour cet usage dans toutes nos sondes sous radiation. Leur tenue remarquable à la dose les rend d'un intérêt crucial pour lier un échantillon radiosensible sous test jusqu'à son instrumentation protégée en zone d'instrumentation. Il est donc nécessaire de disposer d'une longueur suffisante de fibre permettant d'atteindre la zone d'acquisition des mesures tout en préservant au maximum l'information issue de la fibre test. Il faut également ajouter à cette catégorie, une fibre qui sera beaucoup étudiée durant les prochains chapitres, les fibres dopées Azote qui ont montré une bonne tenue à la dose ionisante [68], [70], [80].

D'autres dopants, comme le Germanium, dégradent la tenue des fibres à la dose ionisante (~250 dB/km pour une fibre germanosilicate à 1550 nm à une dose de 1 MGy(SiO₂)) [70] et les rendent difficile à utiliser en environnement radiatif. Leur niveau de RIA nécessite de prendre des précautions lors de leur utilisation, comme prendre attention à la longueur utilisée au risque de perdre trop rapidement toute trace de signal transmis si le débit de dose ou la dose à atteindre sont élevés. Leur guérison est aussi

souvent rapide mais incomplète, c'est-à-dire que l'amplitude de la guérison ne couvre que partiellement l'amplitude totale de la RIA [80], [81]. Pour des mesures faites en ligne avec une lecture faite à court terme, ces fibres peuvent être intéressantes car leur sensibilité permet d'adapter facilement la longueur au débit de dose même assez élevé de l'ordre du Gy(SiO₂)/s.

Enfin, certains dopants ont été spécifiquement identifiés comme responsables d'une grande radiosensibilité de la fibre optique. L'Aluminium et le Phosphore sont aujourd'hui connus pour rendre les fibres parmi les plus radiosensibles [70], [82]–[86] avec une amplitude de RIA supérieure à 50000 dB/km à 1550 nm après 1 MGy(SiO₂). Leur utilisation devient très intéressante pour la détection des très basses doses comme dans l'environnement spatial. Cela est actuellement expérimenté sur le projet LUMINA [87], [88]. Cette propriété de haute sensibilité à la dose est également intéressante pour effectuer de la mesure distribuée de dose. Grâce à un appareil de mesure utilisant la diffusion Rayleigh [69][89], il est possible de réaliser une mesure répartie de dose le long de la fibre via l'évolution de la transmission comme illustré dans [90], [91]. Ces fibres dopées présentent une guérison très faible comparée à celle des fibres types télécom préservant au maximum l'amplitude de la RIA atteinte après une irradiation prolongée [92]. Pour des doses comprises entre 0.1 et 500 Gy(SiO₂), ce type de fibre constitue un moyen très simple de suivre la dose ionisante déposée le long d'une fibre optique.

ChapI-D-2.3 : Emission induite par radiation (RIE)

ChapI-D-2.3.1 : Un mécanisme général combinant plusieurs sources

L'émission induite par radiation trouve sa source dans plusieurs formes de stimulation. Par des transitions électroniques radiatives ou par des transitions de charges relativistes entre deux milieux de réfringences différentes, on peut trouver à l'émission induite par radiation plusieurs contributeurs qui dépendent à la fois du type de stimulation, de l'énergie apportée par la stimulation ainsi que la nature de la fibre ou du matériau stimulé. On peut distinguer quatre formes de stimulation : radiative, thermique, optique ou mécanique. Chacune des formes de stimulation apporte de l'énergie au matériau ciblé, induisant alors des transitions électroniques entre la bande de valence et la bande de conduction qui si elles sont radiatives émettront des photons. Chaque type de stimulation possède donc son nom de forme d'émission induite : radioluminescence (RL) [93] et photoluminescence (PL) [94], thermoluminescence (TSL) [95], luminescence optiquement stimulée (OSL) [95] et enfin triboluminescence [96]. Ainsi lors de la production de luminescence par un échantillon, en fonction du type de stimulation, plusieurs mécanismes d'émission seront en compétition avec des pondérations propres aux formes de stimulation. Les conditions d'expériences ou de mises en place d'échantillon favoriseront les formes de stimulation. A températures ambiantes, l'énergie servant à produire des transitions électroniques est apportée par l'agitation thermique (quelques meV). Elle sera plus faible que l'énergie apportée par l'interaction avec des électrons (typiquement autour du keV) produit par un accélérateur de particules. Toutefois, si l'environnement est soumis à de hautes températures suffisantes pour activer les transitions radiatives

alors la luminescence observée sera une combinaison des transitions forcées par l'énergie thermique et par l'énergie déposée par les radiations. Cela est également le cas en remplaçant les radiations par un laser sonde pour l'OSL et la PL. La triboluminescence est connue pour être la production de lumière par la recombinaison de charges sur une fracture d'un cristal [96]. Ce type de luminescence ne sera pas traité par la suite car ce processus n'est pas utilisable dans le contexte de la dosimétrie d'installation d'irradiation. Finalement, si la stimulation est une radiation de haute énergie, elle a la capacité de créer des charges secondaires suffisamment énergétiques pour produire des émissions radiatives lors de transitions entre deux milieux consécutifs. Ce type d'émission est connu sous le nom d'émission Cerenkov et n'apparaîtra que sous certaines conditions que nous détaillerons dans la prochaine sous-section.

ChapI-D-2.3.2 : Emission Cerenkov

L'émission Cerenkov (Черенков) est une production de photons due au passage d'une charge dans un matériau réfringent d'indice de réfraction n , dont sa vitesse v est supérieure au rapport c/n avec c la célérité de la lumière dans le vide. Un écho électromagnétique se forme dans le sens de propagation de la particule suivant un cône d'ouverture angulaire θ_c , décrit par l'équation 21 [97] et représenté dans la Figure 15.

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{n\beta} \quad (\text{eq 21})$$

Où $\beta = v/c$.

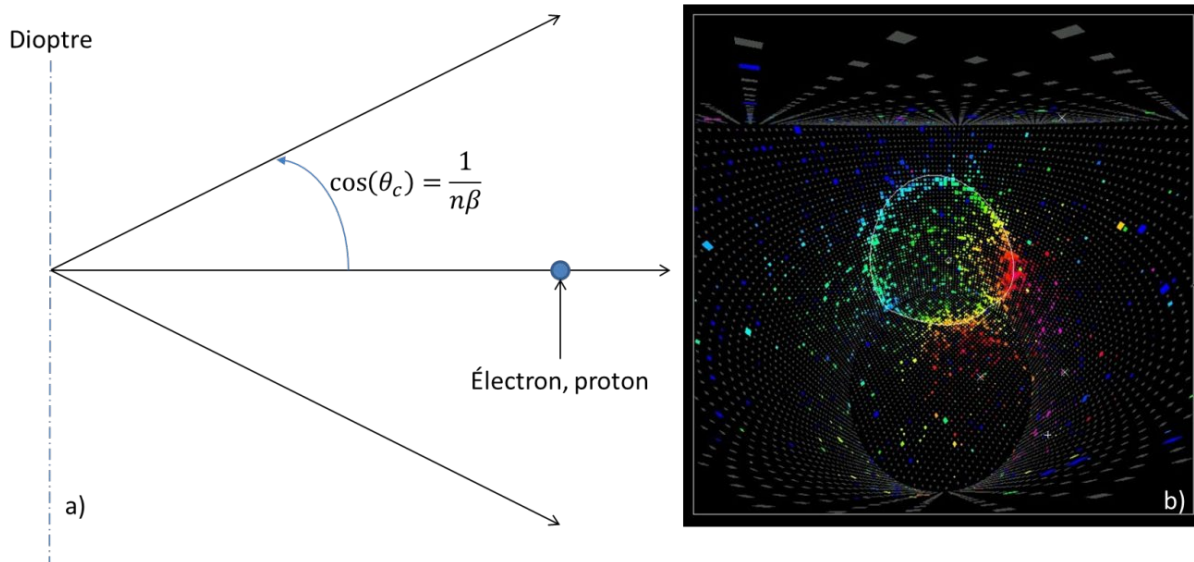


Figure 15 : a) Définition de l'angle d'émission des photons Cerenkov. B) Illustration du cône d'émission Cerenkov par l'émission détectée sur le détecteur de neutrino SuperKamiokande [8] via la production d'électrons de recul dans de l'eau.

Cet effet a été observé à la fin de l'année 1934 par Pavel Cerenkov sous la direction de S.I. Vavilov le père de l'optique non-linéaire et théorisé par Frank et Tamm [98]. Les expériences liées à sa découverte ont été réalisées en irradiant à l'aide de rayons γ différents types de liquides. En observant à l'œil nu l'évolution de la fluorescence de sel d'uranium en fonction de l'angle d'observation, Cerenkov parvient à observer et mesurer l'émission d'un nouveau type de rayonnement de couleur bleue et présent dans tous les liquides utilisés. Vavilov proposa l'explication de l'émission de ce rayonnement par la création d'électrons secondaires par l'interaction des rayons γ avec les liquides. Ces électrons sont suffisamment énergétiques pour passer la condition permettant de produire l'émission de photons Cerenkov. Aujourd'hui, l'effet Cerenkov est extrêmement bien connu et identifiable aisément. Il est notamment associé à la lumière bleue émise par un cœur de réacteur de nucléaire illustrée par la Figure 16. On l'utilise également pour détecter les neutrinos issus de la désintégration β dans l'exploration de leur mécanisme d'évolution [22] encore très mystérieux et leur implication dans l'histoire de l'univers primordial. Cette émission est facilement mesurable dès qu'une source d'électrons ou de rayons X de haute énergie est utilisée. Grâce aux développements théoriques initiés par Frank et Tamm et poursuivi par la suite, des expressions analytiques ont été mises au point afin de déterminer la distribution de photons Cerenkov produits en fonction de l'épaisseur de matière traversée ainsi que l'énergie du photon émis comme écrite par l'équation 22.

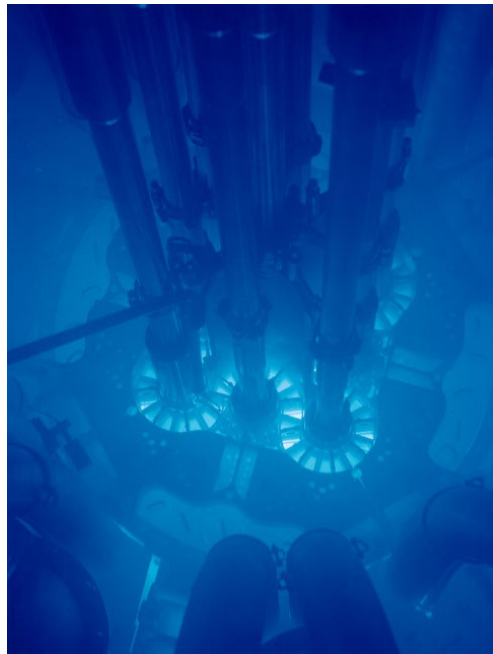


Figure 16 : Emission Cerenkov produit par l'interaction du rayonnement γ généré par la désexcitation des noyaux issus de la fission de l'uranium [99].

$$\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial \lambda} = \frac{4\pi^2 e^2 c}{h} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \frac{1}{\lambda^2} \quad (\text{eq 22})$$

Où N le nombre de photon Cerenkov produit, x l'épaisseur de matériau d'indice $n(\lambda)$ traversée, e la charge élémentaire et h la constante de Planck. La distribution de photons Cerenkov émis suit donc

une distribution décroissante avec la longueur d'onde d'émission depuis les UV lointains jusqu'au domaine du visible.

Le nombre de photons Cerenkov produit par l'interaction des radiations avec le matériau cible est directement proportionnel au flux de radiation, simultané au passage du faisceau dans la matière irradiée. Ces caractéristiques propres en font une source d'information sur le flux facilement mesurable et pouvant être calibrée sans difficulté. Plusieurs types de dosimétrie ont donc été élaborés en utilisant cette émission utilisant des cristaux directement joints à une fibre de transport de type Polyméthacrylate de méthyle (PMMA) pour des applications médicales ou de diagnostics sur des installations d'irradiations [92][93][94]. Toutefois, du fait de la dépendance angulaire du flux de photons Cerenkov, son utilisation requière une attention particulière à la géométrie du détecteur ainsi qu'à son orientation face au faisceau pour que l'incidence normale de celui-ci reste préservée le plus possible. La géométrie cylindrique et filiforme des fibres optiques permet de minimiser les effets dus à l'incidence du faisceau.

ChapI-D-2.3.3 : Luminescence induite par radiation

La luminescence induite par radiation est produite par la transition d'un électron piégé dans un niveau métastable dans la bande interdite de la silice. Par la présence d'un dopant dans la silice ou par l'existence de structures dégénérées dans le réseau amorphe, de nouveaux niveaux d'énergie prennent place entre la bande de valence et la bande de conduction comme schématisé dans la Figure 17. Deux types de stimulation peuvent être possibles dans le nom de la luminescence produite. Si la stimulation est une source de photons UV ayant une énergie juste suffisante pour exciter la silice dopée alors on parlera de photoluminescence. Si l'interaction est faite avec une particule ou un photon de type X ou γ où l'énergie transférée lors de l'interaction est supérieure à plusieurs fois l'énergie d'ionisation de la silice dopée alors la luminescence sera nommée radioluminescence. Lors de ces travaux de thèse, tous les photons et particules que nous utiliserons pour irradier les fibres déposeront suffisamment d'énergie pour ne considérer comme présente que la radioluminescence. Nous ne traiterons donc pas de photoluminescence durant ces travaux.

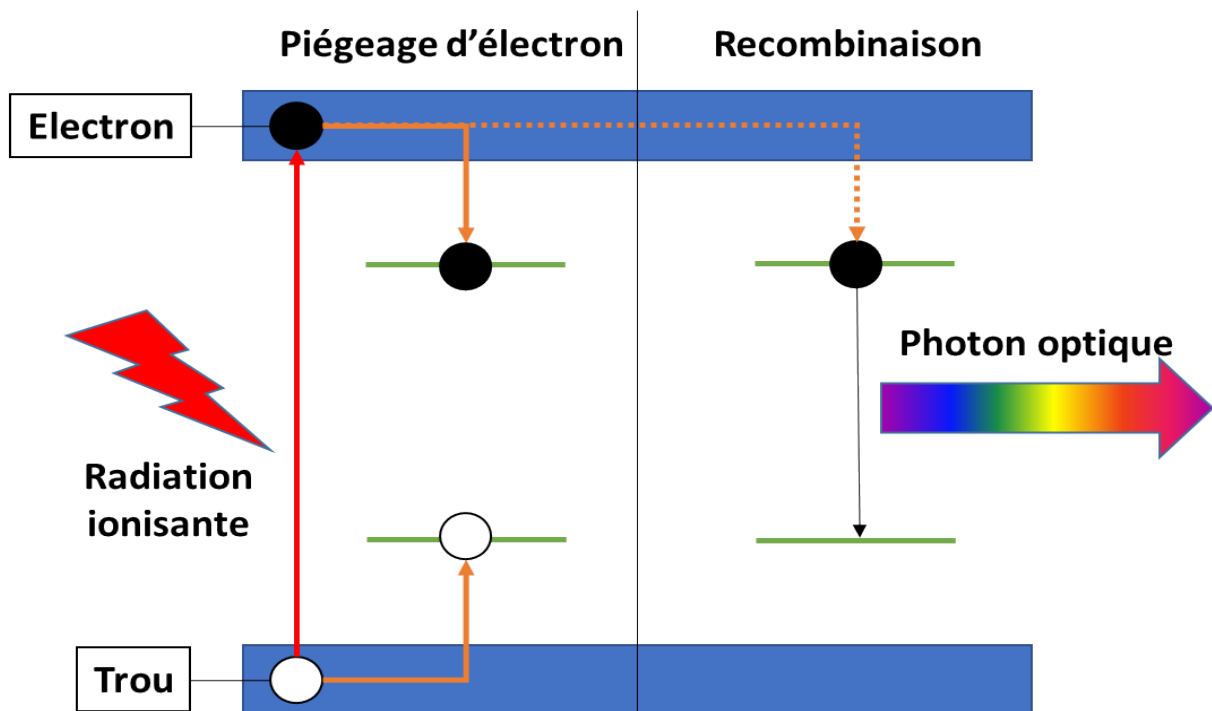


Figure 17 : Schéma du mécanisme de radio/photo luminescence.

ChapI-D-2.3.4 : Thermoluminescence

La thermoluminescence (TSL) est un processus très similaire à la photoluminescence dans lequel l'énergie d'activation des transitions radiatives est un transfert thermique [95]. Ce processus apparaît pour des cristaux et des verres dopés soumis à un chauffage. Par la présence de défauts ou d'impuretés dans la structure de bandes du matériau, de nouveaux niveaux d'énergie apparaissent pouvant piéger des charges. Par stimulation thermique, ces niveaux d'énergie se dépeuplent par transition radiative conduisant à la génération de photons. Pour pouvoir être utilisé, un matériau thermoluminescent doit initialement être exposé à une source de radiation. L'énergie déposée produit le piégeage de charges dans les niveaux métastables qui peuvent donc être dépeuplés par le chauffage du matériau. La quantité de charges piégées est une fonction de la dose déposée et les différents types de matériaux thermoluminescents montrent une réponse en intensité croissante avec la dose jusqu'à atteindre une forme de saturation. Certains sont basés sur la stimulation de cristaux ou de poudre comme le Fluorure de Lithium (LiF) qui peuvent être adaptés en concentration en fonction de la gamme de dose visée. La source du piégeage des charges dans les niveaux métastables étant le dépôt de dose, il existe un effet cumulatif avec le temps d'exposition et à la répétition de l'exposition. Pour cette raison, on peut utiliser la thermoluminescence pour des irradiations mono-impulsionnelles qui délivreront la dose durant la durée de l'impulsion ou sur des irradiations continues délivrant la dose durant une durée déterminée avec une limite supérieure atteinte à la saturation du nombre de charges piégées. On trouve notamment ce genre de matériau utilisé pour la dosimétrie sous flash à haute dose déposée comprise entre 10^{-1} Gy et le kGy par impulsion [103] mais également pour la mesure des faibles doses de

l'ordre du mGy [104]. Du point de vue du travail qui sera présenté dans cet ouvrage, nous ne travaillerons qu'à température ambiante ne favorisant pas la production de thermoluminescence. Cependant, si les irradiations sont faites avec des faisceaux très ionisants comme les électrons, la température locale au point d'interaction croît vers une température d'équilibre entre température ambiante et plasma, qui peut donc activer le mécanisme de thermoluminescence. Sous certaines conditions d'irradiation, ce mécanisme peut donc se superposer aux autres formes de luminescence comme l'effet Cerenkov, ou la photo/radio luminescence.

ChapI-D-2.3.5 : Luminescence optiquement stimulée

Pour les fibres optiques, la luminescence optiquement stimulée (OSL) est la seule forme de production de lumière où la source de la stimulation est interne. A l'aide d'un laser injecté dans la fibre optique de longueur d'onde précisément choisie, l'énergie apportée force les transitions radiatives des états pièges. Ce processus est souvent considéré comme complémentaire de la thermoluminescence dans le sens où on se sert de la stimulation lumineuse pour l'OSL, thermique pour la TSL, pour dépiéger les électrons et lire l'information conservée post irradiation. Aussi comme pour la thermoluminescence, le processus nécessite un chargement des pièges souvent provoqué par une irradiation puis lu à posteriori. De manière générale, il a été observé que l'intensité d'OSL est directement corrélée à la dose [105] ce qui rend intéressant ce processus pour son utilisation en dosimétrie. Toutefois, cette méthode souffre des mêmes inconvénients temporels que la thermoluminescence avec une impossibilité à l'utilisation pour des mesures dites temps-réel et la nécessité de l'utilisation de moyens de lecture spécifiquement dédiés. D'autre part, les pièges produisant l'OSL sont également sensibles à la température qui force le dépiégeage et dégrade progressivement l'information collectée. Cependant, grâce à la petite taille des cristaux OSL, leur coût attractif, leur grande fiabilité, plusieurs systèmes OSL par exemple sur l'utilisation de cristaux d' Al_2O_3 et $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ ont vu le jour notamment destinés à un usage dans la dosimétrie des traitements de tumeurs par radiothérapie [106], [107] ou pour la dosimétrie personnelle [108], [109]. Du fait de la longueur d'onde qui doit spécifiquement être choisie pour permettre la stimulation, le mécanisme d'OSL est complètement négligeable par rapport aux autres formes de luminescence durant une irradiation dans laquelle aucune lumière n'est injectée dans la fibre optique. Durant tous les travaux qui seront présentés dans cette thèse, l'OSL ne sera donc pas discutée.

ChapI-D-2.3.6 : Utilisation de la RIE pour la dosimétrie

Deux types de temporalité dans les luminescences précédemment décrites existent. D'un côté, la thermoluminescence et la luminescence optiquement stimulée sont utilisées post irradiation et ne se manifestent que très peu durant l'irradiation noyées par la présence des autres processus. De l'autre côté, il y a des processus générés durant la continuité de l'irradiation, s'éteignant dès lors la fin de l'irradiation. D'autre part, il a été observé à de nombreuses reprises une dépendance distincte avec la dose ou le débit de dose pour les deux classes de processus. La TSL et l'OSL sont connues pour être fonction de la dose

tandis que les radio/photo luminescences et le rayonnement Cerenkov sont corrélés au débit de dose ou au flux [110], [111].

Dans la gamme des longueurs d'onde transmises par les fibres optiques, la RIE se situera de l'UV proche autour de 300 nm jusqu'à la limite du visible autour de 700 nm. Cela a pu être observé via les différents dopants luminescents ayant été utilisés pour travailler avec la RIL associée comme le Cérium (Ce) [112], l'Azote (N) [80], le Gadolinium (Gd) [113], le Cuivre (Cu) [114] ou le Germanium (Ge) [115]. Chaque dopant possède des bandes de luminescence propres identifiées par plusieurs techniques spectrométriques comme l'utilisation de la photoluminescence [116] ou la cathodoluminescence [117] qui permettent de connaître les domaines spectraux associés aux centres luminescents ainsi que leur durée d'émission. Pour contrôler l'incorporation de ces dopants dans la silice amorphe, il existe plusieurs méthodes basées sur le dépôt de solution vaporisée (Vapor Deposition) contenant le dopant. Les plus communes sont nommées PCVD (Plasma Chemical Vapor Deposition), MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition, OVD (Outside Vapor Deposition), VAD (Vertical Axial Deposition) et sol-gel [114], [118]. Toutes les méthodes ne permettent pas d'atteindre les mêmes concentrations de dopants ni les mêmes propriétés optiques en transmission ou sous radiation. C'est pourquoi il est nécessaire de pouvoir tester chacune de ces méthodes de production avant utilisation quel que soit le domaine d'application. Il existe aussi des dopants comme l'Azote pour lesquels certaines méthodes d'incorporation ne fonctionnent pas. Il faut donc adapter le moyen d'incorporation au dopant quand cela est nécessaire.

Plusieurs démonstrations de dosimétrie et de suivi de faisceau ont déjà été réalisées à l'aide de ces fibres optiques spécifiques. En effet, la finesse des fibres, leur faible coût et leur mise en place simple, les rendent attractives vis-à-vis des autres technologies pour de nombreuses applications comme le médical, la dosimétrie post-irradiation ou la dosimétrie neutron [119]. Cependant pour pouvoir étudier de manière préliminaire la dépendance entre l'intensité de radioluminescence et le flux ou débit de dose et les capacités de ce type de détecteur pour la dosimétrie, les premiers essais ont été réalisés sur des rods qui sont des barreaux de silice sans structure de guidage ou des verres dopés [93], [120], [121]. Après études préliminaires démontrant des caractéristiques intéressantes pour la dosimétrie comme une tendance linéaire avec le débit de dose ou le flux, une fibre est tirée donnant naissance aux capteurs que nous allons étudier durant cette thèse.

En l'état actuel des connaissances sur les fibres adaptées à la dosimétrie et le monitoring de faisceau, les fibres dopées Cérium, Gadolinium et Cuivre ont été employées sous faisceau de rayons X, protons et électrons. Dans des gammes de débits de dose moyens comprises entre le $\text{mGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ et quelques dizaines de $\text{Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$, elles montrent une correspondance linéaire entre intensité de radioluminescence et débit de dose [112], [116], [122]. Grâce à la synchronicité entre luminescence et interaction avec le faisceau, ces fibres offrent une ouverture simple et fusionnant toutes les qualités d'un

dosimètre pour le suivi en temps réel des paramètres d'irradiation. Aussi, les temps de vie de luminescence associés au Ce et Cu ont été déterminés et sont connus aux valeurs de 40-50 μs pour le Cu et 50-90 ns pour le Ce [113], [123]–[125]. Grâce à cette propriété, ces fibres permettent le suivi de source à régime impulsif comme le sont les irradiateurs de radiothérapie [113] et rendent accessible le suivi dosimétrique de sources cadencées jusqu'au kilohertz. Toutefois, pour des faisceaux où le débit de dose crête, c'est-à-dire le débit de dose normalisée à la durée d'irradiation, dépasse le $\text{kGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ délivrant des doses par impulsion supérieure à $0.1 \text{ Gy}(\text{SiO}_2)$, ces fibres seront fortement affectées par la RIA. Il faudra alors passer à des fibres plus résistantes comme les fibres dopées Azote [126] ou les fibres à cœur en silice pure. Nous verrons que ces fibres présentent des réponses aux radiations très prometteuses notamment pour des débits de dose crêtes supérieurs au $\text{MGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$.

Pour les sources neutrons, le Gadolinium est connu pour avoir une section efficace de capture de neutrons thermiques plus élevée que le Cérium ou le Cuivre. Il peut être notamment utilisé sous forme de feuille associé à un modérateur pour exploiter la production de photons Cerenkov dans le Gadolinium guidée jusqu'à un détecteur via une fibre PMMA, méthode expérimentée sur des flux de l'ordre de quelques $10^6 \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ [101]. Des fibres codopées Cérium/Lithium⁷ large de $150 \mu\text{m}$ de diamètre ont également été produites et expérimentées sous neutrons thermiques [127] montrant une tendance linéaire de la luminescence entre 10^6 et $10^{10} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. Nous verrons par la suite que la dosimétrie neutron est un enjeu très important pour les installations notamment accélérés avec le contexte du développement des réacteurs à fusion nucléaire.

Chap I-E : Conclusion du chapitre I

Ce chapitre a pour but de définir les concepts et les notions de base qui seront utilisés par la suite pour présenter les résultats et apporter des interprétations correctes. Afin de pouvoir comprendre l'impact des radiations sur les capteurs à fibres optiques dédiés à la dosimétrie, il est nécessaire de définir ce qu'est une interaction radiation-matière ainsi que les conséquences induites à l'échelle macroscopique, c'est-à-dire du point de vue des propriétés optiques des fibres optiques. Ce chapitre sert également à inclure les fibres optiques parmi les diagnostics faisceau communément utilisés sur les installations d'irradiations. Il existe une multitude de détecteurs pour chaque classe de diagnostic défini par une information spécifique à mesurer comme la taille de faisceau, le courant ou l'énergie. Ce chapitre permet de créer la connexion entre ceux-ci et les fibres optiques qui deviennent aujourd'hui compétitives et pouvant être utilisées comme alternatives directes dans plusieurs voies de diagnostic. Une fois la connexion établie, des précisions sont apportées sur la composition d'une fibre optique et les effets et impacts connus des radiations. Enfin, un état de l'art des connaissances concernant l'utilisation des fibres optiques comme capteurs pour la dosimétrie est proposé dans ce chapitre afin de créer un point de départ aux travaux qui seront présentés dans cette thèse.

Chapitre II : Développement d'un dosimètre à fibre optique grâce à des installations d'irradiation

Ce chapitre a pour objectif de définir les différents moyens d'irradiation utilisés pour réaliser les expériences menées durant cette thèse ainsi que les bancs de mesure et les fibres optiques sélectionnées pour devenir des dosimètres. Par l'existence d'une diversité d'installations d'irradiation au sein du CEA, plusieurs types de sources de radiation ont pu être utilisés permettant d'exposer des fibres optiques précisément choisies à des conditions plus ou moins extrêmes. Pour la suite, nous distinguerons deux grandes catégories d'installations. A travers le monde, les accélérateurs de particules à protons et les sources de rayons X sont devenus des moyens d'irradiation quasiment communs car leur besoin est apparu avec le développement d'applications comme la médecine nucléaire et la recherche fondamentale. L'industrie a également fortement poussé au développement d'infrastructures d'irradiation plus facilement accessibles. Ceci constituera donc la première classe d'installations que nous qualifierons de conventionnelle. Elle fera alors contraste avec la seconde classe d'installations qui regroupera toutes les installations présentant soit des conditions d'irradiation atypiques avec des temporalités de faisceau non continue par exemple, soit des conditions où le diagnostic est atypique. Nous qualifierons cette seconde famille alors de non conventionnelle ou exotique. Dans cette catégorie, seront intégrées les sources de radiation pulsées sans distinction de débit de dose. Les sources de neutrons qui demandent un conditionnement particulier d'un accélérateur d'ions plus conventionnel seront décrites comme source conventionnelles car la production des particules peut être considérée comme conventionnelle. En revanche leur traitement par les fibres optiques, c'est-à-dire l'interprétation des résultats d'expériences d'irradiations de fibres optiques par des neutrons sera associée au diagnostic d'installations exotiques car encore très exploratoire. Toutes ces installations qui seront détaillées dans ce chapitre ont été utilisées pour expérimenter une sonde dosimétrique basée sur un montage expérimental spécifique à un mécanisme d'évolution des fibres sous radiation et une fibre sonde adaptée au type d'installation par le choix du suivi expérimental d'un effet radioinduit.

ChapII-A : Sources et moyens d'irradiation

ChapII-A-1 : Sources conventionnelles

ChapII-A-1.1 : Irradiateur à rayons X continu

Comme présenté dans le chapitre I, une méthode très rapide pour créer des rayons X est de faire interagir des électrons accélérés par une différence de potentiel avec une cible métallique. Ce mécanisme est précisément employé dans l'irradiateur servant pour réaliser ces travaux. Dans un tube sous vide est placé un filament en métal lourd (dans notre cas, du tungstène). En y appliquant un courant, le filament

est chauffé à blanc par effet Joule. Au changement de couleur, l'énergie apportée aux électrons des atomes de Tungstène est suffisante pour les ioniser. Des électrons sont alors éjectés de la surface du filament sans énergie cinétique. Grâce à une différence de potentiel (d.d.p.) appliquée aux bornes d'une cathode et d'une anode générant un champ électrique \vec{E} , les électrons de charge $-e$ sont mis en mouvement grâce à la force de Coulomb $\vec{F} = -e\vec{E}$ en direction de l'anode. Ils sont accélérés jusqu'à atteindre l'anode ou un élément de conversion interceptant les électrons. Les électrons accélérés vont alors interagir avec les électrons du cortège électronique des atomes composant la cible. Par freinage coulombien, les électrons incidents sont déviés par le champ électrique des électrons du cortège électronique, déviation suivie par l'émission de photons appelés ainsi photons de freinage. Le spectre en énergie des photons X émis forme alors un fond continu en énergie dit rayonnement continu de freinage ou Bremsstrahlung [128][129], comme montré par la courbe de la Figure 1.

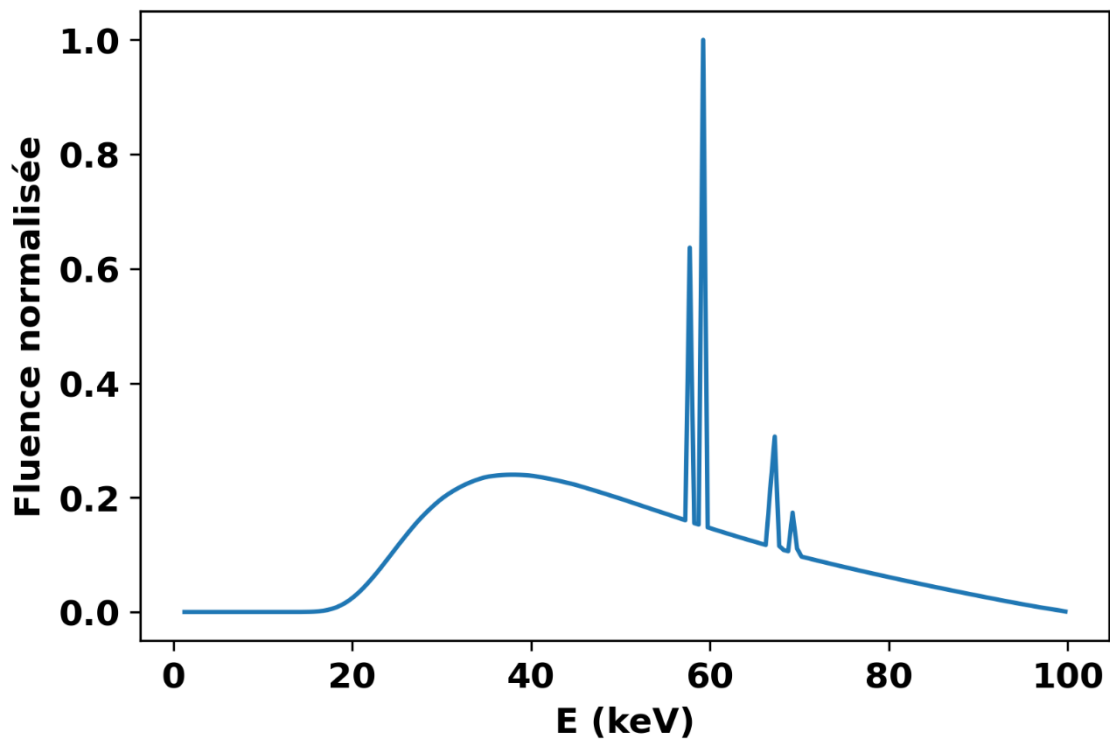


Figure 18 : Spectre X simulé sous SPEKTR3.0 [130], par conversion d'électrons accélérés par une différence de potentiel de 100 kV sur une cible de Tungstène de 20 mm d'épaisseur orienté à 45° par rapport au faisceau d'électrons.

L'élément de conversion est un matériel métallique relativement lourd, comme le Molybdène, le Tungstène, ou le Cuivre, dont le choix dépend de l'application et des énergies visées pour les rayons X [131]. En effet, en changeant le matériau de la cible et la d.d.p. appliquée, l'énergie moyenne des photons émis change. A ce fond continu s'ajoute également des photons photoélectriques correspondant aux raies d'émission du matériau composant la cible, comme illustré par les pics de fluence dans la Figure 18. Ce spectre a été réalisé par simulation en utilisant le code SPEKTR 3.0 [130], [132]. Le flux de photons X se propage alors depuis la cible jusqu'à un élément à irradier en traversant le tube via une

fenêtre en Béryllium permettant de filtrer les basses énergies sans absorber les hautes énergies. L'ensemble du tube est schématisé dans la Figure 19.

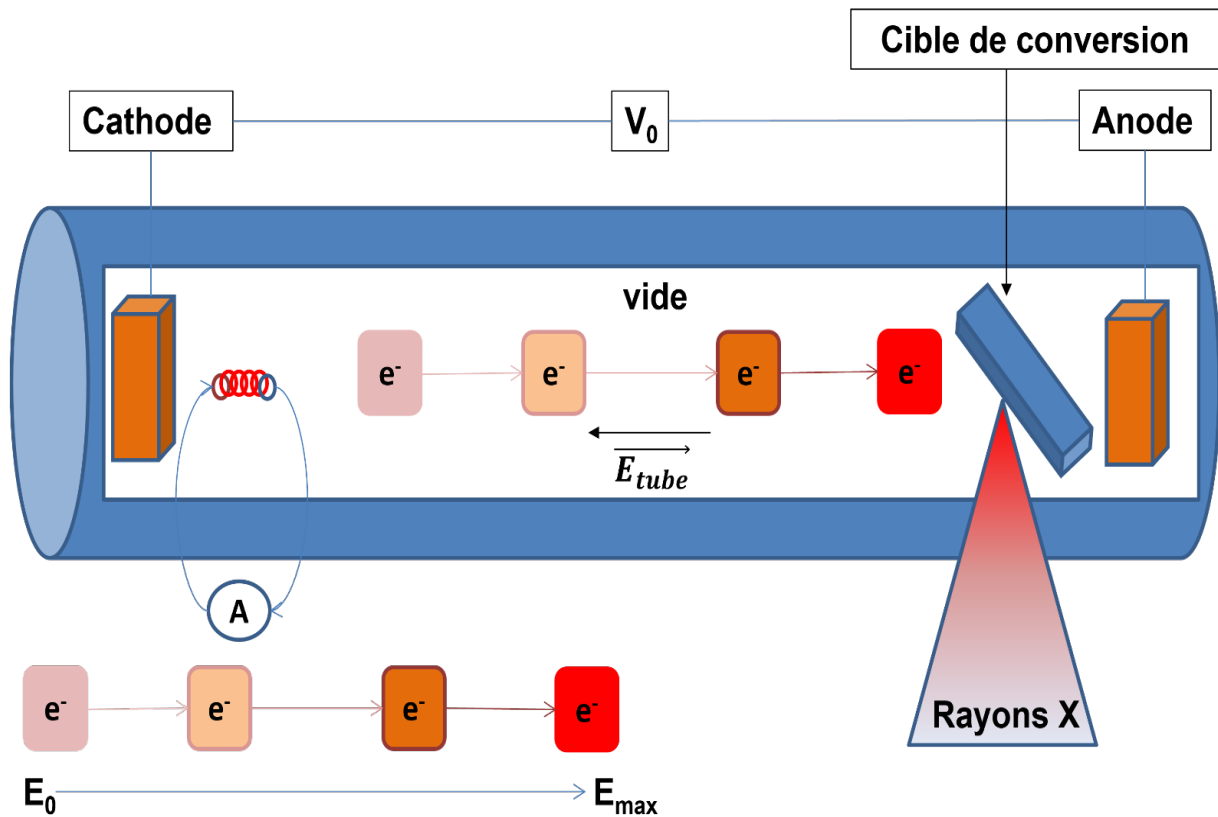


Figure 19 : Schéma d'un tube à rayons X.

Lors de la propagation du flux de rayons X entre la sortie du tube X et l'élément à irradier, le flux de photons décroît en suivant en ordre de grandeur une loi inversement proportionnelle au carré de la distance depuis le tube X jusqu'au système à irradier. Le flux maximal de photons produit par rayonnement de freinage est directement dépendant du courant d'électrons interagissant avec la cible. Cette propriété pilote donc le nombre de photons X vus en tout point de la chambre d'expériences en dehors du tube et donc le débit de dose de photons X. Pour une distance donnée au tube, le flux de photons s'étale sur une forme d'ovale convoluée par la forme de la fenêtre en Béryllium et la forme du faisceau d'électrons interagissant avec la cible métallique. Cette surface ovale s'élargit à force de s'éloigner du tube suivant l'angle d'ouverture du faisceau défini lors de sa production mais modifié par son passage dans la fenêtre en Béryllium. Par conséquent, à une distance donnée au tube, la dose déposée par les rayons X s'est donc d'autant amoindrie et étalée que le flux est considéré loin du tube.

Au Laboratoire Hubert Curien à St Etienne (France), ce genre de machine d'irradiation aux rayons X est utilisé pour étudier les effets d'irradiations continues sur des systèmes photoniques et des fibres optiques. Trois machines d'irradiations sont opérationnelles à ce jour (Octobre 2022). Ce genre de source offre la possibilité de contrôler un environnement d'irradiation en maîtrisant toutes les conditions expérimentales, comme le débit de dose moyen délivré par le tube X à une distance donnée

ainsi que la température. Cela permet de recréer les conditions dans lesquelles les systèmes seront réellement déployés.

Pour nos activités, l'un des trois irradiateurs a été utilisé. Nommé LabHX, cet irradiateur est une cage incluant un tube à rayons X pouvant être alimenté jusqu'à une tension de 260 kV et un courant de 30 mA. Le tube est monté dans une grande enceinte aux parois plombées permettant de confiner le rayonnement X. Pour des raisons de comparaison avec l'autre irradiateur X disponible présentant des caractéristiques en tension moins élevées, la tension d'alimentation du tube est en général maintenue constante à 100 kV. La cible de conversion est en Tungstène et avec cette tension appliquée délivre un spectre de photons X distribué sur une gamme suivant les abscisses de la Figure 18. En éloignant l'échantillon de la source, jusqu'à 1,3 m, et en variant le courant, cet irradiateur permet d'irradier des systèmes sur une très grande gamme de débit de dose moyen allant de 50 Gy(SiO₂)/s au contact du tube à 500 µGy(SiO₂)/s au plus bas sur le fond de l'irradiateur.

ChapII-A-1.2 : Cyclotron à protons et ligne proton de moyenne énergie

TRIUMF est un centre de recherche en physique nucléaire basé à Vancouver au Canada. Dans ce complexe de recherche, un cyclotron à protons de hautes énergies a été construit pour étudier les effets des expositions aux radiations. Plusieurs lignes de faisceau y sont dédiées à des applications précises et soit utilisent le faisceau primaire de protons [133] soit le convertissent pour en produire des sources de neutrons rapides ou atmosphériques [134]. Parmi les lignes dédiées à l'utilisation des protons, deux voies ont été dirigées vers une zone appelé Proton Irradiation Facility (PIF). Cette aire offre la possibilité d'utiliser le faisceau de protons après son accélération complète dans le cyclotron à une énergie maximale de 480 MeV et un courant de 5 nA. La seconde ligne, qui était à l'origine dédiée à la protonthérapie, utilise des protons avec une énergie plus faible de 120 MeV et un courant maximal de 10 nA. Une fois les protons entrés dans la zone d'irradiation, il y a la possibilité de réduire encore une fois l'énergie des protons jusqu'à 5 MeV [133]. Le faisceau de protons possède une taille transverse inférieure à 8 mm lorsqu'il entre de la zone. Par son passage dans un dégradeur le faisceau s'étale en énergie et s'élargit. Pour les besoins de la protonthérapie, les énergies moyennes des protons ont été stabilisées entre 63 et 74 MeV via ce dégradeur. Pour certaines applications, comme la protonthérapie dédiée au traitement des mélanomes de l'œil, le faisceau de protons passe à travers un collimateur rectangulaire dont la taille peut être changée entre trois dimensions : 8x8 mm², 12x8 mm² et 16x8 mm². Pour caractériser les dosimètres aptes à remplacer la chambre de Markus [135] utilisée aujourd'hui pour la protonthérapie, le faisceau une fois collimaté entrant dans un bac rempli d'eau ou d'air, appelé phantom, qui simule le corps humain. Un gantry (un bras robot) motorisé fixé sur le bac permet de déplacer, par exemple des fibres optiques sur deux axes. Finalement, avant que les protons ne s'arrêtent dans le mur en béton cloisonnant la pièce, une diode de comptage sert à monitorer la dose de protons afin de contrôler le déplacement pas à pas du gantry. Le moteur pas à pas du gantry attend une fluence de protons de 4000 p/cm² (±1,5 %) avant d'entamer un déplacement.

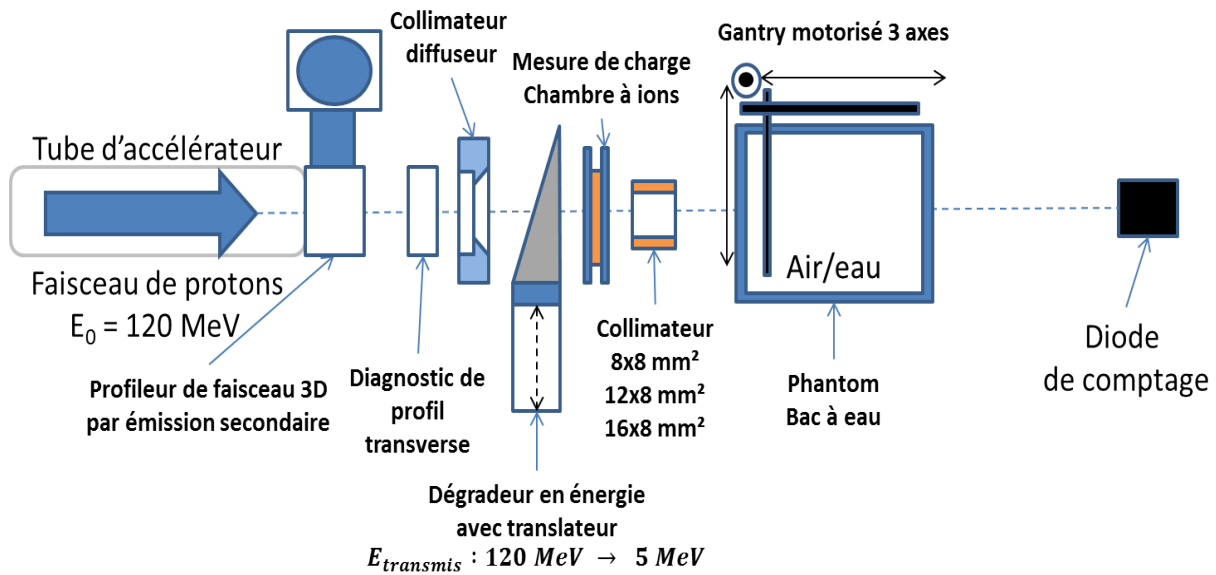


Figure 20 : Schéma de la ligne protons 120 MeV accessible à TRIUMF avec préparation du faisceau pour l'irradiation de fibre optique dans un phantom, figure source [133].

La procédure expérimentale qui sera détaillée par la suite au chapitre III, explicitera en détail la connexion entre la diode de comptage, le mouvement du moteur pas-à-pas et le protocole d'irradiation des fibres optiques.

ChapII-A-1.3 : Source de neutrons 14 MeV

ChapII-A-1.3.1 : 4 MV

Au centre CEA DAM d'Arpajon (France), deux installations d'irradiations neutron existent. Celle sur laquelle des expériences ont été réalisées est un accélérateur dit de Van de Graaff [136]. Une bouteille de gaz remplie de deutérium injecte du gaz dans une chambre à vide. A l'aide d'arc électrique, le gaz ionisé forme un plasma dont il est possible d'extraire les ions deutérium par une différence de potentiel. A l'aide d'une courroie frottant sur un peigne métallique, les ions s'accumulent et accélèrent grâce à la forte différence de potentiel qui se crée entre le plan de masse et l'extrémité de la courroie. A la fin de la courroie, les ions ont atteint une énergie de l'ordre de 3,5 MeV. Les ions sortant de l'accélérateur passent alors à travers un aimant de courbure, appelé aimant d'analyse, qui permet de filtrer les ions par leur charge. En effet, un ion entrant dans un champ magnétique sera dévié avec un rayon de courbure inversement proportionnel à l'intensité du champ et à sa charge suivant l'équation eq 1.

$$B\rho = \frac{p}{q} \text{ (eq 1)}$$

où B est l'intensité du champ magnétique, ρ le rayon de courbure de la trajectoire de la particule, p sa quantité de mouvement et q sa charge. De cette manière, l'accélérateur produit en sortie de l'aimant de triage un faisceau nettoyé et mono-ionique à l'énergie voulue. Le faisceau est ensuite dirigé vers un deuxième dipôle afin de produire des neutrons. Les ions vont alors rencontrer une cible en tantale dopée

au tritium, placée comme bouchon du tube de la ligne. L'interaction entre les ions et le tritium de la cible produit des réactions de fusion DT, comme décrit dans le chapitre I à la section ChapI-B-6.3.3, émettant par conséquent un neutron de 15,3 MeV et un photon γ de 17 MeV. L'énergie des neutrons suit une distribution angulaire, maximale autour de 15,3 MeV à 0° , correspondant à l'axe de propagation des neutrons et tendant vers 3 MeV à 90° . Avec une distribution spatiale de flux isotrope, le flux à 1 cm de la cible de conversion est de $10^7 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, pour un courant d'ions deutérium sur cible maximal de $1,25 \mu\text{A}$. Depuis la cible, la distribution isotrope s'expand entraînant par conséquent la décroissance du flux. Depuis le point source situé sur la cible, le flux de neutrons est distribué sur tout l'angle solide ($4\pi \text{ sr}$) qui décroît comme l'inverse du carré de la distance.

ChapII-A-1.3.2 : GENESIS

L'installation GENESIS [137] est un complexe de recherche intégré à l'université de Grenoble Alpes (France) en faisant partie du laboratoire Physique Subatomique et Cosmologie. Un accélérateur électrostatique y a été développé pour pouvoir y réaliser des irradiations aux neutrons rapides. Du temps de faisceau, c'est-à-dire, du temps d'exploitation de l'accélérateur pour réaliser des irradiations peut être acheté par des utilisateurs externes au laboratoire. La source de neutrons est aussi basée sur un accélérateur électrostatique, nommé GENEPI 2. La source basée sur l'utilisation de l'Electron Cyclotron Resonance (ECR) [138] produit un premier faisceau d'ions deutérium. Grâce à une cavité accélératrice radiofréquence, les ions sont accélérés via un champ électrique radiofréquence jusqu'à une énergie de 220 keV. Un aimant de triage permet ensuite de nettoyer le faisceau en énergie et des ions d'espèces différentes. Le tube de l'accélérateur se poursuit par une section de focalisation afin de modeler le faisceau pour son entrée en collision avec une cible dopée au deutérium ou au tritium. En choisissant le tritium, la réaction DT produit des neutrons avec un spectre en énergie entre 3,1 et 15,2 MeV. L'installation dispose d'un contrôle de courant d'ions sur cible permettant de monitorer la source juste avant conversion. Grâce à des méthodes d'activation utilisant des plaques d'aluminium, une calibration de fluence a été réalisée par l'utilisation de simulations numériques basées sur le code FLUKA [139], [140]. En connaissant la distance entre la cible et l'échantillon ainsi que le courant, les contrôleurs de l'installation sont capables de déterminer le flux de neutron irradiant l'élément d'expérience. De manière pratique, l'accélérateur est capable de produire un faisceau d'ions deutérium d'une intensité maximale de $180 \mu\text{A}$ qui, une fois converti en faisceau de neutrons, donnera un flux de l'ordre de $5 \cdot 10^7 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à 1 cm de la cible. L'ouverture angulaire du faisceau rend l'expansion du faisceau quasiment linéaire avec la distance jusqu'à 10 cm de la cible, guidant le flux à une décroissance quasiment linéaire avec l'éloignement à la cible. Pour l'évolution du flux en fonction du courant d'ions, l'accélérateur est capable de générer un courant stable d'ions depuis $20\text{-}25 \mu\text{A}$ jusqu'à $180 \mu\text{A}$. La variation du flux étant linéaire avec le courant sur cible, le flux de neutrons suit la même loi d'évolution que le courant. Durant son fonctionnement depuis son démarrage jusqu'à la stabilisation du flux, l'accélérateur passe par trois phases. La première concerne le démarrage de l'accélérateur. Bien que l'accélérateur ne puisse être

stable sous $20 \mu\text{A}$, le courant sur cible peut être mesuré dès $2 \mu\text{A}$. Depuis cette valeur, le courant croît pendant plusieurs secondes jusqu'à arriver à $20 \mu\text{A}$. Dès lors la seconde phase commence. Grâce à une consigne en courant pouvant être définie entre $25 \mu\text{A}$ et $180 \mu\text{A}$, l'accélérateur peut être contrôlé pour réaliser des irradiations à courant fixe. Le courant croît alors jusqu'à atteindre la consigne qui se stabilise pour entrer dans la troisième phase. Une fois le courant d'ions sur cible ayant rejoint la consigne, l'accélérateur maintient alors les paramètres durant toute la phase d'irradiation temporalisée par l'opérateur qui peut décider l'arrêt de l'accélérateur par extinction de la source d'ions. L'accélérateur alors s'arrête pratiquement instantanément. Le déclin de la production de neutrons suit l'arrêt des collisions entre les ions et la cible. Une fois l'accélérateur éteint, il reste alors aux abords de la cible, dans l'espace autour de la propagation du faisceau de neutrons, une activation résiduelle dont l'intensité dépend du temps d'exposition. Proche de la cible, de par la présence de nombreuses pièces métalliques, l'activité radioactive contraint l'approche et demande le suivi des règles définies par le service de radioprotection du laboratoire. Ainsi entre deux irradiations successives, un délai doit être respecté pour accéder à l'installation. De manière pratique et vis-à-vis des expériences réalisées, une attente comprise entre 2 et 6 heures après irradiation a dû être prise en compte.

ChapII-A-2 : Sources atypiques d'irradiation

Par l'existence d'une diversité d'installations d'irradiation exotiques au CEA, celles-ci ont pu être utilisées afin de mener des campagnes d'irradiations sur fibres optiques dans le but d'en déterminer les performances des sondes à fibres optiques. Les installations de productions d'impulsions de rayonnement X et d'électrons seront ainsi pleinement détaillées dans cette section.

ChapII-A-2.1 : ORIATRON

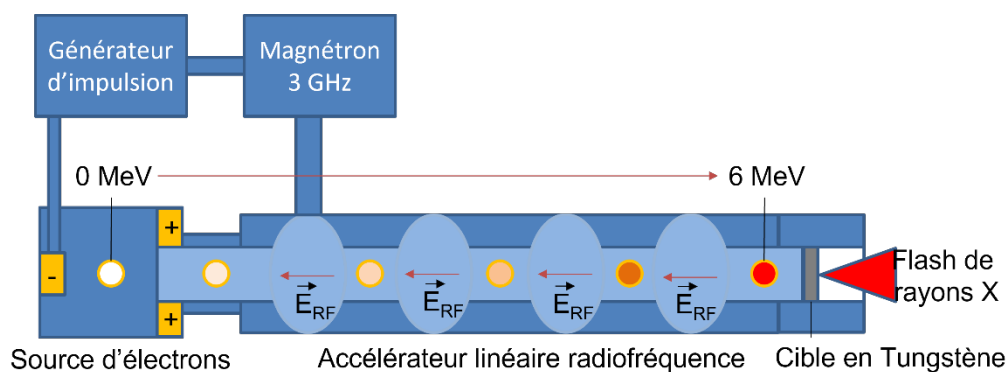


Figure 21 : Schéma de l'accélérateur ORIATRON en mode générateur de rayons X.

ORIATRON est un accélérateur linéaire radiofréquence pulsé installé sur le Centre d'Etude de Gramat (CEG – Gramat, France) schématisé dans la Figure 21. Dans une cavité sous vide, une cathode est chauffée pour en extraire des électrons. Grâce au champ électrique qui y règne, les électrons dérivent vers une seconde cavité. Dans cette deuxième chambre, une onde radiofréquence, produite par un magnétron utilisant la technique ECR [138], accélère les paquets d'électrons. A la sortie de cet étage

accélérateur, les électrons possèdent une énergie distribuée autour de 6 MeV. Le champ radiofréquence module également les paquets d'électrons pour leur donner une forme de 4,8 μ s lorsque la fréquence du magnétron est à sa fréquence nominale de 2,998 GHz [141]. Ceci forme la source primaire de cet accélérateur. La production est temporisée par un circuit d'automatisation qui permet d'allumer la cathode et le magnétron de manière synchrone à une cadence maximale de 195 Hz. Cette automatisation peut être adaptée en diminuant la cadence jusqu'à 25 Hz allongeant la durée entre deux impulsions. Cette configuration que nous appellerons mode semi-continu permet d'atteindre des débits de dose moyen de 316 Gy(SiO₂)/s à 1 m de la sortie du canon à électrons avec une durée d'impulsion de 4,8 μ s. Le débit de dose suit linéairement la variation de fréquence imposée par la boucle d'automatisation qui décroît de manière proportionnelle lorsque la fréquence diminue. Un second mode existe en changeant la boucle d'automatisation par un générateur d'impulsion. Sous ce mode que nous nommerons mode impulsif, l'accélérateur délivre des impulsions jusqu'à atteindre la consigne entrée dans le générateur d'impulsions. Ce mode offre autant la possibilité de produire des impulsions uniques que d'en cadencer un nombre défini par l'utilisateur jusqu'à 250 Hz. De cette façon, il est possible de définir une dose déposée par impulsion invariante avec le mode de production. La dose par paquet d'électrons vaut donc 1,62 Gy(SiO₂) à 1 m de la source avec une cadence de 195 Hz et une durée d'impulsion de 4,8 μ s. Dans les deux cas, la dose évolue proportionnellement avec l'inverse du carré de la distance à la source.

Cette source d'électrons peut également servir de source de rayons X. Pour cela, une cible en Tungstène est placée à la sortie du canon à électrons. Les électrons seront alors freinés par le Tungstène générant du rayonnement de freinage avec un spectre compris entre 25 keV et 6 MeV comme illustré par le spectre simulé dans la Figure 22.

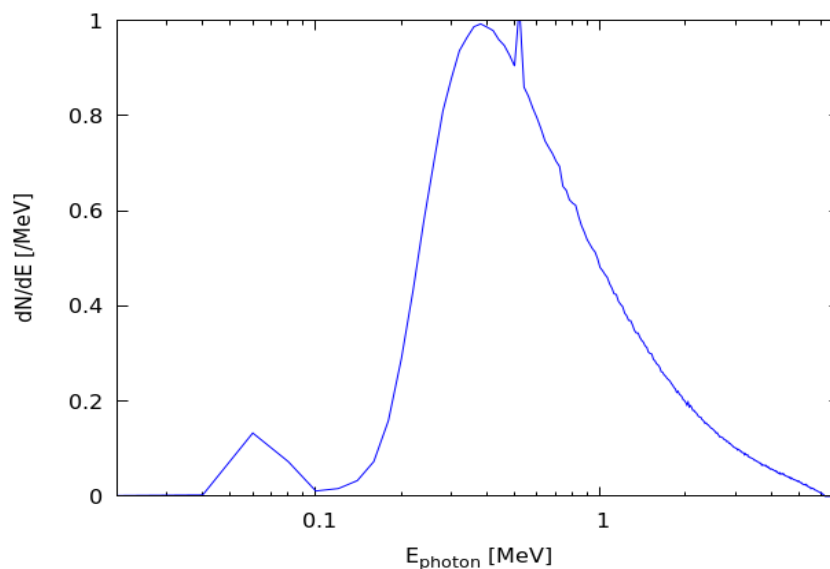


Figure 22 : Spectre X de l'accélérateur ORIATRON en mode rayons X, simulé avec MCNP6 [142].

La production d'impulsions de rayons X suit le même régime que la production des paquets d'électrons. Les débits de dose délivrés sous rayons X sont nettement moins élevés par le processus de production de rayonnement de freinage qui est extrêmement énergivore. A 1 m de la cible, le débit de dose moyen maximal est de 8,16 Gy(SiO₂)/min pour une cadence de 195 Hz et avec une durée d'impulsion de 4,8 μs ce qui nous donne une dose moyenne par impulsion de 6,97 10⁻⁴ Gy(SiO₂). Comme avec les électrons, le débit de dose décroît proportionnellement comme l'inverse du carré de la distance à la cible de conversion. A 1 m de la sortie de la cible, la distribution de la dose suit une baisse de 10 % par rapport à la dose maximale sur un rayon de 5 cm depuis l'axe de propagation. Cette répartition diminue avec la distance à l'axe de propagation, perdant encore 10 % sur un rayon de 8-10 cm. Au-delà d'un rayon de 25 cm, la dose déposée est considérée inférieure à 1% du maximum sur l'axe de propagation.

ChapII-A-2.2 : ELSA

ELSA (Electrons et Laser, Sources X et Applications) est un accélérateur linéaire basé sur le site du CEA DAM à Arpajon (France). Dans une cavité radiofréquence, un laser envoie des impulsions sur une photocathode extrayant les électrons par effet Richardson-Schottky [143]. Des paquets d'électrons sont alors produits évoluant dans un espace dans lequel règne un fort champ électrique radiofréquence. Le champ électrique cadencé à 144 MHz force les électrons à se déplacer en accélérant jusqu'à une énergie de l'ordre de 2 MeV. A la sortie de cette cavité, aussi appelée canon à électrons, les électrons sont guidés à travers trois cavités radiofréquences gagnant encore en énergie pour atteindre une énergie cinétique comprise entre 2 et 19 MeV. Ces électrons constituent la source primaire de particules de cet accélérateur. Pour utiliser cette source comme source de rayons X, les électrons sont alors guidés et focalisés vers une cible, comme schématisé dans la Figure 23. La cible en tantale permet de produire à partir des électrons des rayons X par utilisation du rayonnement de freinage induit. Ceci crée donc une source de photons X distribués en énergie jusqu'à 19 MeV comme montré par la Figure 24. Ce spectre a été simulé en utilisant le code Monte-Carlo N-Particles version 6 (MCNP6).

Par la forme cadencée du faisceau d'électrons, les rayons X suivent le même régime de production impulsional. La cadence du laser permet de générer de micro-impulsion d'électrons d'une durée de 80 ps converti directement en rayons X par la cible en fin d'accélérateur. Le nombre d'impulsions d'électrons et donc de rayons X peut être sélectionné entre 1 et 500 permettant d'adapter la durée d'une macro-impulsion ainsi produite comme l'ensemble des micro-impulsions. Cette méthode permet d'obtenir des macro-impulsions d'une durée comprise entre 80 ps et 4,8 μs. Dans son mode de fonctionnement optimal, cet accélérateur atteint une cadence de production de macro-impulsions de 1 Hz.

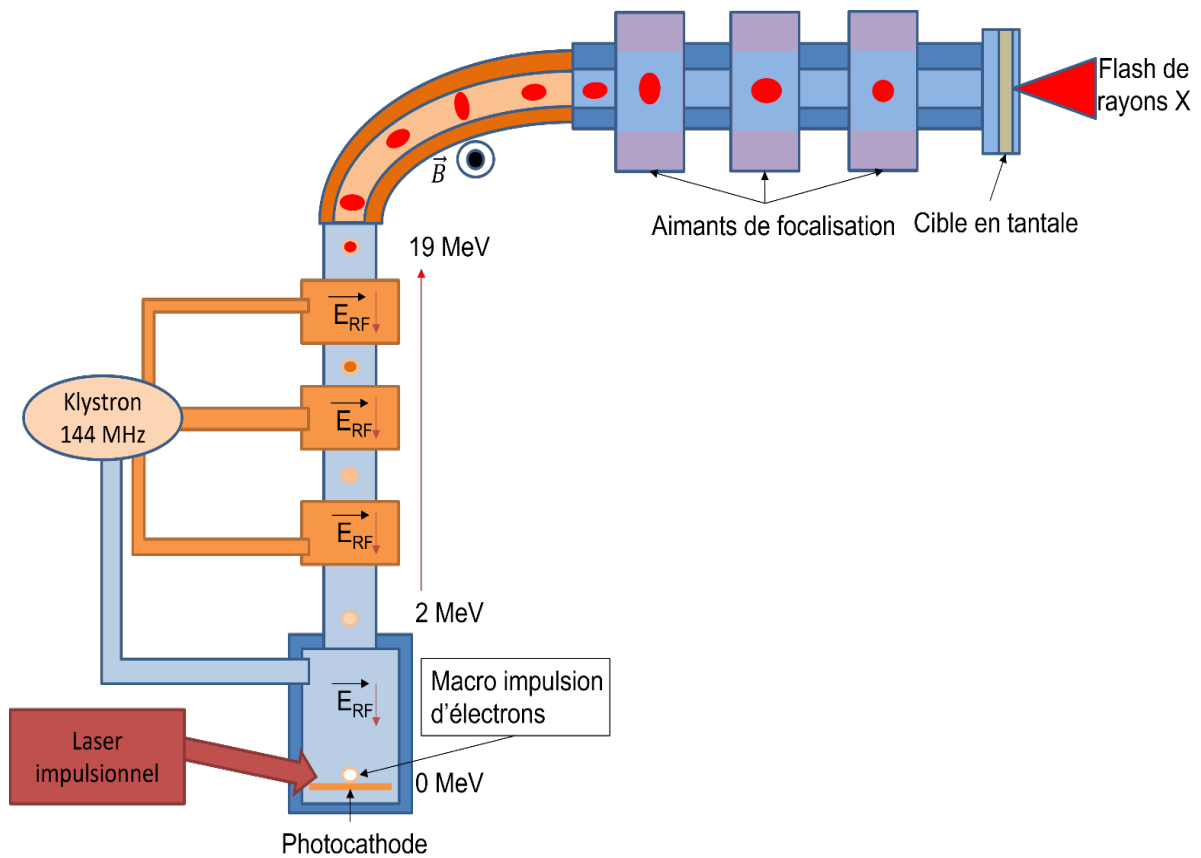


Figure 23: Schéma de l'accélérateur ELSA depuis la source jusqu'à la cible de conversion.

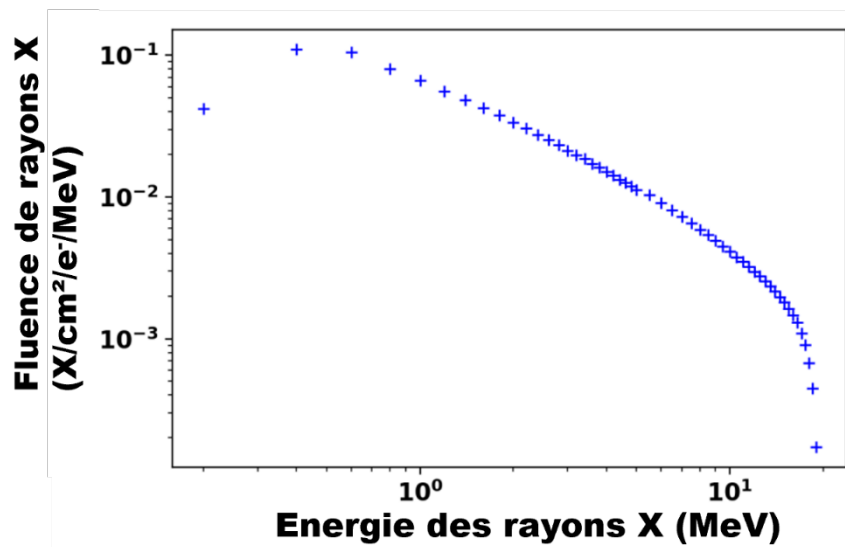


Figure 24: Spectre en énergie des rayons X créés par l'installation ELSA, simulé via le code de transport MCNP6.

ChapII-A-2.3 : ASTERIX

L'installation ASTERIX est un générateur d'impulsions X de très hautes intensités installé au Centre d'Etude de Gramat (CEG – CEA DAM – Gramat, France). Cet accélérateur prend sa base sur un générateur de Marx qui est un générateur de courant ultra intense fonctionnant sur la charge et la décharge de grandes capacités. A l'aide d'un ensemble de capacités chargées en parallèle, le générateur bénéficie de la somme des capacités comme source. La jonction des capacités se faisant par l'intermédiaire d'éclateurs qui s'activent dès que la différence de potentiel devient trop importante, toutes les capacités se déchargent en série lorsque la tension seuil aux bornes des éclateurs est atteinte. Un courant est alors délivré durant un temps long comme le temps de décharge d'une unique capacité et dont l'intensité est la somme des courants provenant de toutes les capacités. Cette impulsion en courant est alors modélisée temporellement grâce à une ligne de mise en forme appelée Blumlein [144]. Finalement, l'impulsion en courant mise en forme passe à travers une diode et un convertisseur produisant une impulsion de rayons X de durée équivalente à l'impulsion en courant. Cette méthode de génération de courant introduit de grosses contraintes vis-à-vis des champs électromagnétiques générés. Lors de la décharge des capacités, une onde électromagnétique de haute intensité est également produite et se propage à l'intérieur de tout élément connecté à l'accélérateur. Afin d'évacuer cette onde électromagnétique avant qu'elle n'atteigne quel qu'équipement que ce soit, la production de l'impulsion de rayons X se fait à l'intérieur d'une cage de Faraday. Tout câble ou élément sortant de la cage doit être connecté à celle-ci à l'aide de gaine métallique amarrée afin de toujours établir un lien direct avec le plan de masse de la terre. La méthode de production des rayons X offre la possibilité d'atteindre des débits de dose colossaux absolus ou instantanés grâce à la combinaison du temps d'impulsion très court et le courant ultra-intense délivré par le générateur de Marx. Pour des distances comprises entre 30 et 45 cm de la cible de conversion, zone permettant de placer des fibres optiques sans courbures trop fortes ainsi que de placer un blindage suffisamment important pour ne pas affecter les fibres de transport, les débits de dose absolus atteignent quelques 10^8 Gy(SiO₂)/s.

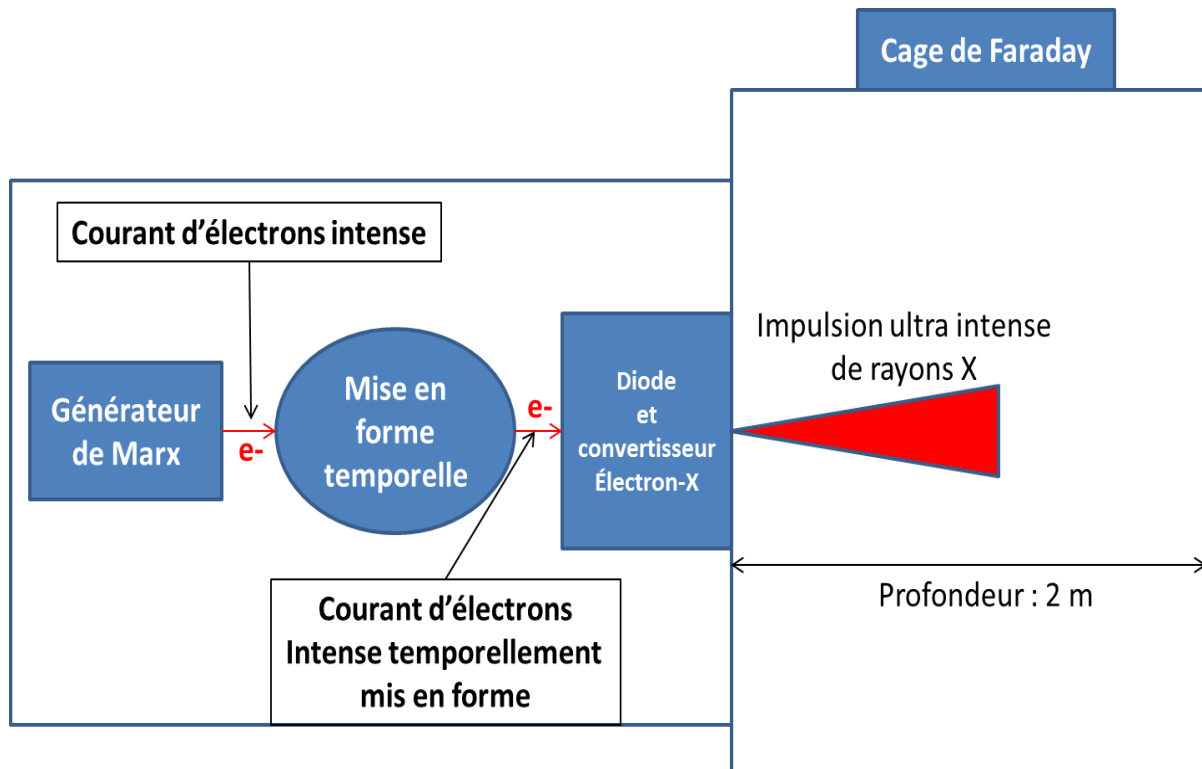


Figure 25 : Schéma de l'accélérateur électrostatique ASTERIX.

ChapII-B : Construction de montages expérimentaux pour étudier les effets des radiations sur les fibres optiques

ChapII-B-1 : Montage expérimental de l'étude de l'atténuation induite par radiation

La mesure de l'atténuation induite par radiation sur une fibre optique se réalise en comparant les niveaux d'intensités avant, pendant et après l'irradiation d'un échantillon de fibre optique. Le mécanisme d'atténuation induite par radiation (Radiation Induced Attenuation en anglais, dont brièvement RIA) est connu pour être dépendant de différents paramètres : la dose déposée ou la fluence, le débit de dose ou le flux, la température, la longueur d'onde d'utilisation, la puissance injectée, le type de fibre [77], [83], [145]. En effet, les radiations créent des défauts à partir des précurseurs dans la matrice de Silice dopée ou non, dont les bandes d'absorption s'additionnent aux pertes intrinsèques de la fibre sous test. Ce phénomène est la base d'un dosimètre actuellement en phase d'utilisation déployé sur le premier anneau de stockage de protons du LHC au CERN, le PSB (Proton Synchrotron Booster) et le SPS (Super Proton Synchrotron) [92], [146], basé sur la bande d'absorption d'un défaut induit dans les fibres en silice dopées au Phosphore, le P1, centrée autour de 1550 nm [70]. Toutefois, si une seule longueur est intéressante pour étudier la cinétique de la RIA vis-à-vis de la dose, elle ne peut renseigner à elle seule sur les éléments contributeurs de cette cinétique. Pour cela, une analyse spectrale est nécessaire et indispensable. Pour cela, l'équipement utilisé pour étudier le mécanisme de la RIA vis-à-vis de la dose et la source du mécanisme se centre sur l'utilisation de source de lumière blanche et de

spectromètre UV/vis ou infrarouge en fonction de la gamme de longueurs d'onde, comme schématisé dans la Figure 26.

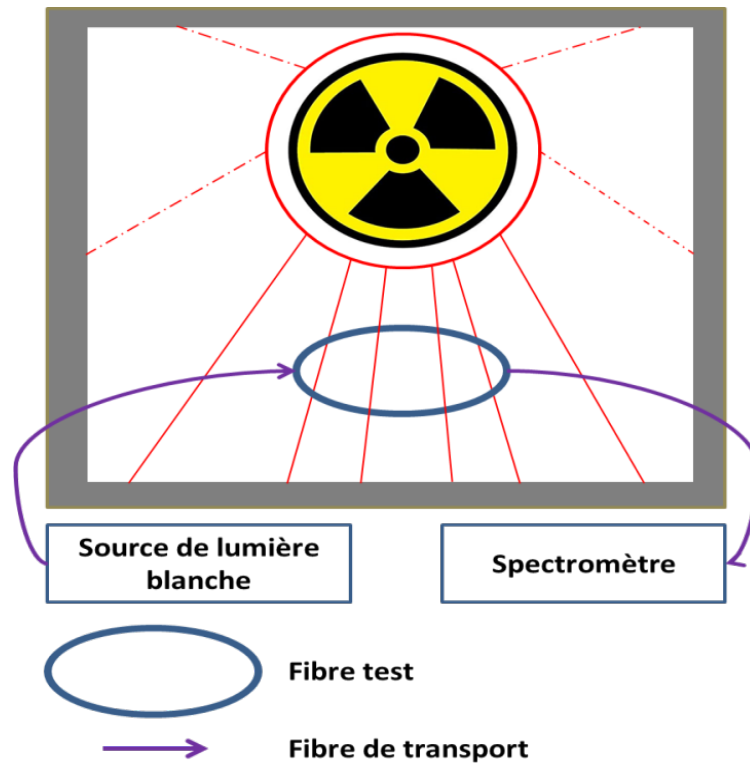


Figure 26 : Montage expérimental de la mesure d'atténuation induite par radiation.

ChapII-B-2 : Montage expérimental de l'étude de l'émission induite par radiation

Pour la mesure de la RIE, la source de photons est la fibre optique en elle-même. De ce fait, une sonde basée sur la radioluminescence ne sera interrogée que par une extrémité. La manière la plus simple de collecter les photons provenant de la fibre sous radiation est l'utilisation de tube photomultiplicateur (PMT). Un tube photomultiplicateur est une chaîne optoélectronique munie d'une photocathode et d'une série de dynodes, comme schématisé sur la Figure 27. Lorsqu'un photon atteint la photocathode, celle-ci le convertit par effet photoélectrique en photoélectrons. Un primo-courant extrêmement faible est alors généré. Les électrons dérivent et accélèrent dans une différence de potentiel vers les dynodes. Lorsqu'un électron interagit avec la dynode, des émissions secondaires d'électrons se produisent amplifiant très fortement le primo-courant. Chaque dynode dans l'ordre de propagation des électrons est successivement soumise à une différence de potentiel plus élevée que les précédentes de façon à accélérer de manière continue les électrons extraits.

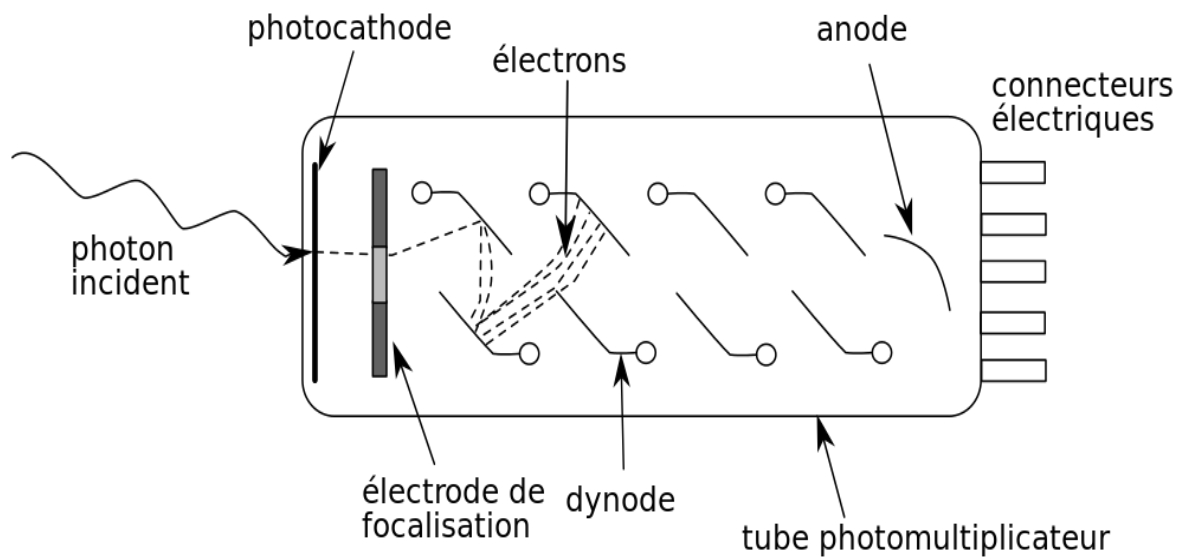


Figure 27 : Schéma d'un tube photomultiplicateur [147].

A la sortie du tube [148], un courant électrique est délivré par le tube photomultiplicateur et est envoyé dans la chaîne de traitement schématisée dans la Figure 28. La première étape de la chaîne de traitement est un amplificateur opérationnel large bande qui amplifie le courant et le convertit en tension. La tension ainsi obtenue entre dans l'étage appelé discriminateur. Cet étage compare la tension entrante avec une tension de référence (V_{ref}) définie comme niveau seuil de détection et une tension maximale atteignable (V_{max}). La tension de référence élimine toute tension ne dépassant pas le seuil, tandis que la limite haute élimine les signaux parasites de haute amplitude produits par le tube photomultiplicateur. Pour le signal sortant de l'étage discriminateur, ce seuil de détection définit également le niveau moyen de bruit car cette tension de référence sera également intégrée au signal de sortie comme bruit de fond de la mesure. Pour l'ensemble des photons ayant été convertis, un ensemble d'impulsions en tension est donc obtenu en sortie du discriminateur. L'ensemble des impulsions en tension entre dans une chaîne de mise en forme temporelle permettant de transformer la tension en signal logique cadencé [148]. Enfin, un compteur logique est placé en fin de chaîne pour intégrer durant une période définie par l'utilisateur le signal logique.

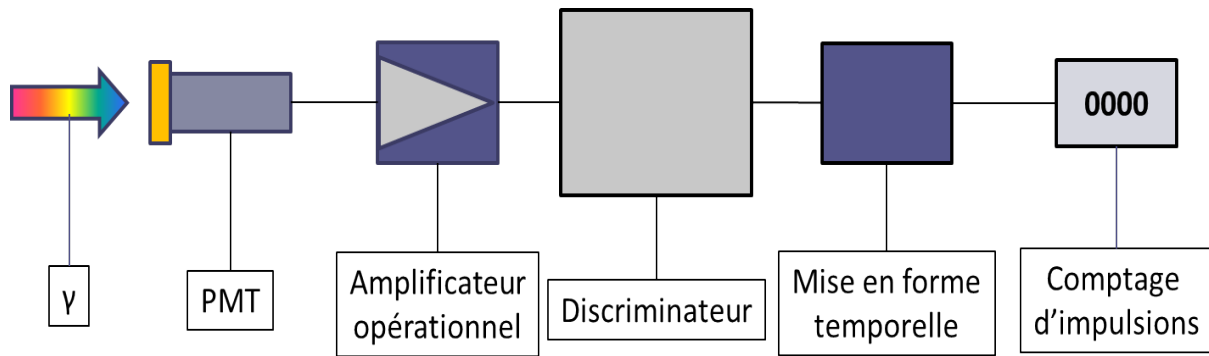


Figure 28 : Chaîne de comptage de photons [148].

Pour les mesures qui ont été réalisées durant cette thèse, cette chaîne de mesure a été assurée par deux équipements de la marque Hamamatsu. Le tube ainsi que la chaîne d'intégration ont été regroupés dans un même boîtier nommé H7421-40 [149]. Le tube permet d'intégrer des photons compris entre 300 et 740 nm autorisant une large exploration spectrale de la RIE. D'autre part, grâce à sa très haute sensibilité, il permet d'étudier les effets des radiations même à très bas débits de dose, inférieurs au $\text{mGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ en dépendant du type de fibre (et donc de la taille de la zone sensible), de sa composition et de la longueur de l'échantillon sonde. La chaîne de comptage logique est intégrée dans un boîtier séparé, nommé C8855-01 [150]. Il permet de choisir un temps d'intégration du signal logique compris entre 50 μs et 10 s, très intéressant pour à la fois étudier les effets temporels d'impulsions de radiation sur les fibres optiques mais aussi garder la possibilité d'intégrer de très bas niveau de signal grâce aux longs temps d'acquisition. Cet appareil a l'énorme avantage de permettre une lecture directe de la cinétique de la luminescence. Toutefois, l'intégration de toutes les longueurs d'onde par la photocathode devient un handicap pour identifier les centres émetteurs. Etant donné que la fibre radioluminescente n'est interrogée que par un côté, le montage expérimental peut être complété par un spectromètre UV/visible connecté à la deuxième extrémité de la fibre sous test. De cette façon, les deux détecteurs acquerront des photons provenant de la même source. Le PMT nous renseignera sur la cinétique moyenne tandis que le spectromètre nous donnera un spectre de luminescence. Un montage type pour une mesure de radioluminescence est montré dans la Figure 29.

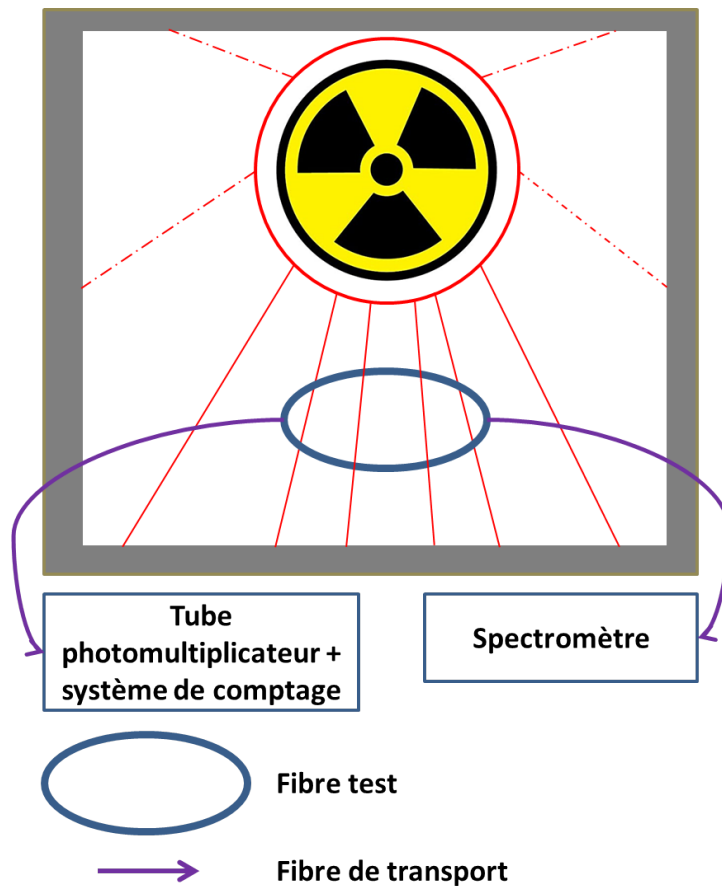


Figure 29 : Schéma du montage expérimental pour la mesure de la radioluminescence.

ChapII-B-3 : Ajustement des montages face à l'installation d'irradiation

Que ce soit pour une mesure de RIA ou de RIE, le montage expérimental doit s'adapter à l'environnement dans lequel il est déployé. Le matériel de mesure ne peut être placé dans la zone d'irradiation car principalement l'électronique qui y est incorporée est sensible aux radiations. Il est donc nécessaire de déporter au maximum toute l'instrumentation de façon à la préserver des dégradations pouvant être provoquées par les radiations. Si la manière la plus simple est de la placer dans la salle de contrôle de l'accélérateur, cela n'est pas toujours possible à cause de l'infrastructure qui n'a pas été prévue pour cette utilisation ou simplement par problème de distance entre la zone de mesure et la salle de contrôle. Si cette solution n'est pas viable, une zone suffisamment loin du faisceau doit être trouvée pour y déposer le matériel en le protégeant avec du béton, du plomb pour les photons de hautes énergies ou de la paraffine, du bore et du béton pour les neutrons. Depuis cette position, ou depuis la salle de contrôle, une fibre de transport doit être placée pour joindre l'instrumentation et la fibre sous test. Grâce à l'isolement de l'instrumentation, aucun effet dû aux radiations ne peut être considéré à ce niveau-ci et donc aussi pour la fibre de transport à cette position. A force de s'approcher de la source de radiation, leur présence et donc leur impact doivent être pris en compte. Plus le flux local, c'est-à-dire le flux pris à une distance donnée de la source, tend vers le flux maximal, plus la fibre de transport doit être sélectionnée pour être résistante aux effets des radiations. En effet, si une fibre de transport est trop

sensible à la dose déposée, à cause de l'apparition du mécanisme de RIA croissant avec la dose, la fibre tendra progressivement à ne plus transmettre de signal provenant de la fibre sous radiation. Le mécanisme de radioluminescence est également une source de problème car il peut apparaître dans la fibre de transport. Les luminescences produites par la fibre de transport ou par l'échantillon sous test sont indiscernables du point de vue du capteur et donc de la mesure avec la chaîne d'acquisition composée d'un tube photomultiplicateur et d'un module de comptage d'impulsions logiques telle que précédemment décrite [151]. Pour pouvoir éliminer la luminescence de la fibre de transport, il est donc nécessaire d'étudier sa réponse en plaçant un échantillon de cette même fibre de transport à côté de la fibre sous test et en la connectant à l'instrumentation. Ceci peut également être réalisé en retirant l'échantillon test de la fibre de transport afin de procéder à une seconde irradiation. Cela permet de déterminer et de soustraire la contribution seule de la ligne de transport. Pour la mesure de radioluminescence, la lumière environnante est également un problème. Toute source de lumière parasite s'ajoute à la luminescence transportée. Ainsi, sans isoler de la lumière environnante, la luminescence émise par la fibre optique sous test restera à un niveau extrêmement faible comparé à l'éclairage d'une salle. Pour cette raison et dans le cadre de nos applications, il faudra protéger l'instrumentation, les fibres de transport et la sonde sensible des lumières parasites avec une gaine opaque, une boîte de protection ou en éteignant l'ensemble des lumières de l'espace d'irradiation et de la zone dans laquelle est placée l'instrumentation.

Dans nos expériences, le transport des photons entre l'échantillon sous test et la chaîne de mesure est réalisé par une fibre dite durcie aux radiations ou radhard (SRH). C'est une fibre multimode large de 200 μm de diamètre de cœur composé de silice pure et d'une gaine optique dopée au Fluor. Les fibres à cœur en silice pure sont connues pour leur très bonne tenue aux radiations depuis quelques décennies [145], [152], [153]. Elles sont donc capables d'approcher la source de radiation avec un minimum d'effet dégradant à cause de la dose reçue. Cette fibre a reçu un revêtement en plastique noir l'isolant de la lumière ambiante sur toute sa longueur ainsi que deux connecteurs à ses extrémités permettant de traverser les installations d'irradiation en minimisant la quantité de lumière ambiante parasite injectée durant le transport de la RIE. Cette fibre est donc principalement déployée depuis l'instrumentation jusqu'aux abords de la zone d'irradiation. Pour pouvoir joindre un échantillon et cette fibre blindée à la lumière, une deuxième fibre de transport également en silice pure et à gaine optique dopée au Fluor non blindée à la lumière est utilisée. Elle est plus petite en diamètre que la première section de transport avec un cœur de 50 μm mais plus adaptée aux fibres radioluminescentes comme la fibre dopée Azote. Afin d'obtenir un montage répétable entre les différentes installations d'irradiation, la longueur de la deuxième section a été fixée à 2 m. Elle n'est pas recouverte par une gaine plastique noire comme l'est la première section ce qui constituera un fond de lumière parasite intégré. Cette fibre libre de tous connecteurs est alors associée à la première section par une jonction FC/PC (Ferrule Contact/Physical Contact) et est soudée directement à l'échantillon test.

ChapII-C : Sélection des fibres optiques pour la dosimétrie de faisceau d'irradiation

ChapII-C-1 : Choix des fibres optiques

ChapII-C-1.1 : Les barreaux de préformes dopées au Cérium et au Gadolinium

Une manière efficace de maximiser le niveau de sensibilité d'une fibre optique face à un faisceau de particules est de choisir un grand diamètre de cœur. En choisissant le mécanisme de radioluminescence via des dopants spécifiques pour la composition de la fibre optique, le large diamètre de cœur favorisera la production de photons de radioluminescence et rendra la détection du faisceau de radiation plus simple. Si la géométrie de confinement d'une fibre optique est alors une contrainte pour créer des détecteurs de diamètre supérieur à 200 μm , une méthode existe pour créer des capteurs à grand diamètre consistant à se servir de l'air comme milieu d'indice optique faible comparé à celui d'un barreau de silice dopée. Les photons de luminescence produit dans le barreau seront alors guidés grâce à l'interface air-silice par réflexion totale jusqu'au capteur, comme le tube photomultiplicateur, par l'intermédiaire d'une fibre de transport. Des barreaux ont donc été fabriqués de cette façon par le laboratoire PhLAM et la plateforme de recherche et développement FiberTech de l'université de Lille. Basé sur la méthode Sol-Gel [154], des barreaux de verre ont été trempés dans des solutions salines de Cérium, de Gadolinium ou autre élément connu pour être radioluminescent, afin de les doper. Après séchage des verres pour éliminer les solvants contenus dans les solutions, ceux-ci sont alors confinés dans une atmosphère saturée en Hélium afin de densifier la silice dopée. Il en résulte des cylindres de silice dopée de 1 à 2 mm de diamètre et de 20 mm de long. La concentration en dopant atteint grâce à cette technique 0,1 % massique pour le Gadolinium et 0,07 % massique pour le Cérium, par exemple. Ces cylindres, nommés rod, ont été initialement élaborés pour être testés comme partie sensible d'un détecteur de faisceau de protons [120] sur l'installation de protonthérapie de l'installation de recherche TRIUMF à Vancouver au Canada. Les résultats ont montré la possibilité de monitorer la source de protons en utilisant la radioluminescence produite par ces barreaux de silice. Une application directe de ce résultat sera apportée dans cette thèse par la reproduction du profil transverse du faisceau de protons.

Nous étudierons seulement des rods dopés au Cérium ou au Gadolinium. Il est connu que sous stimulation UV, des bandes de luminescence spécifiques à ces dopants sont produites [113], [154] : elles sont centrées autour de 460 nm pour le Cérium et $314 \pm 3,3$ nm pour le Gadolinium, comme illustré par les spectres enregistrés sous flux de protons, dans la Figure 30.

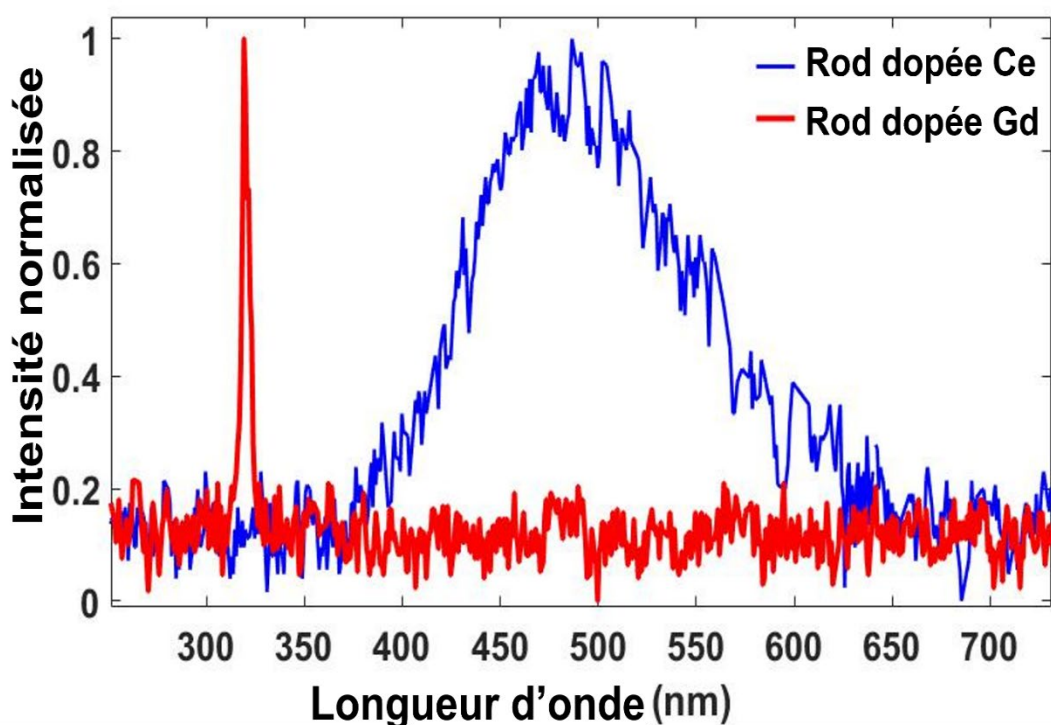


Figure 30 : Spectres normalisés de radioluminescence des rods dopées Ce et Gd réalisés sous faisceau de protons.

Leur temps de déclin, c'est-à-dire le temps nécessaire pour que la luminescence post irradiation ait été réduite d'un facteur $1/e$, a également été caractérisé notamment grâce à l'utilisation de la photoluminescence et d'un spectromètre résolu en temps. Le Gadolinium et le Cérium sont connus pour avoir un temps respectif de déclin de $1,8 \cdot 10^{-3}$ s [155] et $5 \cdot 10^{-8}$ s [125] suffisamment rapides pour offrir la possibilité d'une dosimétrie pour les installations des faisceaux impulsionnels.

De récents travaux sur ce type de barreaux dopés [113] ont montré une corrélation proche de 1 entre la dose déposée par un faisceau d'électrons pulsé sur une gamme de dose entre 10^{-5} et 10^{-2} Gy(SiO₂) et l'intégrale temporelle de l'intensité de radioluminescence.

ChapII-C-1.2 : Les fibres multimodes dopées Cérium

En utilisant la même méthode qui a servi à concevoir les barreaux de silice dopée, il est possible de fabriquer des fibres optiques. Le laboratoire PhLAM a donc développé une fibre optique, que nous nommerons fibre Ce, [156] dont le cœur composé d'un tube en verre de Silice F300 est dopé au Cérium par voie Sol-Gel. Ces barreaux ou préformes, sont alors chauffés pour être étirés, ce qui en donne une fibre optique avec diamètre de 125 μm dont seulement 50 μm sont dopé au Cérium. Toutefois, le dopage au Cérium ne permet pas de modifier suffisamment l'indice optique de la silice du cœur pour que l'association d'un deuxième cylindre de silice pure suffise à créer les conditions de réflexion totale nécessaire au guidage d'une fibre optique. Pour cette raison, le guidage est assuré par l'ajout d'une gaine

creuse composée d'acrylate à bas indice optique, avec une épaisseur de 30 μm . Finalement, une protection en acrylate d'un diamètre externe de 340 μm revêt la fibre optique. Une méthode d'analyse de la transmission de cette fibre optique appelé Cut-Back [157] a été utilisée pour caractériser ses pertes intrinsèques illustrées par la Figure 31.

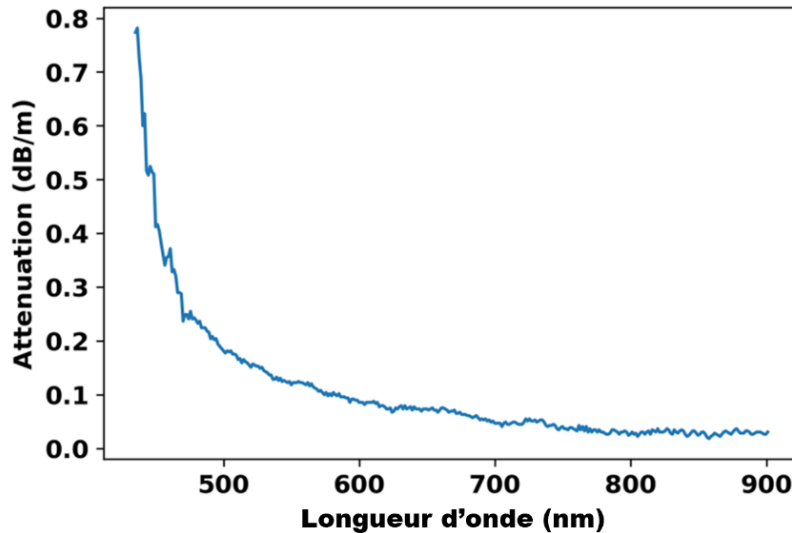


Figure 31 : Atténuation intrinsèque spectrale de la fibre multimode dopée Cérium.

La luminescence de ce type de fibre dopée est encore aujourd'hui à l'étude. En utilisant les différentes méthodes de fabrication, comme la méthode Sol-Gel ou la méthode SPCVD (Surface-Plasma Chemical Vapor Deposition [158]) ou encore la méthode MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition [159]) des investigations sont menées afin de déterminer l'influence de chaque technique sur ce type de fibre optique avec comme application possible la dosimétrie. Cette voie d'exploration tend à chercher la méthode favorisant la robustesse vis-à-vis de la dose cumulée ainsi que le meilleur rendement de luminescence, c'est-à-dire la meilleure conversion entre l'énergie déposée par les radiations et la quantité de photons générés. La méthode MCVD montre une caractéristique linéaire de radioluminescence produite sous rayons X de 40 keV pour des débits de dose moyens compris entre $3 \cdot 10^{-4}$ et 20 Gy(SiO_2)/s [112]. En dopant au Cérium de la silice, une bande de radioluminescence émerge émettant autour de 500 nm avec une bande reportée dans [160] excitée par un faisceau de rayons X 20 keV pour un barreau dopé sans structure guidante et dans [113] sous faisceau d'électrons pour une structure de fibre optique sans translation effective de la bande. La bande a également été trouvée par photoluminescence [112] en excitant un échantillon dopé au Cérium avec une structure fibrée plutôt centrée autour de 450-460 nm. Nous verrons que la méthode Sol-Gel permet également de suivre cette classe de débit de dose moyen dans des conditions de faisceaux pulsés.

ChapII-C-1.3 : Les fibres multimodes dopées Azote

L'Azote est connu pour rendre les fibres optiques résistantes à la dose en termes de RIA [161]. Dans le cœur des fibres, il est incorporé en utilisant le procédé SPCVD (Saturated Plasma Chemical Vapor Deposition [162]) qui est la seule méthode existante connue pour incorporer l'Azote dans la silice amorphe. En utilisant cette méthode, la société iXblue a développé un prototype de fibre dopée Azote en s'appuyant sur une collaboration entre le laboratoire Hubert Curien de l'université Jean Monnet de St Etienne (France) et le CEA [68], [163]. Cette fibre, que nous nommerons fibre N, est constituée par 5 couches concentriques [117], [164]. La première section la plus interne de la fibre large d'un rayon inférieur à 4 μm incorpore moins de 0,5 % massique d'Azote dans la silice amorphe représenté par la section centrale de la Figure 32. L'épaisseur suivante d'un rayon externe de 18-19 μm intègre 1.5 % massique d'Azote dans la silice amorphe illustrée par la section cyan dans la Figure 32. Cette concentration décroît avec la troisième section large d'un rayon de 30 μm pour atteindre 0,7 % massique. Ces trois zones constituent le cœur de la fibre optique. La gaine n'incorpore pas d'Azote et s'étale sur un rayon de 62,5 μm . Enfin, cette fibre se revête d'une protection en acrylate épaisse de 62,5 μm de rayon.

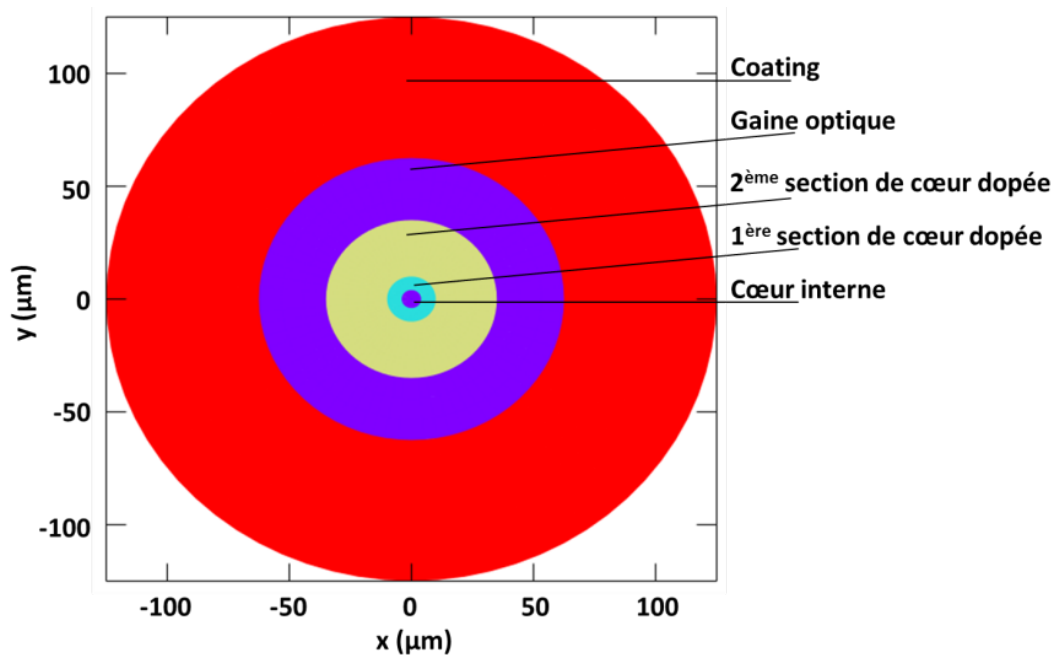


Figure 32 : Décomposition de la fibre optique dopée Azote par section.

Tableau 1 : Sections de la fibre N et composition.

Section	Matériel & Concentration massique (wt%)	Densité	Rayon (μm)
Coeur interne	SiO ₂ 100	2,2	4
1 ^{ère} section de cœur dopée	SiO ₂ 95,5 N 1,5 Cl 3	2,2	18
2 ^{ème} section de cœur dopée	SiO ₂ 97,5 N 0,7 Cl 1,8	2,2	30
Gaine optique	SiO ₂ 99,7 Cl 0,3	2,2	62,5
Coating	Acrylate 100	1,18	62,5

La méthode de fabrication SPCVD permettant d'incorporer l'Azote dans le cœur de la fibre est également à l'origine de la présence de Chlore dans la composition de la silice amorphe à hauteur de 3 % massique dans la 1^{ère} section dopée, de 1,8 % massique dans la 2^{ème} section dopée du cœur puis tend vers 0,3 % massique dans la gaine de la fibre. La résistance à la dose de cette fibre et sa caractéristique de luminescence centrée autour 550 nm [165] illustré par la Figure 33 ont été d'intérêt pour étudier son potentiel pour la dosimétrie.

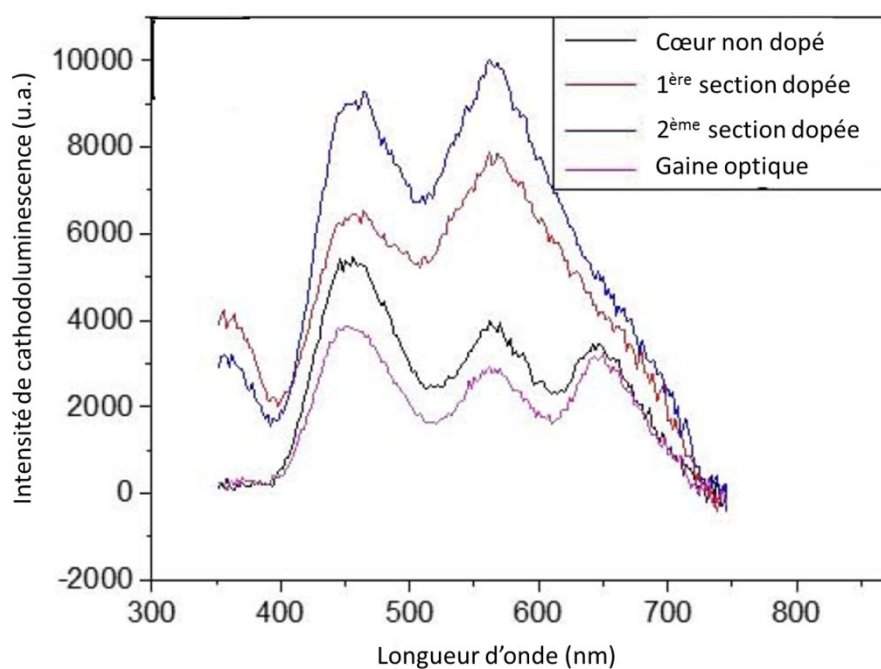


Figure 33 : Cathodoluminescence de la fibre dopée N, figure source [117].

Elle a donc déjà été étudiée sur différentes sources de radiation comme les rayons X basse énergie 40 keV, les rayons γ provenant d'une source de Cobalt-60 et protons 74 MeV. La radioluminescence produite par cette fibre dépend linéairement, sous rayons X 40 keV, avec des débits de dose compris entre le mGy(SiO₂)/s et 50 Gy(SiO₂)/s [165]. L'atténuation induite par des irradiations impulsives de rayons X à très hauts débits de dose absolus a également été étudiée aux longueurs d'onde télécoms (1,31 μ m et 1,55 μ m) [80]. Une RIA transitoire allant de 10 dB/km/Gy(SiO₂) à 0,04 dB/km/Gy(SiO₂) à 1,55 μ m sur une période comprise entre 10 μ s et 100 secondes après le flash de rayons X a été caractérisée. Sous faisceau continu de rayons X 40 keV, des mesures d'atténuation induite dans le proche UV à 300 et 450 nm [68] ont mis en évidence trois phases d'évolution sur une gamme de dose déposée atteignant le MGy(SiO₂) reportées dans la Figure 34. Jusqu'à une dose de l'ordre du kGy(SiO₂), la RIA croît. Entre le kGy(SiO₂) et 20 kGy(SiO₂), un plateau de RIA apparaît entre 100 et 200 dB/m en fonction de la vitesse de tirage de la fibre N. Enfin au-delà de 20 kGy(SiO₂), la RIA croît de nouveau.

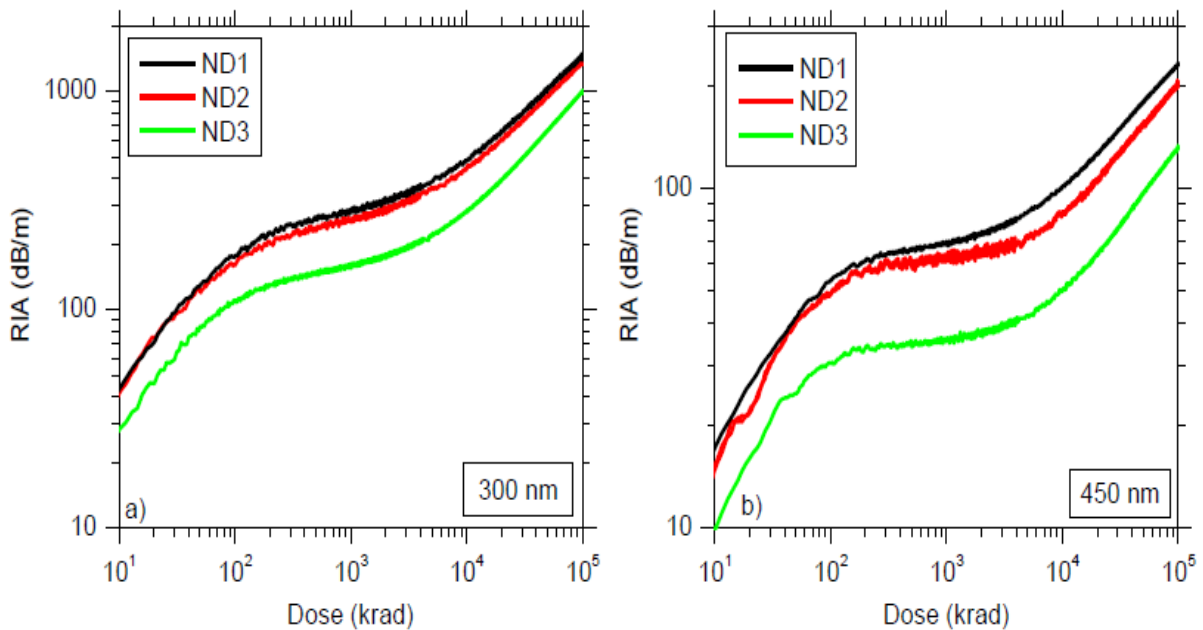


Figure 34 : RIA de la fibre N pour deux longueurs d'onde 300 (a) et 450 (b) nm et 3 vitesses de tirage différentes : 20, 25 et 30 m/min notées respectivement ND1 (noir), ND2 (rouge) et ND3 (vert), figure source [68].

ChapII-D : Conclusion du chapitre II

Ce chapitre a pour but de présenter l'ensemble des installations d'irradiations ainsi que les montages expérimentaux et les fibres et rods dopés qui ont été utilisés au cours de cette thèse. Afin d'amener les caractéristiques d'irradiations qui ont servi à réaliser les expériences, une description des installations en partant de la source jusqu'à l'exploitation du faisceau est établie. Par la présentation des phénomènes physiques induits par les radiations sur les fibres optiques dans le chapitre I et l'orientation des expérimentations vers l'utilisation de la radioluminescence, une présentation des outils et montages expérimentaux a été détaillée. Enfin, ce chapitre apporte les informations nécessaires concernant les fibres optiques ainsi que les rods qui ont été étudiés depuis leur fabrication et composition jusqu'à un état de l'art de leur utilisation pour la dosimétrie de faisceau.

Chapitre III : Des dosimètres à fibre optique pour des installations d'irradiations conventionnelles

ChapIII-A : Un dosimètre pour source de rayons X continue

ChapIII-A-1 : Construction de sonde et protocole expérimental

ChapIII-A-1.1 : Une expérience d'irradiation, une sonde et une instrumentation

Une expérience d'irradiation de dosimétrie est une période durant laquelle une fibre optique sélectionnée va être irradiée afin de caractériser sa réponse et dans le cadre de cette thèse son potentiel dosimétrique. Pour ce faire, une fibre optique est sélectionnée pour être étudiée à partir des données dans la littérature. Une expérience d'irradiation prendra comme paramètres d'entrée les données relatives à la source d'irradiation qui permettent de contrôler le niveau d'exposition de la sonde sous test. Ayant défini les différents types de source de radiation existants dans les deux chapitres précédents, chaque installation d'irradiation sera associée à un ensemble de paramètres de contrôle tels que le type de particules, le débit de dose (flux) ainsi que l'énergie du faisceau incident. A partir de la connaissance de ces paramètres, un plan d'expériences a été défini en fixant le nombre d'irradiations à réaliser, les durées d'irradiation, les doses (fluences) à atteindre en fin d'irradiation ainsi que les différents échantillons et sondes à caractériser pendant la campagne d'expériences. Afin de réaliser des expériences de dosimétrie ou de diagnostics de faisceau par fibre optique, des échantillons doivent être réalisés en prenant en compte des différents processus induits par les radiations à mesurer mais aussi ceux qui pourraient dégrader la qualité des mesures. Enfin, à partir du type d'échantillon utilisé et du processus radioinduit connu, un montage expérimental est mis en place afin de caractériser les performances des différents types de sonde. Durant le développement de sondes de test destinées à une campagne d'irradiation, une importance particulière doit être portée sur les conséquences liées à l'accumulation de dose sur les performances. En effet, les effets de dose activent la RIA dans la fibre sous test ce qui peut devenir une source de dégradation dans les mesures des dosimètres exploitant par exemple la luminescence. En se référant à la littérature pour connaître les doses susceptibles de dégrader les performances des sondes fibrées, les expériences doivent soit inclure des mesures de RIA afin de suivre l'évolution de la transmission de l'échantillon soit se tourner vers les fibres connues comme résistantes à la dose dans la gamme d'étude. Cette considération à propos des effets de RIA est également applicable à la fibre de transport qui doit être aussi résistante que possible dans le domaine spectral d'émission afin de préserver la transmission du signal jusqu'à l'instrumentation avec le moins de perturbations possible. Pour les mesures de radioluminescence, la seule et unique source de lumière importante étant la radioluminescence elle-même, tous les efforts doivent être réalisés afin d'isoler l'échantillon, la fibre de transport et l'instrumentation de toute source de lumière ambiante. Cela peut se faire en plaçant l'ensemble dans une salle dans laquelle l'éclairage est éteint durant les

expérimentations comme cela est le cas avec l'irradiateur LabHX au laboratoire Hubert Curien qui sera notre première source d'expérimentations. Nous verrons que pour d'autres installations dans lesquelles la distance entre la source et l'instrumentation devient trop grande, la fibre de transport est revêtue d'une gaine qui l'isole de la lumière ambiante et la chaîne de mesure est placée dans une boîte isolée de la lumière. Comme expliqué dans le chapitre II, les appareils de mesures se scindent en deux montages pour la mesure de RIL/RIE et la mesure de RIA. Source blanche et spectromètre n'ont pas besoin d'un isolement total de la lumière comme le tube photomultiplicateur. Toutefois, lorsque le spectromètre est utilisé pour collecter les photons de radioluminescence ou Cerenkov, des conditions d'éclairage équivalentes sont indispensables pour garantir une mesure comparable entre les deux instruments. Pour le montage servant à enregistrer la radioluminescence en fonction du débit de dose, le spectromètre ne sera pas nécessaire car l'effort est concentré sur la calibration en débit de dose plus que sur la réponse spectrale. D'autre part, la sensibilité du tube photomultiplicateur, intégrant tous les photons de 300 à 740 nm, plus élevée comparée à celle du spectromètre rend plus simple une mesure purement temporelle de la RIL/RIE. Le couplage spectromètre-tube photomultiplicateur est une solution de mesure destinée à corrélérer le spectre d'émission avec la forme temporelle mesurée via le tube photomultiplicateur. Ce dernier montage nécessite de pouvoir faire apparaître et maintenir les bandes spectrales ce qui requière des débits de dose élevés que nous exploiterons au chapitre IV. En effet, l'utilisation de débits de dose élevés supérieurs au Gy(SiO₂)/s permet de produire suffisamment de RIE pour pouvoir mesurer les bandes spectrales.

ChapIII-A-1.2 : Sonde basée sur la fibre dopée Azote

Pour réaliser des mesures sur un irradiateur X, les doses déposées peuvent devenir suffisamment importantes pour que la RIA devienne un problème. Parmi les fibres qui ont été présentés dans le chapitre II, la fibre N semble le meilleur choix pour limiter son impact. En effet, des études préliminaires ont montré que la dose cumulée n'affecte pas la transmission de la RIE pour des échantillons de l'ordre du centimètre jusqu'à des doses d'au moins 90 kGy(SiO₂) [126]. Pour cette raison, un morceau de fibre N d'une longueur de 5 cm a été choisi comme élément sensible pour les sondes sous rayons X placé sous le tube X pour l'irradier tout en protégeant avec du plomb la sonde de façon à n'irradier que 1,6 cm comme schématisé dans la Figure 35. Ce bout de fibre a été soudé à une longueur suffisante de fibre multimode dopée Fluor afin de se raccorder au tube photomultiplicateur, localisé en dehors de la chambre d'irradiation. Pour minimiser des effets de luminescence parasites dans la fibre de transport comme observé dans [151], la longueur de fibre durcie a été recouverte de plomb jusqu'à sa sortie de l'irradiateur.

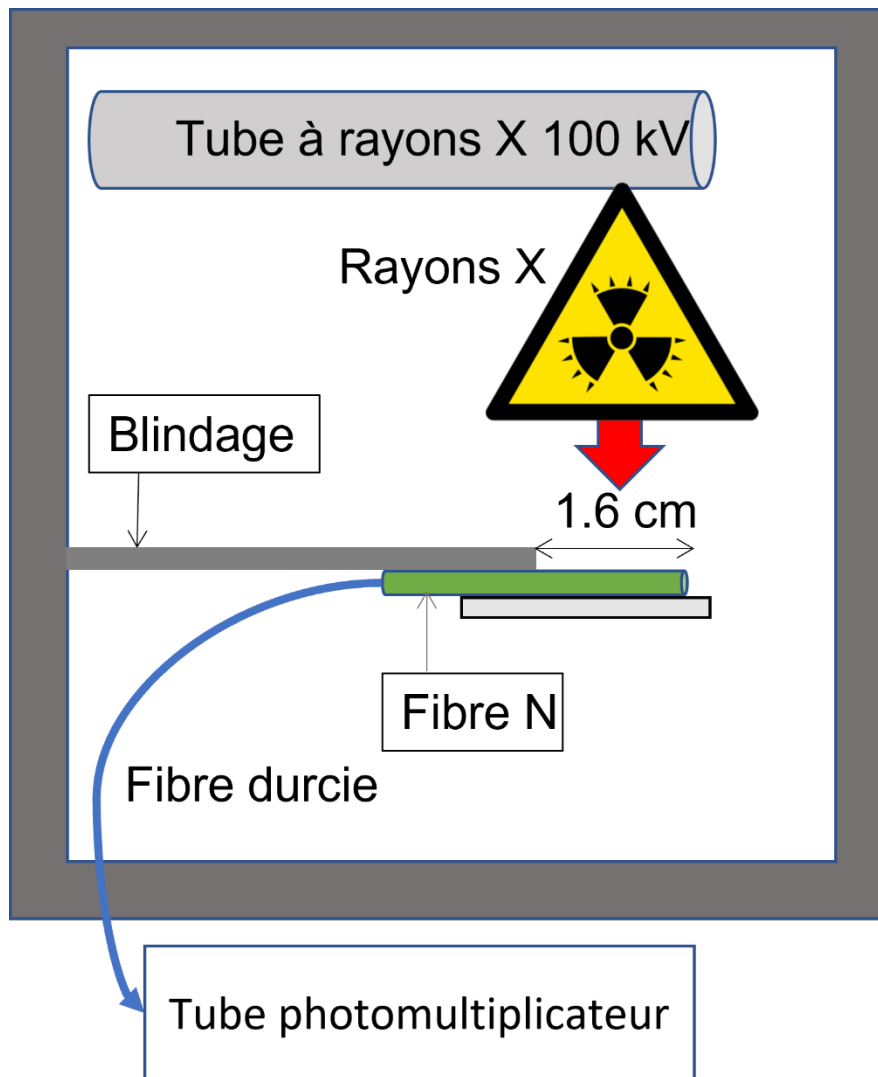


Figure 35 : Schéma du montage expérimental pour la mesure de radioluminescence sur la fibre N dans un irradiateur à rayons X.

ChapIII-A-1.3 : Sélection des débits de dose et des phases d'irradiation

Sur LabHX, produisant des rayons X d'une énergie moyenne de l'ordre de 40 keV, la chambre d'irradiation est suffisamment grande pour couvrir plusieurs décades en débit de dose : entre $400 \mu\text{Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ et $100 \text{Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ en exploitant toute la hauteur accessible depuis le fond de l'enceinte jusqu'au contact du tube. Toutefois pour une hauteur donnée, la gamme de débits de dose accessible est restreinte par le flux de photons pouvant interagir à cette hauteur au courant maximal de fonctionnement du tube. En cherchant à se placer dans une gamme de débit de dose équivalente à celle présentée dans [126] comprise entre $1 \text{mGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ et $50 \text{Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$, la fibre sensible a été placée à 25 cm du tube permettant d'atteindre des débits de dose compris entre $25 \text{mGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ et $1,54 \text{Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ en variant le courant. Avec le PMT utilisé, une précaution est à prendre concernant la saturation du capteur lorsque le débit est élevé. A partir de $1,5 \cdot 10^6 \text{ counts/s}$ (unité provenant du comptage de signal logique émis par le tube et la chaîne de conversion), la réponse du PMT perd progressivement sa linéarité. Il est donc important de déterminer l'amplitude de la RIL (le compte de signaux logiques intégré durant une durée

paramétrée pour la chaîne de comptage) mesurée avec le débit de dose le plus élevé qui détermine le démarrage de l'étalonnage de la sonde. Afin de réaliser une calibration de la mesure de radioluminescence émise par la fibre N, une progression par palier en débits de dose a été effectuée afin de collecter l'amplitude de radioluminescence associée à chaque débit de dose. Chaque palier correspond à une durée d'irradiation de 3 minutes suivi d'une phase dite de guérison, longue d'une durée comprise entre 3 et 5 minutes laissant la radioluminescence disparaître. En respectant les durées maximales de 3 minutes d'irradiation et 5 minutes entre chaque palier en débit de dose, l'ensemble des irradiations se suit comme tracé sur la Figure 36.

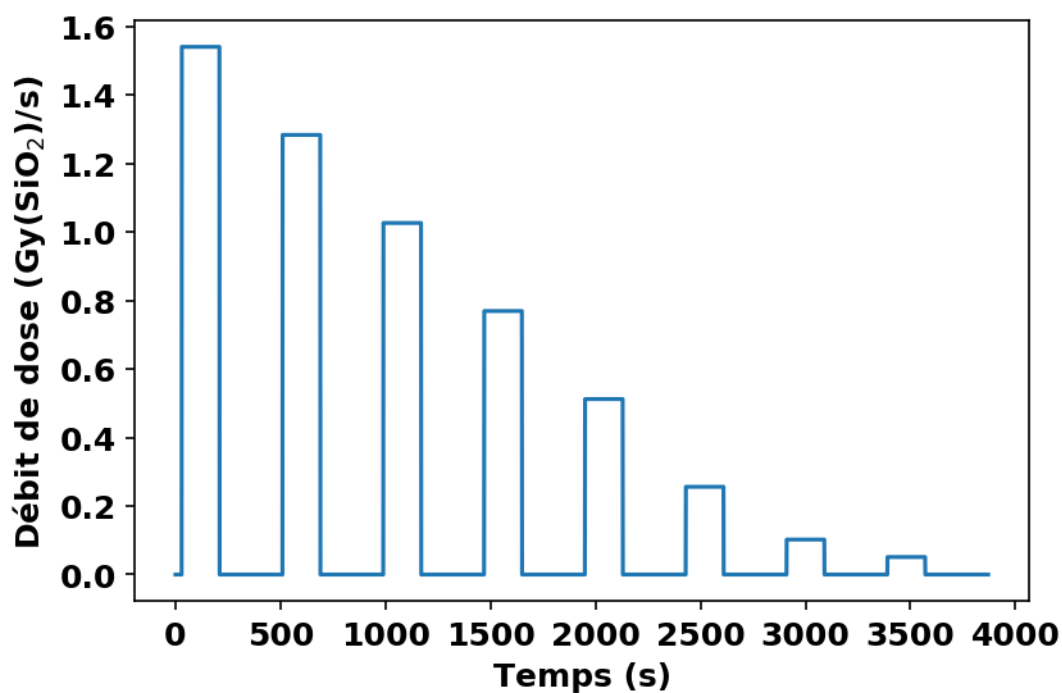


Figure 36 : Temporalité schématique des irradiations à différents débits de dose en respectant 3 minutes par irradiation et 5 minutes de guérison

ChapIII-A-2 : Un dosimètre sensible aux rayons X

ChapIII-A-2.1 : Temporalité de RIL

Présenté dans la Figure 37, chaque palier en débit de dose est proprement mesuré par la RIL de la fibre N.

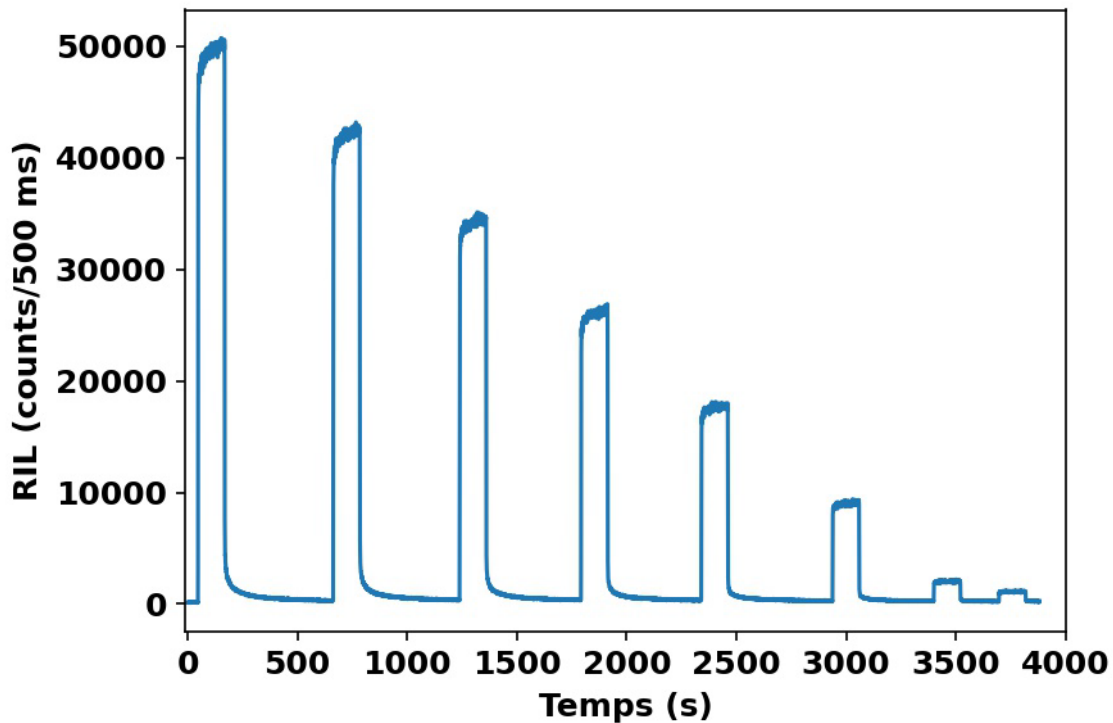


Figure 37 : Radioluminescence émise par la fibre N durant 8 irradiations successives à des débits de dose variant depuis 1,54 Gy(SiO₂)/s à 25 mGy(SiO₂)/s.

Pour chaque irradiation, un créneau de radioluminescence est obtenu, signature directe de l'interaction de la fibre N avec le faisceau de rayons X. Chaque phase d'irradiation est parfaitement suivie que l'on peut décomposer comme suit. Au démarrage de l'irradiateur, le courant envoyé dans le tube croît emmenant le débit de dose jusqu'à une valeur plateau. Avec des rayons X de 40 keV, la radioluminescence apparaît comme seule source d'émission dans la fibre N. Le signal émis par la fibre suit ce même régime de croissance que le débit de dose comme illustré par chaque montée franche en intensité. Une fois le débit de dose stabilisé, la RIL se maintient autour d'une valeur moyenne pendant toute la durée d'irradiation. On observe toutefois une légère croissance de la RIL de l'ordre de 16 counts/s pour le débit de dose le plus élevé ce qui peut être expliquée par la stimulation de pièges à électrons profonds [166] présent dans la bande interdite de la silice dopée. Ces pièges ajoutent des électrons de recombinaison à ceux déjà transitant via les pièges de radioluminescence. On assiste alors à un gain en luminescence qui dépend de la température et du débit de dose utilisés, supplémentaire à la radioluminescence. Une seconde source d'extra-luminescence peut être attribuée à la génération de centres radioluminescents durant l'irradiation. En effet, l'énergie apportée à la silice dopée est suffisante

pour générer les structures dégénérées responsables de la RIA mais aussi de centres radioluminescents passifs. Avec le dépôt de dose, ces structures s'ajoutent aux défauts radioinduits émettant de la radioluminescence comme les précurseurs que nous observons avec l'amplitude de radioluminescence initiale. Avec l'accumulation de dose, ces défauts radioluminescents finissent par atteindre une concentration asymptotique tandis que les défauts propres à la RIA continuent à être générés entraînant avec la perte de la transmission de la RIL produite. Enfin, l'arrêt de l'irradiation entraîne la chute de l'amplitude de la RIL comme observé par les fortes décroissances du signal mesurées dans la Figure 37. Le déclin de luminescence de la fibre N soumise aux rayons X est particulièrement long comparé à d'autres fibres radioluminescentes comme la fibre Ce [6]. A un débit de dose de $1,5 \text{ Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$, le temps nécessaire pour atteindre 2 % de l'intensité maximale atteinte durant l'irradiation est supérieur à 5 minutes. Cette durée conséquente est un problème car en fonction du temps attendu entre deux irradiations, la queue de luminescence post irradiation peut se superposer à la luminescence produite lors de l'irradiation consécutive. L'amplitude de luminescence durant cette nouvelle irradiation sera donc modifiée par les cinétiques de la queue de distribution et du plateau lorsque le débit de dose est stabilisé. Cet effet sera d'autant plus visible que le temps entre deux irradiations sera court et les débits de dose élevés. Cette superposition sera donc à l'origine d'une surévaluation de l'amplitude correspondante au débit de dose utilisé dégradant la qualité des performances du dosimètre.

ChapIII-A-2.2 : Correspondance entre RIL et débit de dose

Pour construire une calibration avec le débit de dose, une analyse de données est nécessaire. A partir d'un programme écrit sous Python, l'amplitude de chaque créneau est extraite et moyennée sur une période de 100 s correspondant à l'intervalle le plus stable du signal. Un écart-type du signal sur cette période est également calculé afin de servir d'erreur sur la moyenne. Le bruit est également extrait en moyennant le signal sur les 40 premières secondes du signal avant le début de chaque irradiation. A partir de ce programme, une corrélation des amplitudes moyennes de RIL et leur écart-type avec les débits de dose correspondant est réalisée et illustré sur la Figure 38.

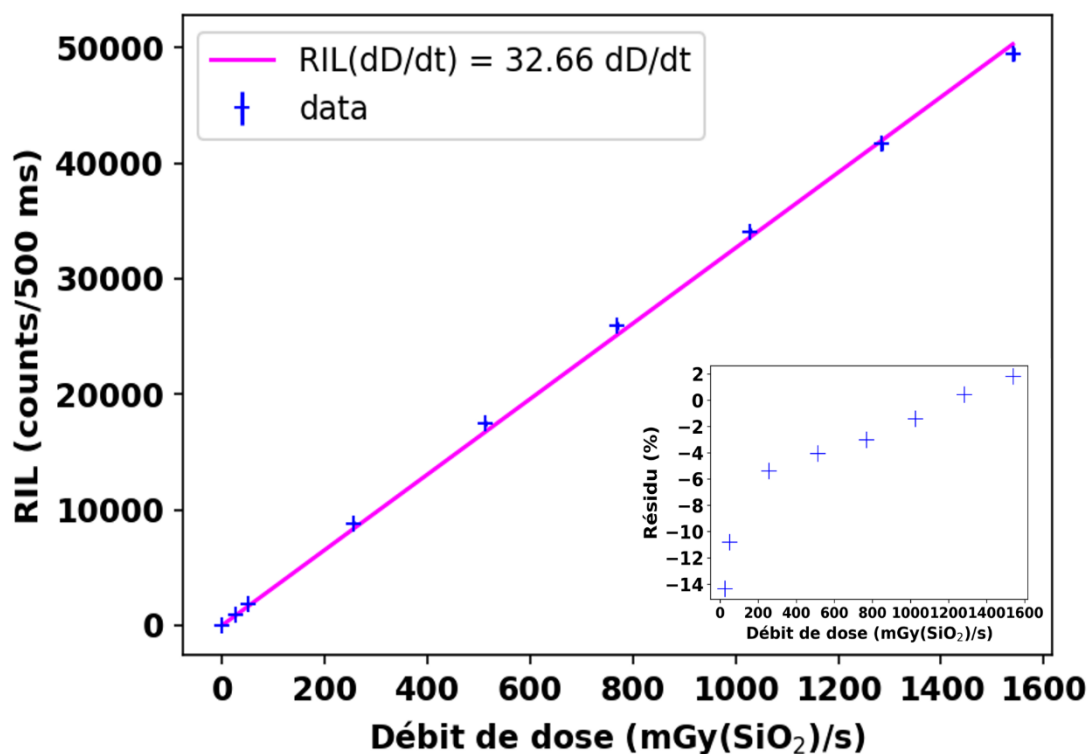


Figure 38 : Corrélation entre l'intensité de radioluminescence moyenne produite par la fibre N et les débits de dose utilisés. La figure insérée montre l'écart relatif entre la fonction linéaire appliqué et les valeurs mesurées.

Afin de quantifier cette croissance de l'amplitude de RIL avec le débit de dose, une fonction linéaire a été appliquée dont l'équation est montrée dans la légende de la Figure 38 ainsi que le résidu déduit de la différence relative entre la courbe de tendance et les valeurs mesurées présenté dans l'insert de la Figure 38.

La fibre N irradiée de 1,6 cm présente donc une radioluminescence linéaire avec le débit de dose depuis 25 mGy(SiO₂)/s jusque 1,54 Gy(SiO₂)/s dont l'écart avec la fonction affine est inférieur à 15%. A partir de ces mesures et en exploitant la dynamique complète du PMT depuis 100 counts/s considéré comme le niveau minimal de bruit intégré à la mesure, jusqu'à 1,5 10⁶ counts/s limite de linéarité de la réponse du PMT, il est possible d'extrapoler la réponse de la fibre N couplée au PMT appliqué sur les données présentées dans la Figure 39. Ainsi, à partir de cette gamme aux mesures présentées dans la Figure 38 et en considérant une fenêtre temporelle d'intégration de 500 ms pour la chaîne de comptage, la mesure de RIL sur ce PMT peut être réalisée entre 50 counts/500 ms et 7,5 10⁵ counts/500 ms. Par l'irradiation en continue des fibres sous test, l'émission de photons dans la fibre N est un processus continu en temps. Le choix de la durée d'intégration paramétrée pour le PMT modifie simplement le nombre d'impulsions logiques comptées par la chaîne d'acquisition PMT + chaîne de comptage comme décrite dans le Chapitre 2. Ce paramètre ne modifie donc pas dans ce cas, la sensibilité au débit de dose de la fibre optique. Il ne ferait que translater l'amplitude du signal par un facteur égal au rapport entre deux calibres, entre deux durées d'intégration. L'extrapolation linéaire de la RIL produite de la fibre N

sur la gamme complète de fonctionnement du PMT pour une durée d'intégration de 500 ms est illustrée par la Figure 39.

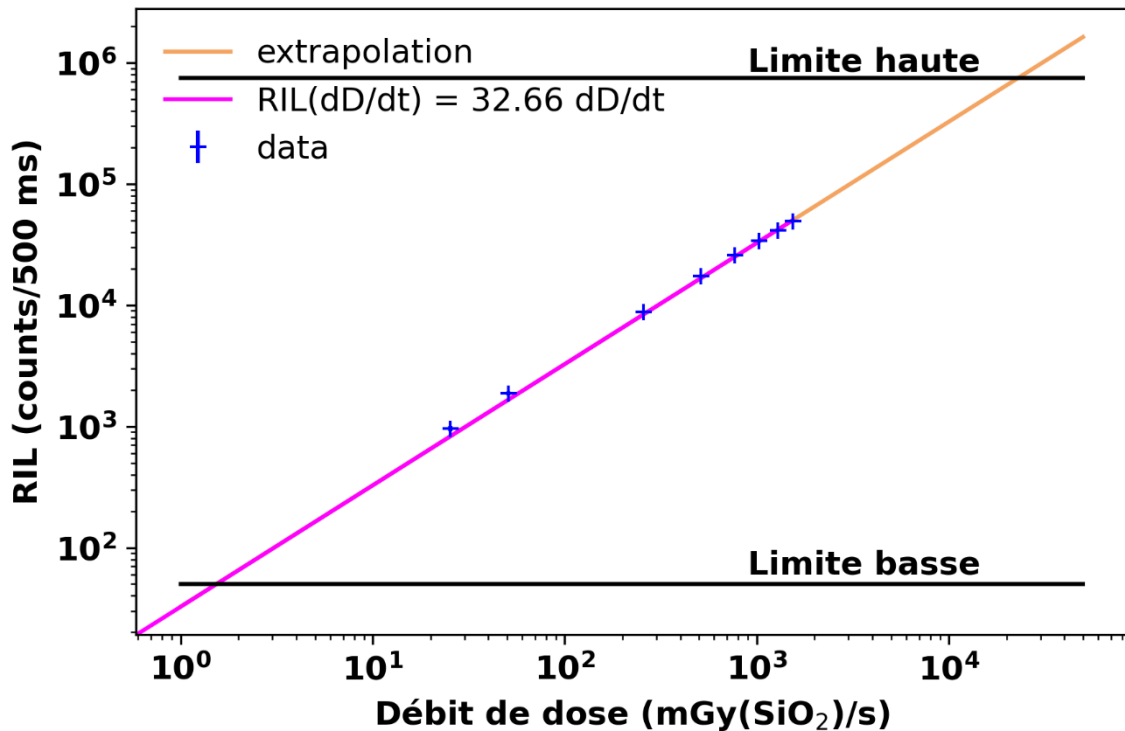


Figure 39 : Extrapolation linéaire de la RIL de la fibre N à la dynamique complète du PMT.

Cette extrapolation simple nous permet donc d'étendre la gamme de débits de dose détectable par ce dosimètre couvrant ainsi de 1,5 mGy(SiO₂)/s à 23 Gy(SiO₂)/s avec 1,6 cm de fibre N comme élément sensible. Cette méthode permet à partir d'une calibration donnée de compléter le domaine de dosimétrie accessible pour un échantillon de longueur donnée. En ne se basant que sur les capacités propres d'un échantillon de fibre radioluminescente, cette fibre possède le potentiel d'opérer comme capteur dosimétrique sur deux décades en débit de dose avec un effet inobservé de la RIA. En effet, avec des irradiations de l'ordre de 3 minutes, accumulant une dose totale de 984 Gy(SiO₂) bien loin des 90 kGy(SiO₂) précédemment expérimentés dans [126], la RIA reste trop faible pour avoir un impact significatif.

Pour augmenter les capacités dosimétriques de fibre optique, une voie d'étude est l'utilisation de son extrémité libre. En effet, comme le montage expérimental est fait, une extrémité de la sonde est connectée au PMT tandis que l'autre se trouve libre sans exploitation. Les photons de radioluminescence émis dans le cœur de la fibre se propagent de manière équivalente vers les deux extrémités dont seule une fraction de ces photons peut être collectée par la voie instrumentalisée. Afin de pouvoir augmenter l'efficacité de collecte de la radioluminescence ainsi que la sensibilité au débit de dose, un miroir peut être déposé sur l'extrémité libre. Cette méthode peut être complémentaire de l'ajout de longueur à la

sonde irradiée. Avec un échantillon plus long sous faisceau, la radioluminescence devrait suivre proportionnellement le gain en longueur donc multiplié par l'assistance créée par le miroir.

ChapIII-A-3 : Gain en sensibilité par assistance d'un miroir

ChapIII-A-3.1 : Sélection d'un métal et préparation d'échantillons de test

ChapIII-A-3.1.1 : Choix d'un métal pour le dépôt d'un miroir sur une extrémité de fibre optique

Parmi les métaux les plus courants utilisés pour fabriquer des miroirs réfléchissant dans le proche UV et le visible, il y a l'Aluminium et l'Or. En ne regardant que la luminescence de la fibre N centrée autour de 550 nm, ces deux métaux possèdent une réflectance allant de 50 à 90 % comme montré dans la Figure 40 [167], [168].

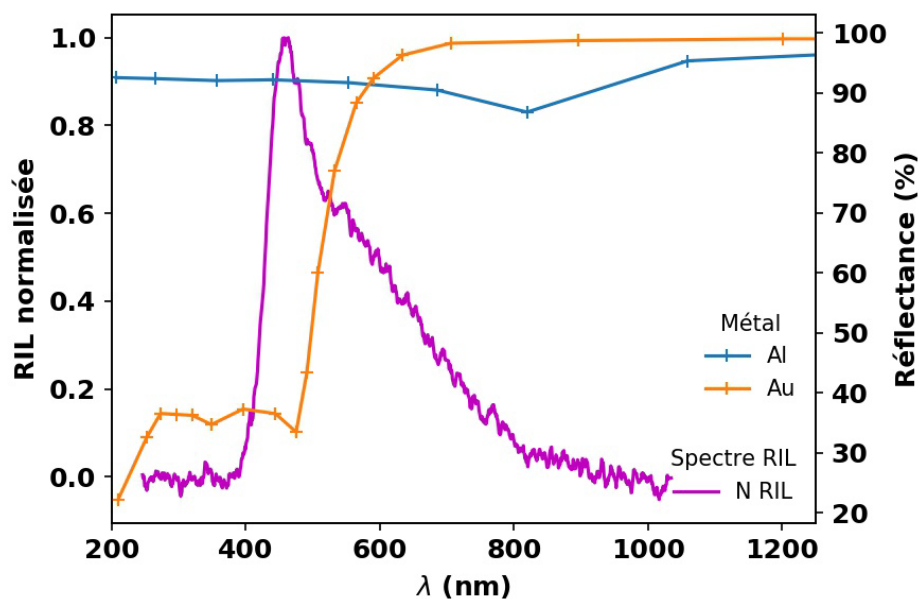


Figure 40 : Réflectance spectrale de l'Aluminium, l'Or (source [167]) et bande de RIL mesurée au spectromètre QEPRO avec une période d'intégration d'une seconde associée à la fibre N préparé en un échantillon pristine de 1,6 cm irradié 3,78 Gy(SiO₂)/s sous rayons X 40 keV.

Ces métaux peuvent être déposés sur une extrémité clivée et propre de fibre à l'aide d'une méthode d'évaporation sous vide schématisée sur la Figure 41. A l'aide d'un creuset chauffé par un filament, tous deux en Tungstène, le métal initialement solide dans le creuset, chauffé à blanc et s'évapore. Le tout étant placé dans une enceinte sous vide, lors de l'ébullition du métal, des gouttes métalliques se forment et sont expulsées du creuset. En plaçant en face du creuset un échantillon de fibre N proprement préparé, les gouttes métalliques la revêtissent, refroidissent au contact et se solidifient. Afin de mesurer l'épaisseur de métal déposée, une plaque en plexiglas couplée une sonde d'une balance à quartz est placée à proximité du morceau de fibre. Lorsque les gouttes atteignent la fibre, d'autres se déposent sur la surface de la plaque en plexiglas. Le poids de la plaque est modifié par l'ajout du métal déposé qui entraîne une dérive de la fréquence d'oscillation du quartz de la balance. La variation de

fréquence est proportionnelle au volume et donc à la masse de métal déposé [169]. Cette méthode apporte une grande qualité au dépôt des miroirs ainsi que la possibilité de gérer des épaisseurs déposées de l'ordre de quelques dizaines de nm. Pour les miroirs qui ont été déposés sur la fibre N, les épaisseurs typiques étaient comprises entre 100 et 180 nm.

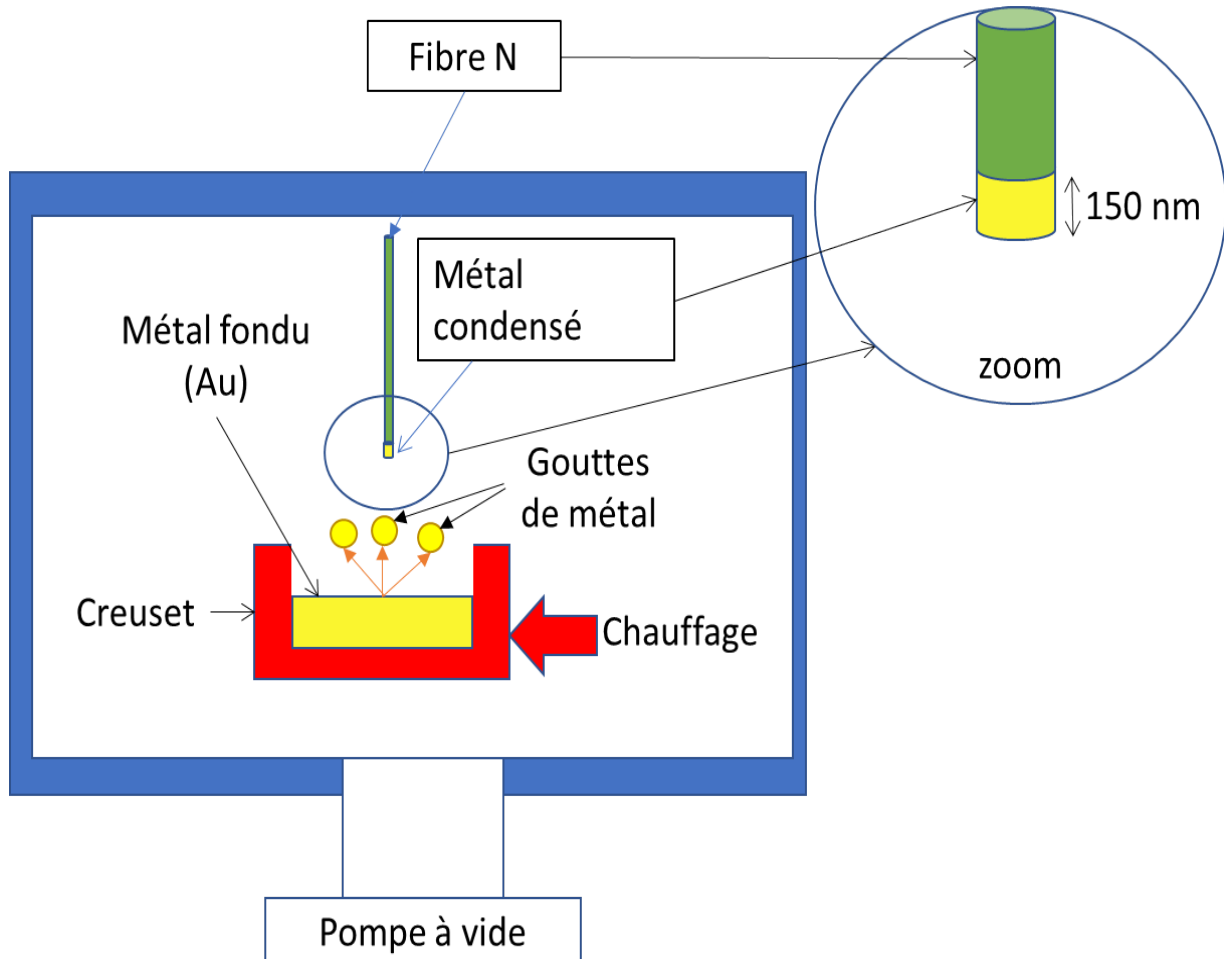


Figure 41 : Schéma du dépôt du miroir métallique.

ChapIII-A-3.1.2 : Préparation d'échantillons pour les tests sous radiation

Afin de disposer d'un ensemble suffisant d'échantillons pour réaliser plusieurs séries de mesures et pouvoir réaliser des mesures avec les deux types de miroirs en Aluminium et en Or, plusieurs échantillons ont été fabriqués suivant la procédure décrite précédemment que l'on peut regrouper en deux groupes. Dans un premier temps, des échantillons ont été réalisés avec de la fibre dopée Azote non-irradiée de 2 cm de longueur et avec les deux types de miroir. Afin d'étudier l'impact de la dose sur la réflectance du miroir, des échantillons ont été préparés en plaçant un morceau de fibre durcie (radhard) entre la fibre N et le miroir de façon à éloigner le miroir de la zone d'irradiation. Ainsi pour chaque miroir et la fibre N non-irradiée « pristine », deux échantillons ont été réalisés. Enfin, dans le but de distinguer l'impact de la dose sur les performances radioluminescentes des sondes avec miroir, l'ensemble des fibres assistées avec miroir a été doublé avec de la fibre N pré-irradiée à 200 kGy(SiO_2)

à 3,78 Gy(SiO₂)/s. Cette dose permet d'atteindre une zone de stabilisation de la RIA de la fibre N comprise entre 30 dB/m et 60 dB/m à 450 nm [6] en fonction de la vitesse de tirage de la fibre et de se placer à la limite en dose où la RIA redevient croissante. Ainsi en comptant la sonde obtenue après coupure de son miroir comme un échantillon, un ensemble de 9 échantillons a été réalisé comme schématisé dans la Figure 42.

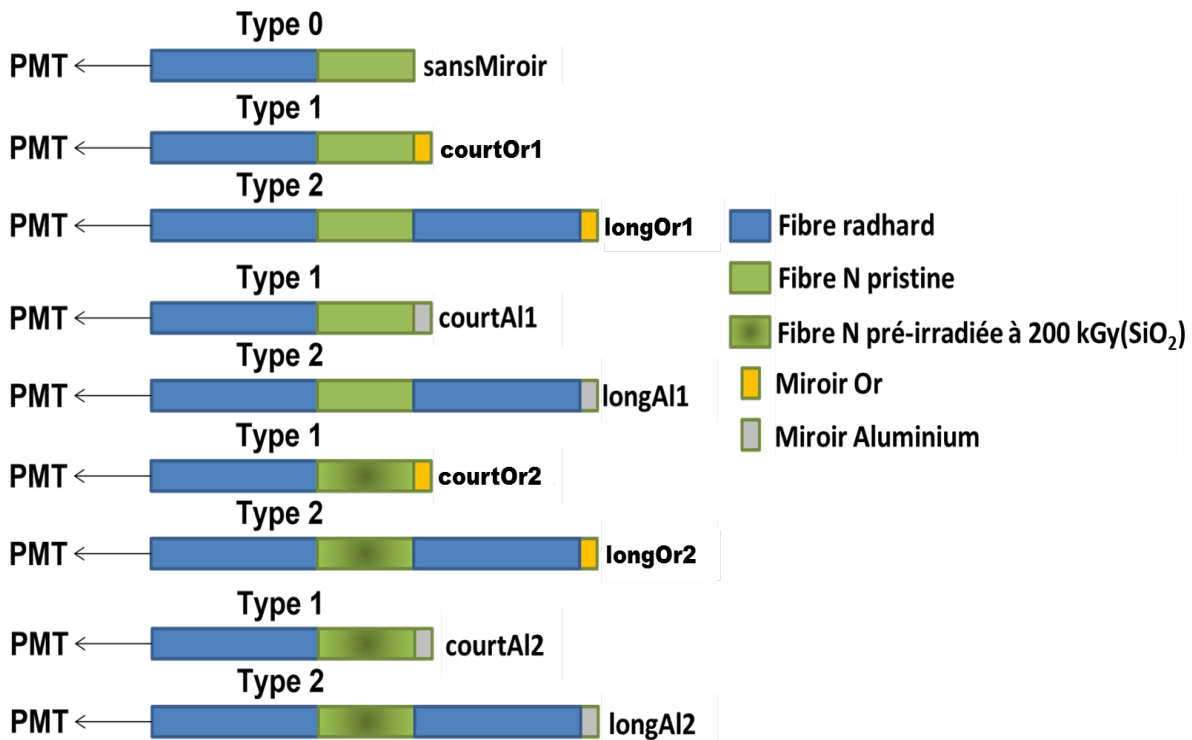


Figure 42 : Liste des échantillons de fibre N assistés par miroir.

ChapIII-A-3.2 : Investigation de la réponse de la fibre optique assistée par un miroir

Pour étudier la réponse de la fibre N assistée par un miroir, une procédure expérimentale en deux temps est nécessaire. Tout d'abord, l'échantillon associé au miroir doit être irradié à plusieurs débits de dose afin déterminer l'amplitude de radioluminescence amplifiée par la présence du miroir comme schématisé dans la Figure 43. Le miroir doit ensuite être retiré en le coupant pour effectuer une nouvelle fois les irradiations sur la même gamme de débits de dose. De cette façon, une comparaison directe entre les réponses incluant et n'incluant pas le miroir peut être établie.

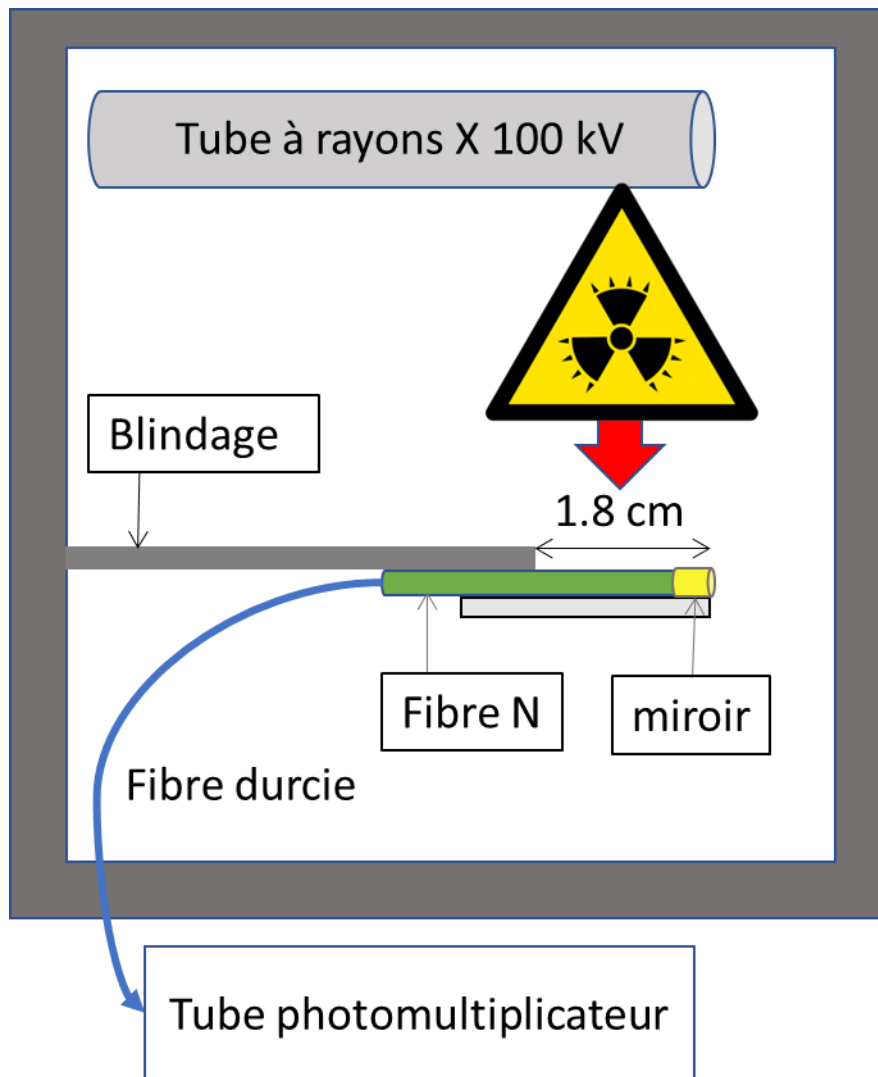


Figure 43 : Montage expérimental pour la mesure de radioluminescence d'une fibre assistée par un miroir.

ChapIII-A-3.2.1 : Signal de radioluminescence d'une fibre assistée par un miroir

Pour les deux miroirs en Aluminium et en Or expérimentés durant la première phase d'étude, les irradiations des fibres assistées de miroir ont été faites avec des débits de dose compris entre 6,3 mGy(SiO₂)/s et 3,78 Gy(SiO₂)/s. D'une durée de 2 minutes, chaque palier en débit de dose est présenté dans les Figure 44-a) et b) pour la fibre N assistée d'un miroir en Aluminium et dans les Figure 45-a) et b) pour la fibre N assistée d'un miroir en Or.

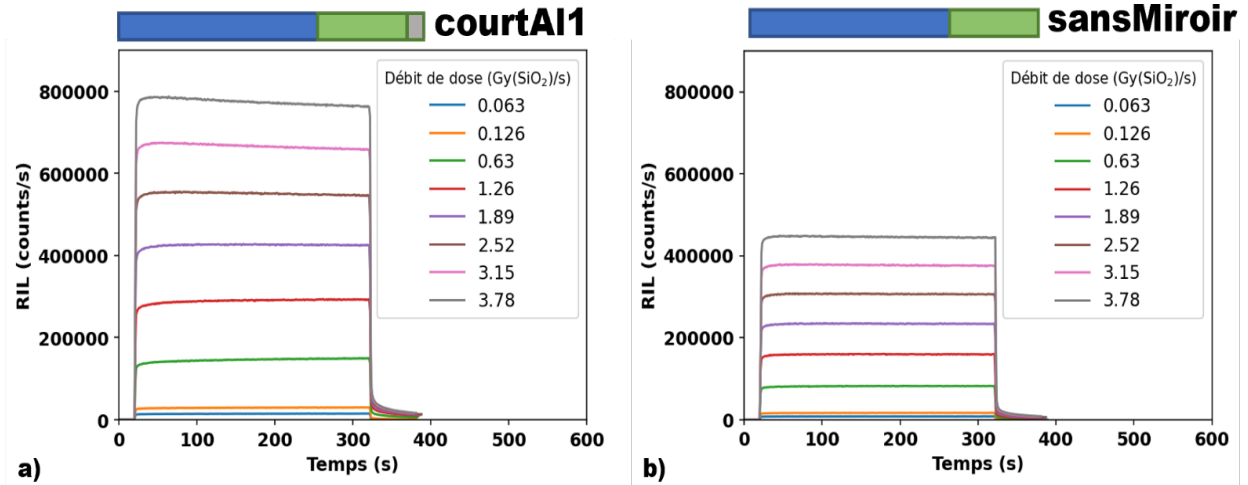


Figure 44 : Signal de radioluminescence de la fibre N assistée d'un miroir en Aluminium (a) et sans miroir (b) pour plusieurs débits de dose compris entre 6,3 mGy(SiO₂)/s et 3,78 Gy(SiO₂)/s.

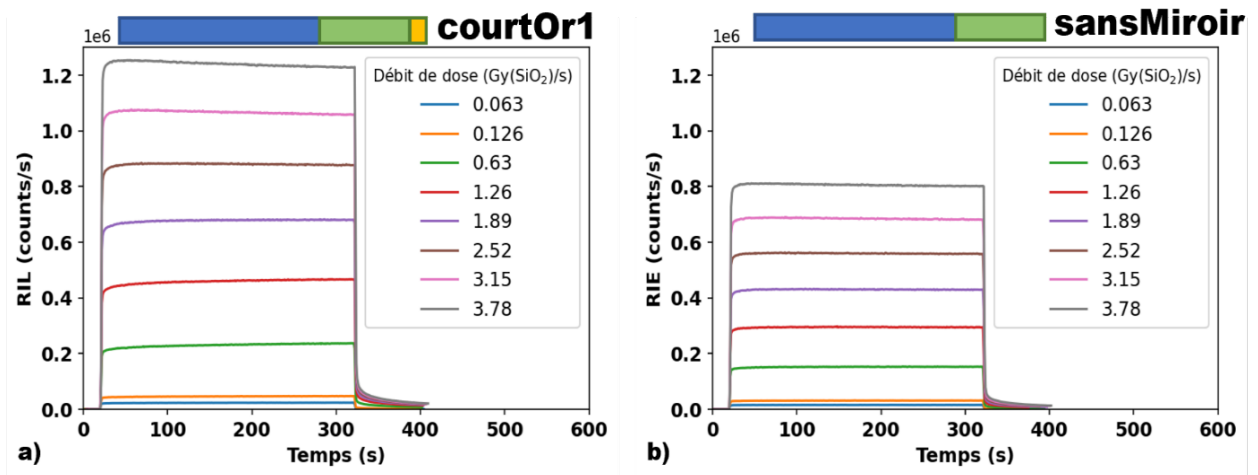


Figure 45 : Signal de radioluminescence de la fibre N assistée d'un miroir en Or (a) et sans miroir (b) pour plusieurs débits de dose compris entre 6,3 mGy(SiO₂)/s et 3,78 Gy(SiO₂)/s.

Pour les bas débits de dose inférieurs à 1 Gy(SiO₂)/s, chaque palier est caractérisé par un créneau dont l'amplitude durant l'irradiation est stable au cours du temps. Ce comportement était attendu équivalent aux mesures réalisées sur d'autres fibres radioluminescentes dopées dans la littérature [112], [154], [170]. Pour chaque miroir, un gain significatif se manifeste via le passage d'un maximum d'amplitude de l'ordre 450000 counts/s pour le miroir en Aluminium et de l'ordre de 800000 pour le miroir en Or au plus fort débit de dose (3,78 Gy(SiO₂)/s) à une amplitude de l'ordre de 800000 counts/s pour le miroir en Aluminium et 1,2 10⁶ counts/s pour le miroir en Or. Au-delà de 1 Gy(SiO₂)/s, une croissance de la luminescence se manifeste pour la fibre assistée par miroir. L'effet semble inexistant sur la fibre sans miroir ou très faible pour le débit de dose le plus élevé. Une source d'explications pourrait être attribuée comme évoqué précédemment dans la section A-2.1, à la stimulation de pièges à électrons profonds [166] dans la bande interdite de la silice et la génération de centres radioluminescents.

ChapIII-A-3.2.2 : Extraction de l'amplitude de radioluminescence

A partir de ces mesures, une analyse est faite pour extraire l'amplitude associée à chaque débit de dose. Pour ce faire, une étape de soustraction du bruit de fond est initiée. Dans un premier temps, la période avant irradiation est utilisée pour obtenir le bruit de fond sans radioluminescence à partir de laquelle une valeur moyenne est déterminée. Toutefois, il peut arriver que la période de guérison, c'est-à-dire la période entre deux irradiations ne soit pas suffisante pour faire disparaître entièrement la luminescence persistante après irradiation. Si cela est le cas, alors deux cas de figures sont pris en compte pour mieux évaluer le bruit de fond. Si le fond avant irradiation est plus élevé que le fond après irradiation, alors une extrapolation linéaire du bruit de fond est calculée durant l'irradiation permettant de le modéliser et de le soustraire. Si le bruit de fond avant irradiation reste inférieur au fond post irradiation durant la guérison alors la moyenne du bruit de fond pré-irradiation devient la base de la soustraction de bruit de fond sur la durée d'irradiation. Une fois le bruit de fond traité, un nouvel intervalle de temps est défini afin d'obtenir une valeur moyenne de l'amplitude de la radioluminescence. Cet intervalle prend place sur la partie la plus stable du signal de radioluminescence durant l'irradiation. Cette période doit se situer le plus loin possible du démarrage de l'irradiation afin d'éliminer les variations d'amplitude liées au démarrage de l'irradiateur. Cet intervalle est donc défini depuis la coupure de l'irradiation et sur une période comprenant au moins 75 % du temps d'irradiation. Une moyenne de l'amplitude de radioluminescence est donc calculée sur cet intervalle de temps ainsi que l'écart-type de l'amplitude pour chaque débit de dose permettant d'obtenir une calibration en débit de dose pour chaque fibre assistée ou non.

ChapIII-A-3.2.3 : Calibration de la réponse d'une fibre assistée par un miroir

L'association des amplitudes moyennes de radioluminescence avec les différents débits de dose expérimentés est effectuée via la Figure 46-a) pour le miroir en Or et la Figure 46-b) pour le miroir en Aluminium. Pour chaque calibration, une courbe de tendance basée sur une fonction affine a été appliquée dont les coefficients directeurs ont été intégrés dans le Tableau 2.

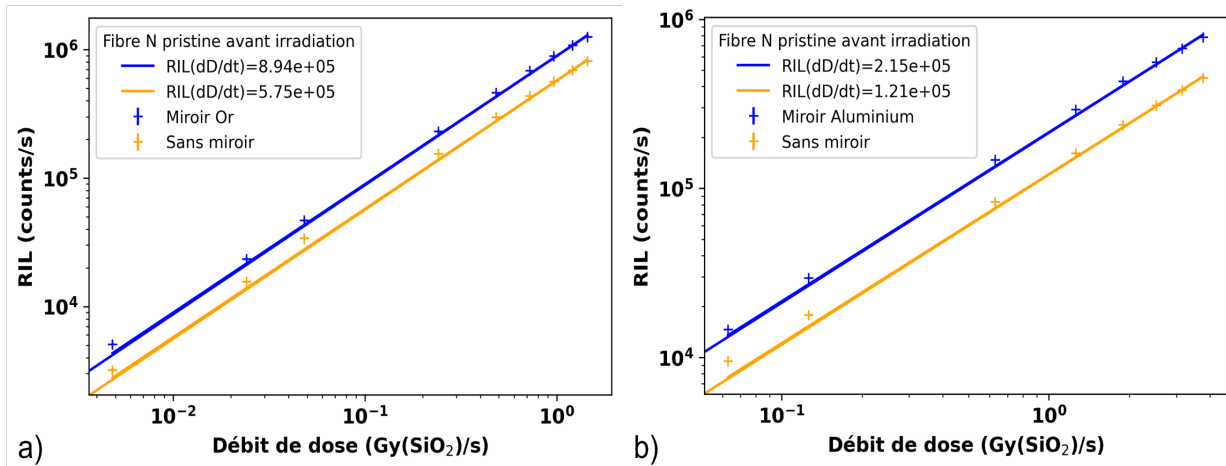


Figure 46 : a) Calibration de la radioluminescence de la fibre N assistée par miroir en Or. b) Calibration identique pour le miroir en Aluminium.

Tableau 2 : Coefficients des courbes de tendance [counts/Gy(SiO₂)].

	Miroir Or	Miroir Aluminium
Avec miroir	8,94 10 ⁵	2,15 10 ⁵
Sans miroir	5,70 10 ⁵	1,21 10 ⁵

Tout d'abord, les fibres sans miroir présentent toutes deux une réponse linéaire comme précédemment démontré dans la section ChapII-A-2.1. La différence d'amplitude pourrait être attribuée à une différence de longueur d'échantillon irradiée de l'ordre de ± 2 mm (soit 11 % de la longueur totale irradiée) ainsi que la qualité des soudures entre la fibre N, la fibre durcie et les connexions avec l'instrumentation. D'autre part, en coupant le miroir pour effectuer la seconde calibration, l'échantillon sous test est réduit d'une longueur de l'ordre de 1 mm avec une précision du même ordre de grandeur. Ceci contribue également à l'écart de réponse entre les deux échantillons sans miroir. Pour la réponse des fibres assistées par miroir, la moyenne des amplitudes à hauts débits de dose est biaisée par le temps de croissance de la radioluminescence pendant l'irradiation. En observant la réponse aux hauts débits de dose présentée en Figure 44-a) et Figure 45-a), 2 minutes d'irradiation ne semblent pas suffisantes pour stabiliser la radioluminescence. En faisant la moyenne de cette amplitude n'ayant pas atteint une valeur plateau comme observée pour les débits de dose plus faibles, la moyenne tend à être sous-évaluée guidant vers cet effet de saturation. Grâce à la calibration effectuée avec et sans miroir, un rapport des amplitudes peut être déterminé afin de caractériser le gain apporté par le miroir présenté dans la Figure 47-a) pour les fibres N prêtes. Le rapport des amplitudes prend en compte la variation de longueur par la coupe du miroir et est accompagné par un calcul d'erreur qui prend en compte l'écart-type des amplitudes de radioluminescence et l'erreur commise sur la longueur d'échantillon et la longueur irradiée.

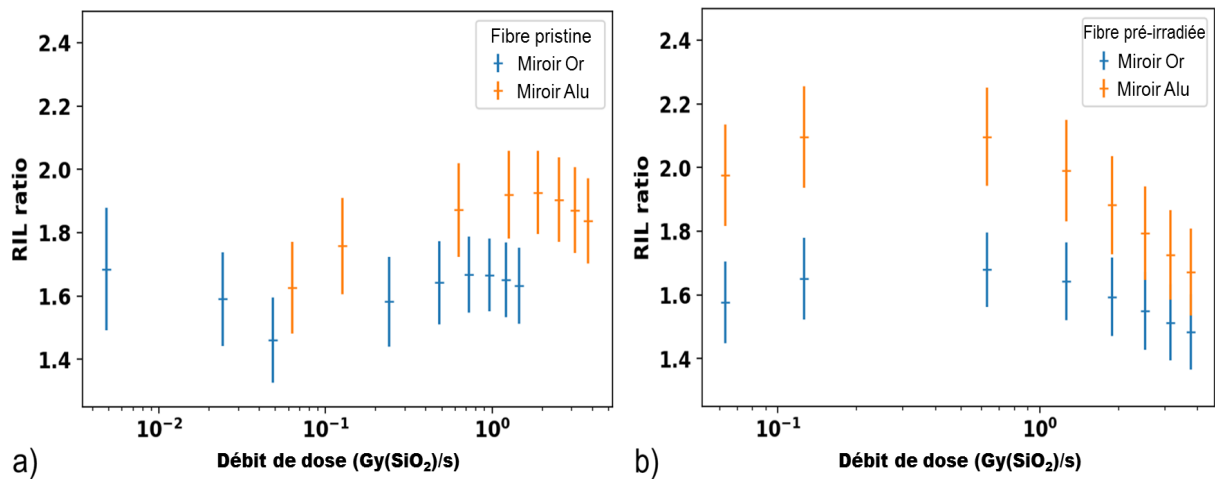


Figure 47 : Ratio des amplitudes de radioluminescence pour chaque type de miroir et pour les fibres sans (a) et avec une pré-irradiation à 200 kGy(SiO₂) (b).

ChapIII-A-3.2.4 : Conséquences du choix du métal et de la pré-irradiation sur le gain en luminescence

Le gain en luminescence est significatif pour les deux types de miroirs de l'ordre de $1,84 \pm 0,1$ pour le miroir en Aluminium et de $1,62 \pm 0,06$ pour le miroir en Or. Comme déjà observées dans la Figure 46, les amplitudes aux débits de dose inférieurs à 1 Gy(SiO₂)/s ne sont pas sous-évaluées et une valeur moyenne globale se dessine. Avec ces premiers résultats, le miroir en Aluminium semble plus performant à la réflexion que le miroir en Or de l'ordre de 20% comme illustré par la Figure 47-a) et est en accord avec la Figure 40. La pré-irradiation des fibres N dégrade légèrement le gain apporté par la présence du miroir Or tandis que le miroir en Aluminium gagne en réflectance, comme illustré par la Figure 47-b). Après 200 kGy(SiO₂), la fibre N est moins performante pour produire la RIL et cela induit une légère baisse des gains avec une moyenne à $1,59 \pm 0,06$ pour le miroir Or et $1,90 \pm 0,15$ pour le miroir Aluminium. Les gains moyens sont regroupés par miroir dans le Tableau 2.

Tableau 3 : Réflectance moyenne calculée pour l'assistance basée sur les miroirs en Or et en Aluminium pour des fibres N pristine et pré-irradiées

	Miroir Or	Miroir Aluminium
Fibre pristine	$1,62 \pm 0,06$	$1,84 \pm 0,1$
Fibre pré-irradiée	$1,59 \pm 0,06$	$1,90 \pm 0,15$

ChapIII-A-3.3 : Effet des fortes doses sur le gain en sensibilité

Etant donné le caractère résistant de la fibre N à la dose, l'exploitation de cette fibre jusqu'à des doses de l'ordre de 100 kGy(SiO₂) semble être possible avec un effet minimal de la RIA sur l'amplitude de radioluminescence. En se basant sur les mesures de RIA effectuées sur cette fibre [68], l'étude présentée dans la section précédente a été étendue à un échantillon pré irradié à une dose de 200

kGy(SiO₂) afin d'atteindre la région stable de la RIA de cette fibre. La procédure de mesure de la radioluminescence par palier a été renouvelée avec des échantillons de fibres N assistés par des miroirs en Aluminium et en Or. Afin de pouvoir prendre en considération la croissance de la RIL pour des débits de dose supérieurs à 1Gy(SiO₂)/s, la durée d'irradiation par palier a été étendue à 7 minutes et la gamme de débits de dose a été élargie pour couvrir des valeurs depuis 6 mGy(SiO₂)/s jusqu'à 4 Gy(SiO₂)/s. Afin de pouvoir apprécier les différences de résultats et prendre en compte les variations liées à l'utilisation de sondes différentes, ces expériences ont également été réalisées en utilisant des échantillons équivalents basés sur des fibres non irradiées. Deux aspects liés à la dose seront mis en avant pour la suite. Le premier concerne l'impact de la dose sur la croissance de la RIL tandis que le second sera orienté sur l'impact de la dose sur le gain apporté par la présence du miroir.

ChapIII-A-3.3.1 : Effet de dose sur la croissance de la RIL

Afin d'évaluer l'impact de la dose sur la RIL avec l'assistance du miroir, une expérience de mesure de radioluminescence basée sur le schéma présenté en Figure 43 a été réalisée en couvrant le miroir à l'aide d'une épaisseur de plomb. En utilisant un échantillon de fibre pristine (non irradiée) puis un échantillon de 1,6 cm irradié à 300 kGy(SiO₂), nous avons étudié la différence de réponse en RIL entre les deux sondes pour 4 débits de dose croissants depuis 51,3 mGy(SiO₂)/s jusqu'à 1,54 Gy(SiO₂)/s. Cette dose a été choisie pour atteindre et dépasser le plateau de RIA de la fibre N situé entre 2 kGy(SiO₂) et 200 kGy(SiO₂) [68] afin d'évaluer l'impact de la RIA croissante sur l'amplitude de RIL à un niveau élevé de dose comme contributeur de l'atténuation. La durée d'irradiation a été fixée à 3 minutes avec un temps de guérison de plus de 10 minutes pour atteindre une relaxation maximale entre chaque irradiation pour chaque échantillon. Les mesures de RIL à débit de dose équivalent sont illustrées dans la Figure 48 pour le suivi temporel puis son équivalent en dose dans la Figure 49.

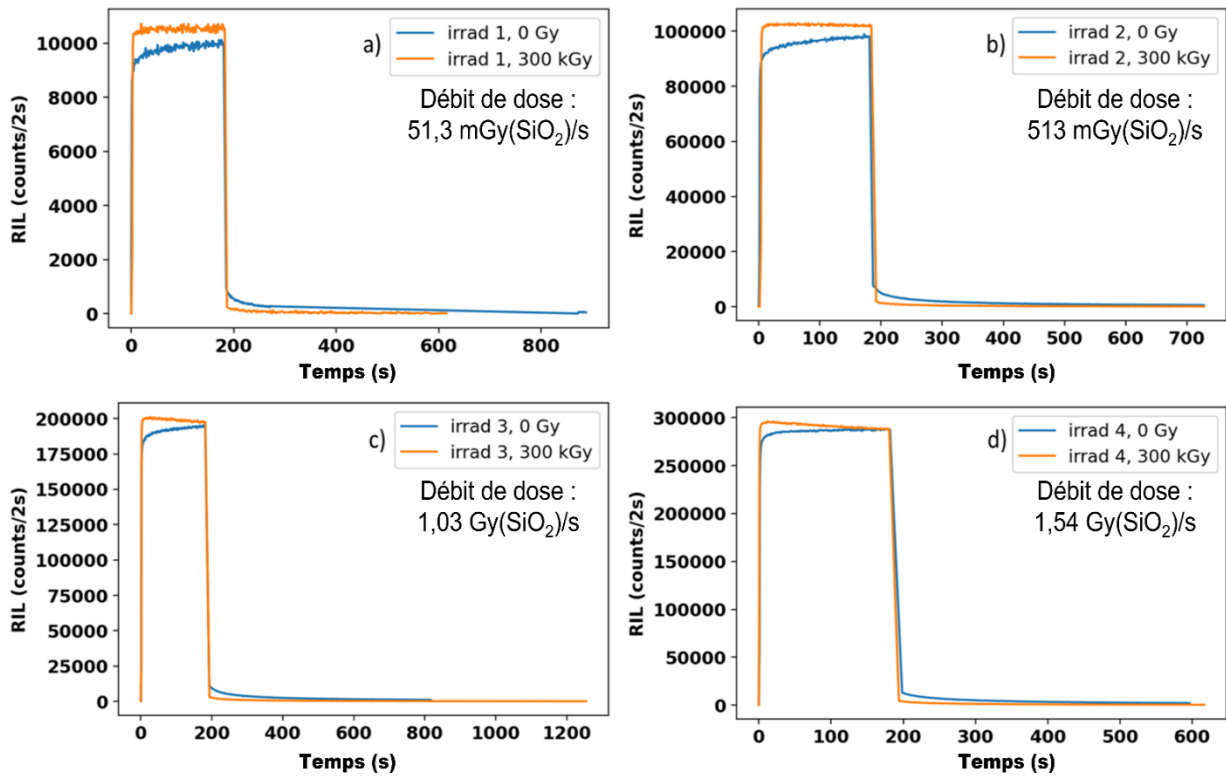


Figure 48 : Comparaison temporelle de la radioluminescence émise par la fibre optique N assistée par un miroir en Aluminium pristine et pré irradiée à 300 kGy(SiO₂) à 4 débits de dose croissants : a) 51.3 mGy(SiO₂)/s, b) 512.5 mGy(SiO₂)/s, c) 1.026 Gy(SiO₂)/s et d) 1.54 Gy(SiO₂)/s.

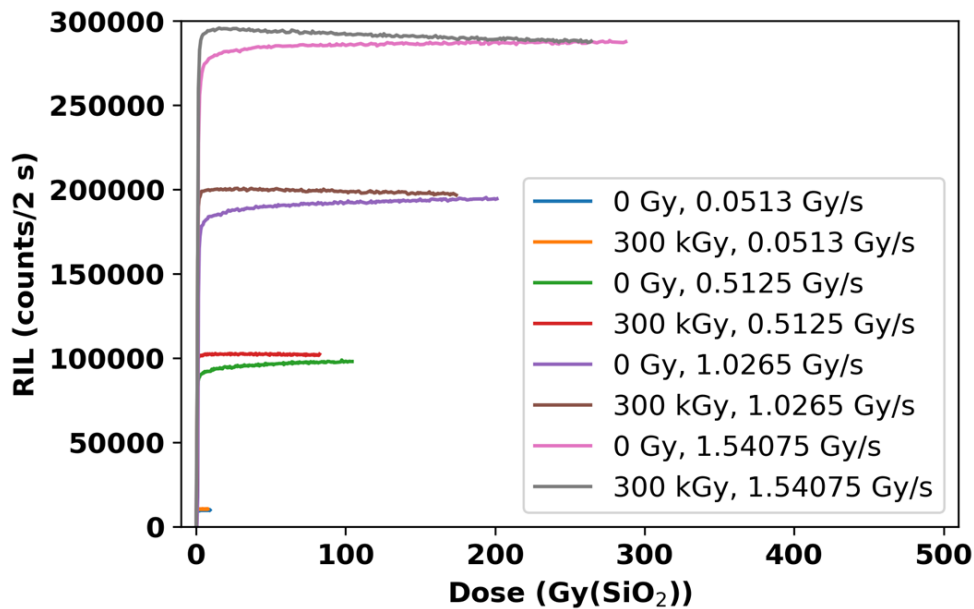


Figure 49 : Comparaison dosimétrique de la radioluminescence émise par la fibre optique N assistée par un miroir en Aluminium pristine et pré irradiée à 300 kGy(SiO₂) à quatre débits de dose croissants

Pour la fibre pristine, le RIL croit durant toute la durée de l'irradiation sans pouvoir déterminer une saturation éventuelle. La croissance de la RIL tend tout de même vers une asymptote qui suggère une limite d'amplitude pour chaque débit de dose. Ce processus est connu sous le nom de Bright Burn

Effect [166], [171] associé à la stimulation de pièges à électrons profonds dans la bande interdite de la silice. En irradiant la fibre optique radioluminescente, l'énergie déposée force la recombinaison des électrons dans ces bandes d'énergie par transition radiative supplémentaire à la radioluminescence. Pour la fibre pré-irradiée, ce comportement semble atteindre un maximum après quelques dizaines de secondes d'irradiation (~ 20 secondes pour un débit de dose de 1.54 Gy(SiO₂)/s) avec une amplitude toujours plus élevée que celle provenant de la fibre pristine. La dose semble faire tendre la RIL vers une zone d'équilibre située au recouvrement des amplitudes de RIL entre la fibre pristine et la fibre pré-irradiée.

ChapIII-A-3.3.2 : Effet de dose sur la réflectance du miroir

Pour étudier l'impact de la dose sur la réflectance du miroir, une comparaison doit être effectuée entre un échantillon irradié dont le miroir est protégé des radiations et un échantillon dont le miroir est découvert, exposé aux rayons X. Pour ce faire, deux couples d'échantillons ont été préparés utilisant une fibre pristine ou une fibre pré-irradiée à 200 kGy(SiO₂), un miroir en Or ou en Aluminium et une extension de fibre radhard ou non. Sur le premier échantillon avec extension dénoté longOr1, une longueur intercalaire de 10 cm de fibre dopée au Fluor en gaine a été placée entre le morceau de fibre N et le miroir. Pour le second échantillon servant à la comparaison directe, dénoté courtOr1, le miroir est directement déposé à l'extrémité libre de la fibre N. De cette façon, le miroir de l'échantillon longOr1 peut être couvert avec une épaisseur de plomb suffisante pour stopper des photons de 40 keV tandis que sur l'échantillon courtOr1, le miroir est exposé aux rayons X. Un deuxième couple d'échantillons a été réalisé de la même façon cette fois assisté par le miroir en Aluminium, dénommés respectivement courtAl1 et longAl1. Pour pouvoir mesurer l'effet de la dose sur ces échantillons, ils ont été irradiés à un débit de dose de 3.78 Gy(SiO₂)/s jusqu'à 100 kGy(SiO₂) en enregistrant durant toute la période d'exposition aux rayons X la RIL produite par les échantillons deux par deux avec respectivement les sondes courtOr1 et longOr1 puis les sondes courtAl1 et longAl1. Afin de pouvoir distinguer les effets de la dose sur les performances en radioluminescence des sondes vis-à-vis d'altération de la réflectance du miroir, des échantillons équivalents ont été fabriqués en remplaçant la fibre N pristine par une fibre N pré-irradiée à 200 kGy(SiO₂) dénommés respectivement courtOr2, courtAl2, longOr2 et longAl2.

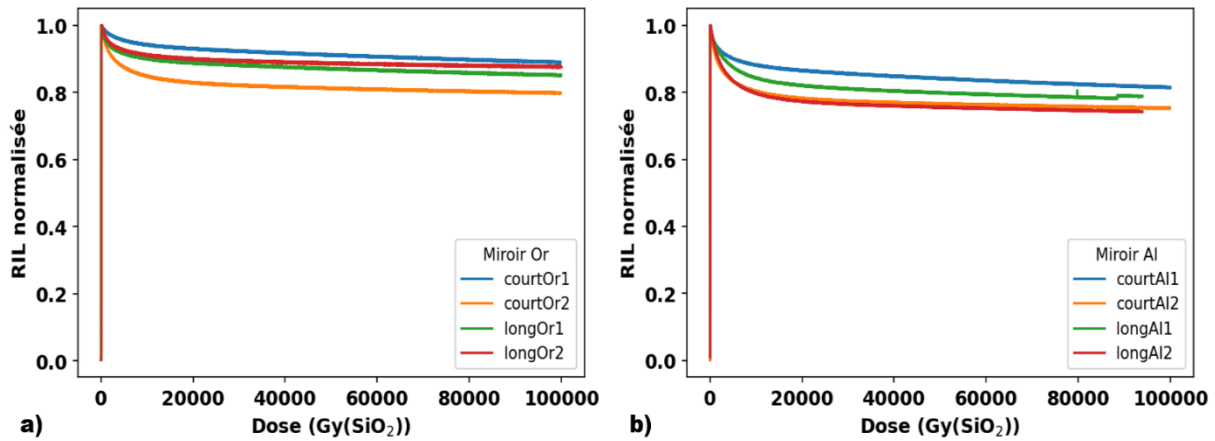


Figure 50 : a) RIL produites par les échantillons courtOr1, courtOr2, longOr1 et longOr2 normalisés au maximum d'amplitude durant une irradiation atteignant une dose de 100 kGy(SiO₂) à un débit de dose de 3,78 Gy(SiO₂)/s. b) RIL produites par les échantillons courtAl1, courtAl2, longAl1 et longAl2 normalisés au maximum d'amplitude durant une irradiation atteignant une dose de 100 kGy(SiO₂) à un débit de dose de 3,78 Gy(SiO₂)/s.

Les RIL ont été normalisées à leur maximum d'amplitude afin de se focaliser sur les cinétiques durant l'irradiation plus que les écarts d'amplitudes sujets aux fluctuations de soudure et de position dans la zone d'irradiation. Sur les longs échantillons, le miroir ainsi que l'extension de fibre radhard ont été couverts par du plomb durant toute la durée de l'irradiation protégeant le miroir de la dose de rayons X. La dose ionisante influence la cinétique de la RIL associée au miroir par un couplage entre la dégradation de la réflectance du miroir et une diminution de la radioluminescence. La RIL mesurée durant l'irradiation a été regroupée par miroir avec la Figure 50-a) pour l'Or et la Figure 50-b) pour l'Aluminium. Pour des fibres N non-irradiées, la dose déposée dans la fibre N assistée d'un miroir en Or ne semble impacter que la fibre N laissant la réflectance du miroir inchangé. En effet, après une dose de 100 kGy(SiO₂), l'amplitude des deux échantillons a baissé de 13 % pour celui avec le miroir irradié et de 15 % pour l'autre avec le miroir couvert. Aux fluctuations de position et donc de débit de dose près dans l'irradiateur, ces décroissances sont du même ordre de grandeur. Ceci est supporté par le résultat de l'irradiation de l'échantillon longOr2, où la fibre N pré-irradiée a reçu une nouvelle fois de la dose avec un miroir couvert. La cinétique de la RIL de l'échantillon longOr2 suit de près celle de courtOr1 et longOr1. La fibre N pré-irradiée par la dose cumulée présente un niveau de RIA suffisant pour atténuer la transmission de la RIL. Le miroir quant à lui bien qu'irradié à 100 kGy(SiO₂) continue de réfléchir. Ce résultat montre que des sondes intégrant un miroir en Or pourront être placées au plus près de la source de radiation avec des échantillons long de 2 cm et capable de suivre le débit de dose jusqu'à 100 kGy(SiO₂) avec une erreur inférieure à 15 % sur la mesure. Les résultats liés au miroir en Aluminium sont plus surprenants et complexes à analyser. Entre l'échantillon à miroir découvert et celui couvert, une différence de cinétique apparaît plus forte lorsque le miroir est couvert. Cet écart de cinétique semblerait être associé à une erreur expérimentale plus que de cinétique propre. Ceci est supporté par les résultats obtenus avec les fibres pré-irradiées. Les cinétiques coïncident avec une

variation de l'ordre de 25 % après 100 kGy(SiO₂). L'ensemble des atténuations atteintes après 100 kGy(SiO₂) est regroupé par miroir dans le Tableau 4. La différence de cinétique entre miroir Aluminium et miroir Or peut être expliquée par la forme de la bande de réflectance des deux miroirs. L'or atténuant fortement les longueurs en dessous de 480 nm, une sonde assistée de ce miroir sera moins sensible aux variations de luminescence émise dans cette région que ne le sera une sonde assistée d'un miroir en Aluminium. En effet, en proportion, le pic de luminescence autour de 460-480 nm émis par la fibre N est plus influent lorsqu'il varie que le reste de la bande d'émission. Ainsi, une variation de luminescence dans cette région pour une sonde assistée d'un miroir en Aluminium réfléchira et montrera un changement d'amplitude de RIL plus efficace qu'avec un miroir en Or.

Tableau 4 : Atténuation induite par une dose de 200 kGy(SiO₂) à un débit de dose de 3,78 Gy(SiO₂)/s sur le signal de RIL produit par les échantillons assistés pristine et pré-irradiés.

	Miroir Or	Miroir Aluminium
Échantillon court pristine	13 %	19 %
Échantillon long pristine	15 %	23 %
Échantillon court pré-irradié	21 %	25 %
Échantillon long pré-irradié	13 %	26 %

ChapIII-A-3.6 : Synthèse de l'utilisation de miroir pour assister les fibres radioluminescentes

Durant ces premières études sur la fibre dopée Azote, sa réponse de radioluminescence linéaire avec le débit de dose a été exploitée pour expérimenter l'ajout d'un miroir. La réflectance du miroir améliore la sensibilité aux débits de dose en réfléchissant les photons produits par la fibre N. L'ajout d'un miroir permet donc d'activer la voie libre d'une fibre radioluminescente en réfléchissant les photons de radioluminescence émis dans la direction opposée au détecteur. La collecte de photons est donc plus efficace notamment en utilisant un métal non oxydable comme l'or qui renforce l'action du miroir dans le temps. Les effets de dose inférieure au kGy(SiO₂) ne semblent pas affecter directement les capacités de réflexion de miroir et la protection du miroir au dépôt de dose n'ajoute pas de réel plus à la tenue du miroir. Pour le miroir en Or, les irradiations de l'ordre de 100 kGy(SiO₂) n'altèrent ses performances à la réflexion que de l'ordre de 15%. Pour la fibre assistée d'un miroir, la dose déposée semble permettre de favoriser l'exploitation complète de la radioluminescence générée par la fibre dopée. L'effet de croissance de la RIL liée à l'accumulation de dose tend vers une asymptote liée à l'activation de la majorité des centres radioluminescents dans la longueur de fibre irradiée. La pré-irradiation des fibres permet d'atteindre cette asymptote. Des études complémentaires utilisant des doses intermédiaires puis plus élevées pourraient servir à mieux évaluer un compromis entre asymptote et atténuation de la RIL. L'Aluminium montre une meilleure assistance que l'Or grâce à sa large réflectance spectrale. Cette qualité est également un défaut vis-à-vis de la tenue à la dose car

l'atténuation induite par la dose déposée se manifeste par une baisse de la RIL globale près de deux fois supérieure à l'Or après 100 kGy(SiO₂). Ceci s'explique entre autres par l'acceptance de la bande émise par la fibre N plus large que pour l'Or. Par les résultats montrés pour conclure cette section, l'irradiation du miroir ne montre pas de dégradation observable liée à la dose déposée même de l'ordre de 100 kGy(SiO₂). Les fibres assistées par miroir ont donc tout leur potentiel pour être utilisées comme dosimètre pour des débits de dose compris entre le milliGray(SiO₂)/s et la dizaine de Gray(SiO₂)/s. Si pour les débits de dose supérieurs à 1 Gy(SiO₂)/s, l'amplitude de radioluminescence sans assistance est déjà suffisante pour mesurer les débits de dose, l'ajout du miroir tend à vouloir explorer l'autre extrémité des débits de dose. Le gain en amplitude apporté par les miroirs permet d'accéder aux débits de dose inférieur au mGy(SiO₂)/s par l'extension de la longueur de l'échantillon seulement. Cette extension de la gamme de débits de dose mesurable aura besoin d'être explorée en rendant la méthode de dépôt des miroirs plus robuste.

ChapIII-B : Dosimétrie de source de protons et diagnostic de profil transverse

ChapIII-B-1 : Réalisation de profil transverse utilisant des rods dopés

ChapIII-B-1.1 : Préparation des sondes sur le gantry motorisé

Une manière supplémentaire d'améliorer la sensibilité d'une sonde est d'augmenter significativement le volume sensible de la fibre optique. Les rods répondent précisément à ce besoin. Un rod est un barreau de préforme de fibre optique. Le guidage qui doit être réalisé par une différence d'indices optiques, indice plus élevé dans le barreau, peut être assuré par la couche d'air comme cela sera notre cas ou par le dépôt d'une couche de polymère à bas indice. La deuxième méthode est aujourd'hui utilisée pour la fabrication de fibres dopées Cérium par voie MCVD [6]. Grâce à un diamètre total de 400 µm, leur volume sensible est multiplié par un facteur 64 par rapport à la fibre N. Afin de pouvoir les utiliser pour des mesures, les fibres standards multimodes résistantes aux radiations ne sont plus adaptées à cause du grand diamètre des rods. Pour cela, des fibres à cœur en silice pure ont été également fabriquées et soudées directement aux rods pour joindre l'instrumentation. Le tout a été fixé sur un barreau creusé en Polyméthacrylate de méthyle (PMMA) servant de support sur le gantry.

ChapIII-B-1.2 : Phases d'irradiation et changement de position et de collimateur

Les expérimentations des rods ont été effectuées sur la ligne PIF du complexe de recherche TRIUMF à Vancouver produisant un faisceau de protons d'une énergie de 63 MeV comme décrit au Chapitre II à la section ChapII-A-1.2 [133]. A l'aide d'un gantry motorisé, c'est-à-dire un bras robotisé pouvant se déplacer sur deux directions choisies pour être celle dans l'axe de propagation du faisceau et celle de la direction perpendiculaire horizontale au faisceau. Les moteurs pas-à-pas du gantry permettent donc deux mouvements perpendiculaires. Le premier est un déplacement plan et longitudinal au faisceau

donnant la possibilité de couvrir 50 cm dans la propagation du faisceau après collimation. Le second mouvement est intersectionnel et horizontal à la propagation du faisceau et peut se déplacer sur 5 cm. L'axe transverse du gantry est centré par rapport à l'entrée des protons dans la salle d'irradiation et au collimateur servant à former la géométrie du faisceau incident grâce à un pointeur laser visant l'arrivée des protons dans la salle d'expérience. Les collimateurs sont tous des ouvertures rectangulaires dont une dimension est fixe à 8 mm et l'autre peut être choisie entre 8, 12 ou 16 mm. Une fois le collimateur placé, le rod monté sur le gantry, le rod et le PMT connectés, le PMT couvert et la lumière de la salle éteinte, le protocole expérimental peut démarrer. Un scan du profil de protons 63 MeV commence à une distance de 10 cm du collimateur. Le moteur pas-à-pas est couplé à une diode placée en fond de chambre d'irradiation et intégrant les protons. Lorsque le détecteur a atteint 4000 p/cm², le moteur déplace le rod de 500 µm dans le plan transverse au faisceau. Une boucle de comptage et de déplacements s'installe jusqu'à ce que le moteur ait parcouru la distance totale. Durant cette période, le rod a été irradié, produisant de la radioluminescence proportionnellement au flux de protons reçu à une position donnée, cette RIL est collectée par le PMT. Lorsque le rod est hors du faisceau, les protons n'interagissent pas avec le rod, aucune luminescence n'est enregistrée. Puis le rod entre dans l'ouverture du collimateur. Le flux de protons croît instantanément jusqu'au moment où le rod est entièrement dans le flux de protons. L'intensité de radioluminescence atteint alors une amplitude fixe durant toute la course dans le faisceau de protons, dont la longueur est fixée par le collimateur. Le rod sort enfin du collimateur, le flux décroît entraînant la radioluminescence de la sorte. Le moteur finit sa course et l'intensité de radioluminescence est de nouveau inexistante, prête pour un nouveau scan. Cette phase est répétée trois fois de suite. Le deuxième axe du gantry se meut alors pour changer de distance au collimateur. De 10 cm, la seconde position se situe maintenant à 25 cm du collimateur. Trois scans transverses sont alors effectués puis la position transverse s'éloigne à nouveau pour atteindre une distance de 50 cm du collimateur. Une fois cette série de scans terminée, le collimateur est changé pour un plus large avec une ouverture de 12×8 mm² et les scans sont renouvelés. Enfin, un dernier collimateur a été utilisé, celui de 16×8 mm². Cette procédure expérimentale a été réalisée pour le rod Gd. Pour le rod Ce, les positions ont été choisies différentes soit 10, 14 et 22 cm ainsi que la fluence de protons pour entamer un pas du moteur qui a été fixée à 1000 monitor count ($MC - 1 MC = 0.85 \cdot 10^{-4} \text{ Gy}(\text{SiO}_2) = 6.4 \cdot 10^4 \text{ p/cm}^2$) mesurés sur la diode de comptage comme effectué dans [120]. Ces mesures de profils font suite à des mesures de pics de Bragg réalisés avec un rod dopé au Gadolinium dans [120].

ChapIII-B-2 : Projection de profil de faisceau collimaté

ChapIII-B-2.1 : Profil de faisceau de proton par RIE

Cette section présente via les Figure 51 et Figure 52 les profils réalisés en utilisant respectivement la radioluminescence du rod Gd et du rod Ce. La résolution actuelle du détecteur est limitée par l'incrément du moteur pas à pas de 500 µm. Cette limite est compétitive avec celle des détecteurs actuellement en utilisation pour des diagnostics de faisceau pour la radiothérapie ou même la

protonthérapie [56], [172], [173]. Pour chaque profil mesuré, une légère croissance de l'amplitude de radioluminescence est visible. Comme évoqué précédemment avec l'utilisation de la fibre N, cette variation de la luminescence peut prendre son explication dans la création de centres luminescents dans la matrice de silice des rods.

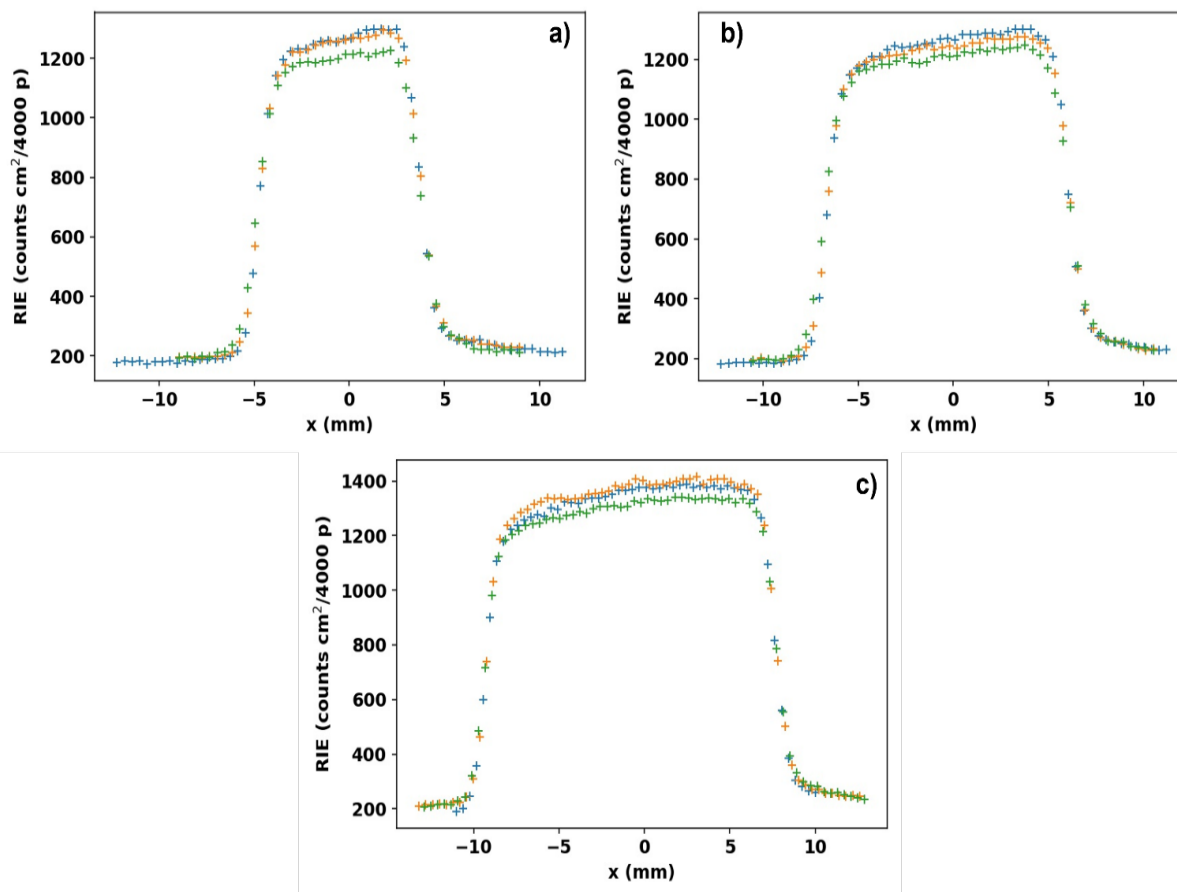


Figure 51 : Profil de faisceau de protons réalisés par la radioluminescence du rod Gd mesuré à 10 cm du collimateur. a) Profil basé sur le collimateur de $8 \times 8 \text{ mm}^2$, b) Profil basé sur le collimateur de $12 \times 8 \text{ mm}^2$, c) Profil basé sur le collimateur de $16 \times 8 \text{ mm}^2$.

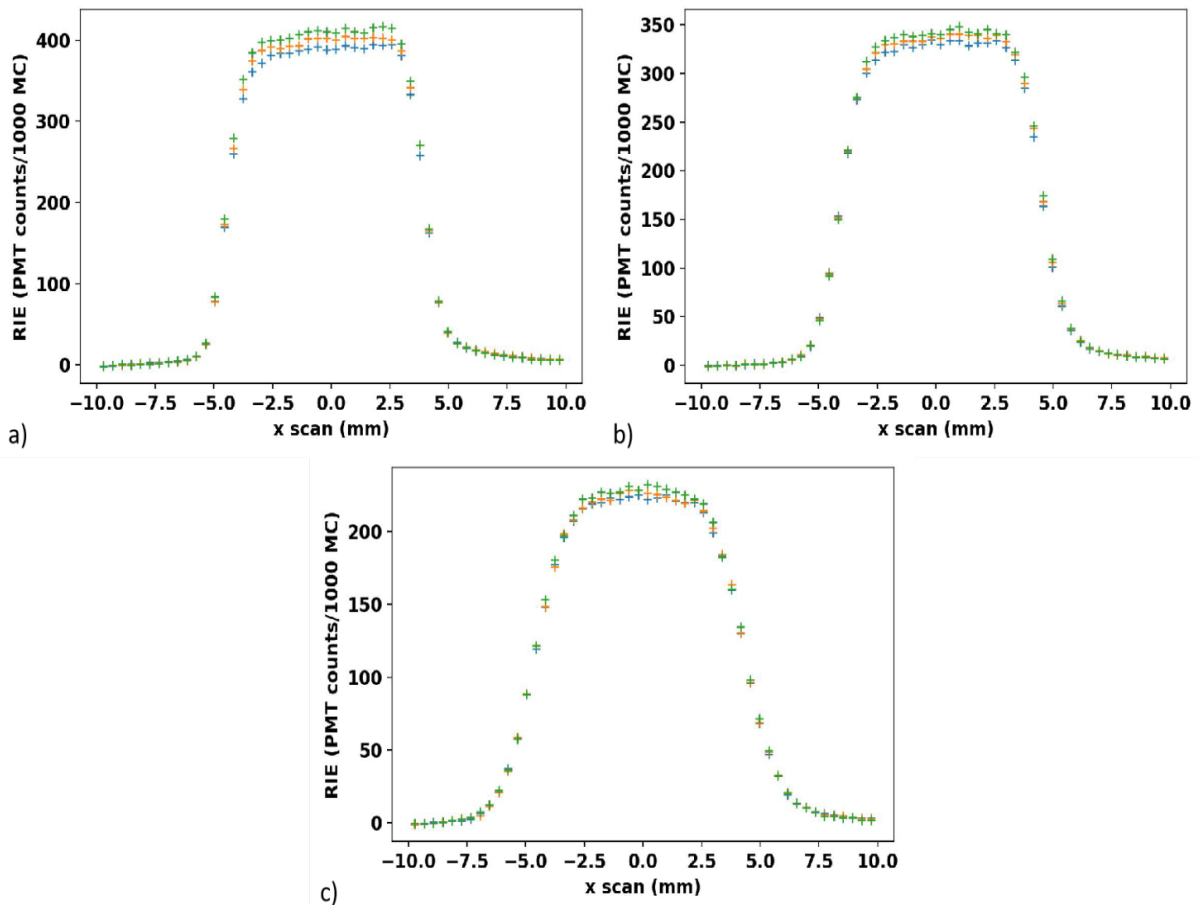


Figure 52 : Profil de faisceau de protons réalisé par la radioluminescence du rod Ce avec le collimateur de $8 \times 8 \text{ mm}^2$. a) Profil mesuré à 10 cm du collimateur, b) Profil mesuré à 14 cm du collimateur, c) Profil mesuré à 22 cm du collimateur.

ChapIII-B-2.2 : Extraction de la largeur à mi-hauteur

Toutes les données montrées dans cette section ont été analysées à l'aide d'une routine Matlab permettant de compiler l'ensemble des mesures. Le Tableau 5 concentre les largeurs à mi-hauteur (FWHM) mesurées à l'aide des profils sans post-traitement pour chaque rod et chaque collimateur aux trois distances expérimentées par rod. Les valeurs obtenues sont cohérentes avec les tailles des collimateurs. L'éloignement du rod ne semble pas indiquer de divergence du faisceau après collimation. En effet, la variation de FWHM n'est pas significative avec l'éloignement ce qui nous laisse conclure que le faisceau est bien collimaté par l'ouverture. Toutefois, en ne se servant que de la mesure de RIE qui est limitée en résolution par le nombre de pas effectués par le gantry, cette valeur de FWHM est en réalité mal évaluée. Ceci est donc la principale source d'imprécision et d'erreur pour la mesure de la largeur à mi-hauteur. Dans cette configuration, l'erreur minimale sur la FWHM est de 0.5 mm correspondant à la précision du pas de mesure. Pour pouvoir obtenir la FWHM réelle des profils, il faudrait pouvoir accéder dans les données à des valeurs de RIE situées entre deux points d'arrêt du gantry. Ceci a donc été effectué à l'aide d'une méthode d'extrapolation permettant d'augmenter

arbitrairement le nombre de valeurs de RIE sur l'intervalle du scan. Ainsi, une meilleure évaluation de la FWHM des profils peut être obtenue, elle est présentée dans le Tableau 6.

Tableau 5: Largeur à mi-hauteur (en mm) mesurée avec les deux rods pour les trois collimateurs et les trois distances.

		Distance depuis le collimateur					
		10 cm		25 cm	14 cm	50 cm	22 cm
		Gd	Ce	Gd	Ce	Gd	Ce
Taille de collimateur	8×8 mm ²	8.46	8.14	8.49	8.62	8.56	8.56
	12×8 mm ²	12.57	12.68	12.64	12.81	12.79	12.79
	16×8 mm ²	16.82	16.81	16.97	17.18	17.18	17.18

Tableau 6 : Largeur à mi-hauteur (en mm) réévaluée par une méthode d'extrapolation pour les deux rods à 3 distances utilisées et pour les différents collimateurs

		Distance depuis le collimateur					
		10 cm		25 cm	14 cm	50 cm	22 cm
		Gd	Ce	Gd	Ce	Gd	Ce
Taille de collimateur	8×8 mm ²	8.53	8.20	8.57	8.54	8.68	8.61
	12×8 mm ²	12.65	12.63	12.75	12.69	12.88	12.85
	16×8 mm ²	16.89	16.85	17.02	17.04	17.23	17.24

Par l'accès aux valeurs de la RIE dans les intervalles de scan, la FWHM se voit légèrement augmentée mais reste très cohérente avec les tailles de collimateurs. Une corrélation entre la FWHM recalculée et la taille des collimateurs est présentée dans la Figure 53 pour les trois distances au collimateur expérimentées respectives aux rods.

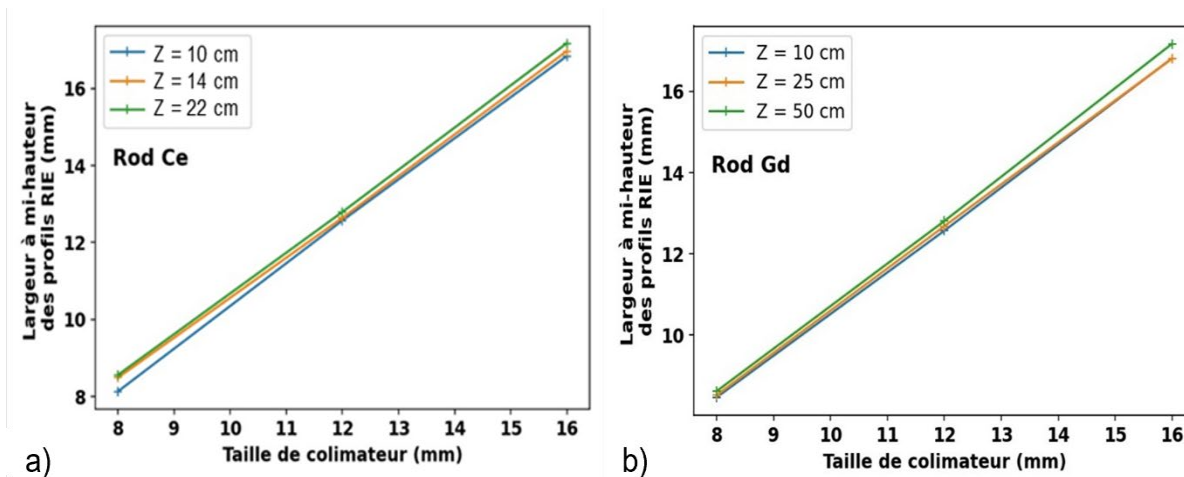


Figure 53 : Correspondance entre largeur à mi-hauteur des profils de RIL mesurés et la taille des collimateurs pour le rod Ce (a) et le rod Gd (b).

Ces résultats d'expériences montrent le potentiel des rods Gd et Ce pour la caractérisation spatiale de faisceau de protons. Le volume sensible des rods comparable aux détecteurs les plus fins actuellement disponibles pour ce genre d'applications et le faible de coût de production des rods en font une alternative prometteuse pour le diagnostic de faisceau.

ChapIII-C : Synthèse du chapitre III

Le chapitre III a pour but de présenter les résultats obtenus durant cette thèse pour des installations d'irradiations communes dans lesquelles le contrôle sur le faisceau peut être effectué de manière très précise et répétable. Ces installations sont aujourd'hui communément répandues par leurs applications très diverses, entre tests de systèmes embarqués en environnement radiatif, radio/proton thérapie et recherche fondamentale. Ces résultats ont permis de mettre en évidence le caractère linéaire de la réponse de radioluminescence de la fibre dopée Azote sur une gamme de débit de dose moyen compris entre 5 mGy(SiO₂)/s et 5 Gy(SiO₂)/s. En outre, cette information nous permet aussi de définir rigoureusement la radioluminescence de la fibre dopée Azote que nous réutiliserons dans le prochain chapitre pour des installations d'irradiations produisant des neutrons ou des impulsions de rayons X et d'électrons. Afin d'améliorer la sensibilité de cette fibre optique, l'étude de miroirs déposés sur l'extrémité libre de la fibre a été effectuée dans cette même gamme de débits de dose. Chacun des miroirs qu'il soit en Aluminium ou en Or permet de quasiment doubler la sensibilité des sondes. L'Or, grâce à ces propriétés inoxydables, semble être le métal apportant le meilleur gain en sensibilité de l'ordre de 1,6 stable à plus de 85 % jusqu'à une dose de 100 kGy(SiO₂). La dose ne semble pas avoir d'effets néfastes sur la qualité de réflectance du miroir permettant de préserver la précision du dosimètre jusqu'à l'apparition de la RIA dans la fibre dosimètre. L'aluminium montre une réponse à la dose plus importante avec une cinétique et un gain plus affectés par la dose. Dans l'idée de gagner encore en sensibilité, une voie a été explorée en utilisant des « rods », cylindres de silice dopés. Leur

radioluminescence a permis la réalisation de profils de faisceau de protons d'une énergie moyenne de 63 MeV avec une précision compétitive des autres types de détecteurs existants.

Chapitre IV : Des dosimètres à fibre optique pour des installations d'irradiation exotiques

ChapIV-A : Un dosimètre pour source de rayons X pulsée

ChapIV-A-0 : De la dosimétrie de faisceau continu à la dosimétrie de faisceau pulsé

Dans le chapitre III, nous avons pu voir qu'il est possible de caractériser certains types de faisceau continu de radiations, en mesurant continuellement le signal de RIE ou de RIL. Avec le montage expérimental sélectionné, la durée d'irradiation, directement liée à la détection de radioluminescence, est clairement identifiable. Les faisceaux dits pulsés ont la particularité d'être temporellement très définis. La production de radiations et donc leur interaction avec le capteur n'existent que sur la durée d'impulsion multipliée par la cadence de production de la source de radiation. Produire des impulsions à faible débit de dose moyen inférieur au Gy/s est aujourd'hui une tâche aisée. En effet, l'énergie nécessaire à fournir pour réaliser cette forme de faisceau est bien maîtrisée avec un exemple fort que sont les accélérateurs linéaires dédiés à la médecine nucléaire. Avec une faible consommation énergétique, ces accélérateurs produisent des faisceaux de rayons X cadencés entre la dizaine et quelques centaines de Hertz avec un débit de dose moyen de l'ordre de 10 mGy/s [113][174] qui normalisé à la durée d'impulsions standard autour de la microseconde est un débit de dose instantané, ou absolu, de l'ordre du MGy/s. Le débit de dose absolu ou instantané peut être défini comme la dose déposée par une impulsion de radiation normalisée à la durée de l'impulsion. Elle traduit l'efficacité du dépôt de dose tandis que le débit de dose moyen correspond au débit de dose physique. Pour des sources dont la cadence de génération d'impulsion est faible, le débit de dose absolu peut directement être calculé à partir de la dose mesurée par un dosimètre normalisée à la durée d'impulsion. Techniquement, ce genre d'installation possède un dosimètre de dose qui est irradié pour calibrer la dose ou le KERMA dans l'air par impulsion. La durée d'impulsion est elle, mesurée en parallèle permettant le calcul direct du débit de dose absolu. Pour des sources à cadence plus élevée, de l'ordre de la centaine de Hertz, le débit de dose moyen est en général intégré sur une série d'impulsions. Cela oblige à intégrer dans le calcul du débit de dose absolu la fréquence de production afin de ramener la dose physique déposée à une dose par impulsion. Le débit de dose absolu devient dans ce cas, le débit de dose moyen normalisée à la durée d'impulsion et la fréquence de génération des impulsions. Avec des débits de dose instantanés plus élevés, la quantité d'énergie à fournir pour créer des impulsions à cette gamme de cadences devient difficile à maintenir. D'autre part, le changement de débit de dose entraîne également des niveaux d'exposition aux radiations ainsi que des contraintes machines plus importantes ce qui rend plus difficile l'exploitation de telles sources de radiation. Ces raisons entraînent l'existence d'un faible nombre de sources de radiation produisant des faisceaux pulsés ultra-intenses délivrant des débits de dose absolus supérieurs au MGy/s. Pour des impulsions à très hauts débits de dose, supérieurs ou égaux au MGy/s,

ces faisceaux ne seront produits qu'à des cadences inférieures ou égales à 1 Hz. Plus le débit de dose instantané sera élevé plus la cadence sera faible avec des exemples à débit de dose croissant tels que les accélérateurs dédiés à la FLASH thérapie [42][43] ou les installations ayant pour objectif la maîtrise de la fusion par confinement inertiel [175][176]. Nous verrons que ces faibles cadences sont un atout pour la caractérisation de ce genre d'installation car malgré le débit de dose très élevé, les fibres optiques radioluminescentes ont suffisamment de temps pour relaxer ce qui limite les effets de superposition des signaux RIE entre deux impulsions consécutives. Nous étudierons tout de même les effets de hautes cadences et des hauts débits de dose absolus avec des faisceaux d'électrons pulsés. Nous terminerons ce chapitre par une démonstration de l'utilisation de la radioluminescence pour le suivi d'un faisceau de neutrons 14 MeV. En effet, bien que cette source de radiation soit produite par une installation que l'on peut qualifier de conventionnelle, le développement d'un diagnostic de détection par fibre optique des neutrons est encore suffisamment exploratoire pour être associé aux diagnostics des installations exotiques.

ChapIV-A-1 : Dosimétrie de faisceau pulsé X par la fibre Ce

ChapIV-A-1.1 : Montage expérimental et protocole d'irradiation

Pour pouvoir obtenir une calibration en débit de dose de la source pulsée ORIATRON [177] (ChapII-A-2.1) en mode rayons X (avec une énergie moyenne de 600 keV), 11 cm de fibre Ce fabriquée par voie Sol-Gel (ChapII-C-1.2) ont été placés à 1 mètre de la cible de conversion électrons/rayons X. Cette longueur d'échantillon permet de placer le capteur dans une région où la dose déposée par les rayons X est homogène à plus de 80 %. Cela est nécessaire pour garantir une réponse de fibre quasi-uniforme sur toute la longueur irradiée sans dépendre de la distribution spatiale de la dose. L'échantillon a été soudé à une longueur de fibre durcie (SRH) permettant de rejoindre l'instrumentation en zone protégée. Cette instrumentation est simplement constituée d'un tube photomultiplicateur et d'une unité de comptage comme schématisé sur la Figure 54-a).

A 1 m de la source, le débit de dose moyen délivré par la source de rayons X est de 130 mGy(SiO₂)/s pour une cadence de 195 Hz, avec des impulsions de durée de 4.8 μs et une dose déposée par impulsion de l'ordre de $6,7 \times 10^{-4}$ Gy(SiO₂). Cette cadence peut être réduite jusqu'à 25 Hz diminuant ainsi le débit de dose moyen. Un dernier degré de liberté sur la fréquence du magnétron de l'accélérateur permet de diminuer encore le débit si nécessaire en réduisant la durée d'impulsion entre 4,8, 2,4 et 1,1 μs. Dans un premier temps, pour pouvoir obtenir la réponse de la fibre Ce en fonction du débit de dose, une succession d'irradiations a été réalisée depuis la cadence maximale avec une durée d'impulsion de 4,8 μs jusqu'à une cadence de 25 Hz et des durées d'impulsion de 2,4 et 1,2 μs. Grâce à cette modularité de la source, les expériences réalisées sur ORIATRON ont pu couvrir la gamme de débits de dose moyens comprise entre 6,62 mGy(SiO₂)/s et 130 mGy(SiO₂)/s mesurés en amont à l'aide d'une chambre à ionisation de type Markus. Afin d'acquérir distinctement la RIE provenant de la fibre Ce aux différents

débits de dose, plusieurs séries d'irradiations ont été réalisées d'une durée de 30 secondes afin de ne pas trop cumuler de dose sur la fibre sous test. Une fois l'ensemble des débits de dose expérimenté, l'échantillon de fibre Ce a été coupé laissant seule la fibre de transport dans le but de répéter les phases d'irradiation. De cette manière, il est possible d'isoler la RIE émise par la fibre Ce uniquement, en soustrayant la contribution de la fibre de transport. Pour toute cette phase expérimentale, le PMT a été paramétré avec un temps d'acquisition de 500 ms permettant une mesure limitant le bruit de fond et gardant une dynamique temporelle suffisante.

La source de rayons X étant une source pulsée, une seconde phase expérimentale a été effectuée avec le remplacement de la sonde par un nouvel échantillon de fibre Ce de même longueur. La cadence de 195 Hz entraîne la production d'impulsions X toutes les 5 ms. Afin de pouvoir avoir un pouvoir de séparation élevé, c'est-à-dire la dissociation temporelle entre deux impulsions, ainsi qu'une dynamique élevée pour le PMT, le temps d'acquisition a été réduit à 50 μ s qui est la limite de cadence de l'unité de comptage associée au PMT utilisé pour cette étude décrite dans la section ChapII-B-2.

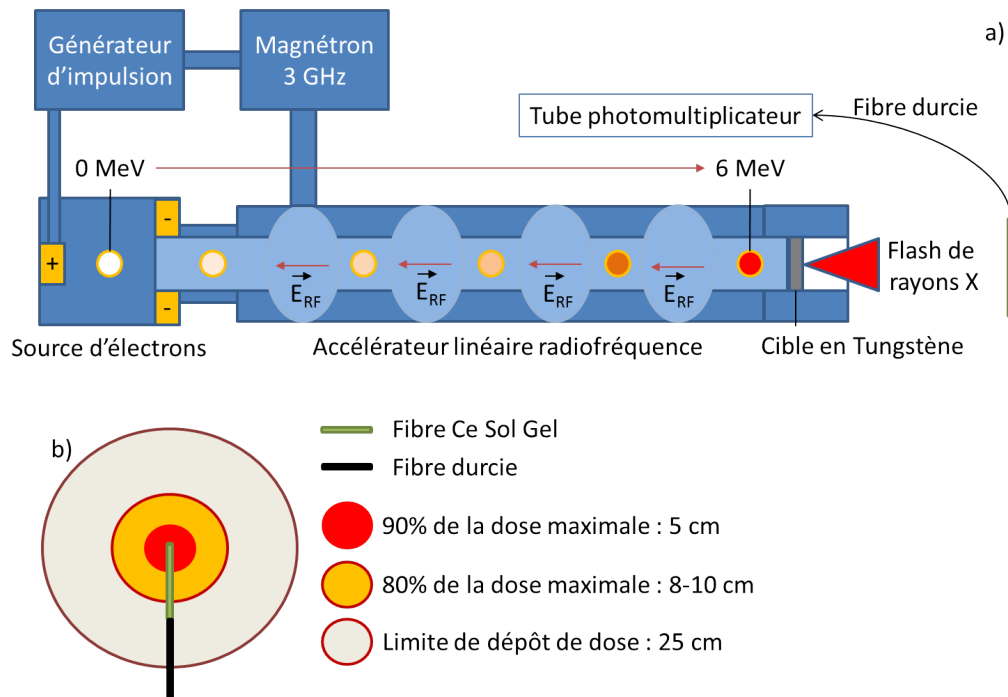


Figure 54 : a) Schéma de l'accélérateur ORIATRON avec déploiement de fibre optique pour la dosimétrie du faisceau de rayons X à 600 keV. b) Schéma de la distribution du dépôt de dose par le faisceau de rayons X produit.

ChapIV-A-1.2 : Réponse temporelle globale de la fibre Ce sous flash X

Grâce aux différentes irradiations, chaque palier en débit de dose a pu être caractérisé comme montré dans la Figure 55–a) pour la fibre de transport durcie que nous nommerons SRH pour la suite et dans la Figure 55–b) pour le couple fibre Ce + fibre durcie seulement. La fibre Ce apporte clairement une amplification de la luminescence comme le montre le facteur 19 entre la RIE de la seule fibre durcie de transport et celle de la fibre Ce à 130 mGy(SiO₂)/s. La RIE produite par la fibre durcie est

particulièrement stable au cours du temps pour de courtes irradiations comme celles effectuées. On peut observer via la Figure 55-b) que le niveau de RIE produit par le couple fibre de transport + fibre Ce n'est pas aussi stable durant le run d'irradiation que pour la fibre de transport seule. Une extra luminescence, en plus de la RIL due aux centres émetteurs du Cérium, comme présentée dans le chapitre 3, vient s'ajouter au niveau atteint vers $t = 100$ s dans la Figure 55-b) apparaissant comme croissante durant le reste de l'irradiation. Ce gain en intensité est connu sous le nom de Bright Burn Effect [166] prenant source par le dépiégeage d'électrons capturés par des niveaux d'énergie profonds dans la bande interdite de la Silice [171], [178]. Leur activation se fait par la dose déposée par les radiations et le processus de recombinaison est entretenu par le débit de dose de radiation. Complétant les différentes émissions dans la fibre irradiée comme l'émission Cerenkov et la radioluminescence, de nouveaux photons produit par la recombinaison depuis les pièges profonds créent une augmentation de l'intensité détectée durant l'irradiation.

Le dopage au Cérium apparaît donc bénéfique pour augmenter la sensibilité de la sonde avec le débit de dose et permet notamment de mieux distinguer les faibles débits de dose notamment en dessous de $15 \text{ mGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$. La présence du dopage modifie également la cinétique de la RIE mesurée post-irradiation. Ces résultats sont en accord avec ceux présentés par Meyer et al. sous un faisceau continu de rayons X [151]. La fibre de transport ne possède aucun dopant radioluminescent qui devrait être source de photons ; toutefois, malgré l'absence de dopant, une production de photons induite par une irradiation aux rayons X 40 keV à $15 \text{ Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ est détectable par un tube photomultiplicateur avec un temps de déclin post irradiation de l'ordre de 1 à 2 secondes, en accord avec les résultats montrés en Figure 55-a). Ces résultats montrent également qu'avec un dopage au Cérium, le gain en luminescence est significatif ce qui est en accord avec les observations obtenues durant ces expériences sous rayons X pulsés malgré des débits de dose moyens au moins cent fois plus faibles. Sous rayons X à des énergies de l'ordre de 40 keV , le rayonnement Cerenkov ne peut être produit car les électrons secondaires générées par la dose déposée ne sont pas assez énergétiques. En revanche, avec des électrons de l'ordre de 600 keV comme ceux produits par la source ORIATRON, les électrons secondaires atteignent des énergies suffisantes pour générer du rayonnement Cerenkov. En outre, cette production de photons détectée par Meyer et al. [151] et le rayonnement Cerenkov constituent donc les deux sources de RIE dans la fibre de transport par l'absence de dopant. Cette décomposition est supportée par les temps de déclin mesurés lors des irradiations sur ORIATRON ne dépassant pas 2 secondes pour décroître de 90 % de l'intensité maximale comme reporté dans la Figure 56-a). Le dopage, par contre, cause un temps de déclin pour la RIE bien plus long comme déjà observé dans [151] reporté dans la Figure 56-b). Dans ce cas, il faut dépasser 50 secondes pour voir l'intensité en dessous de 90 % du maximum supporté par [179] avec l'observation d'une phosphorence à long déclin dans des fibres dopées au Cérium.

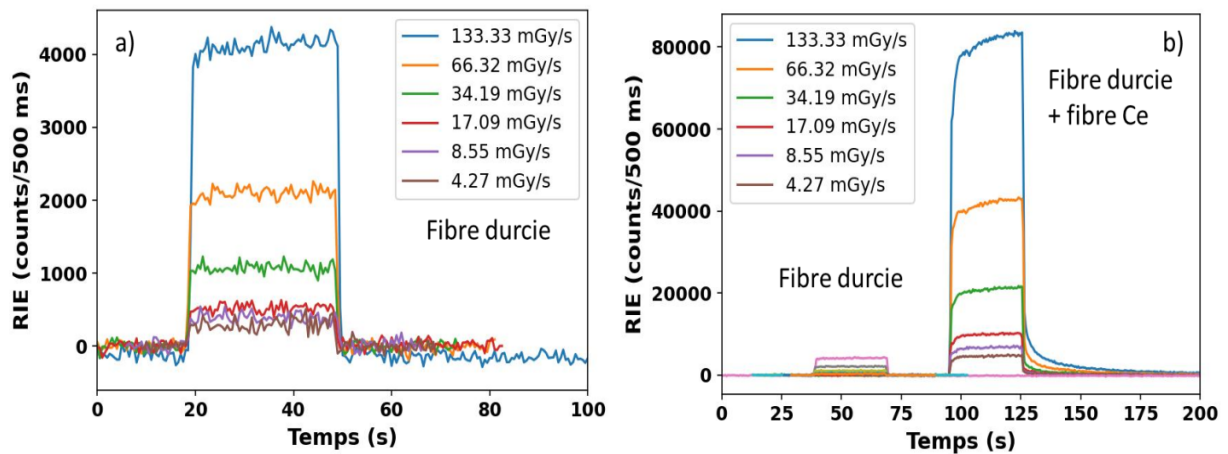


Figure 55 : Radioluminescence produite par la fibre de transport (a) et 11 cm de fibre Ce (b) irradiés par des impulsions de rayons X à 6 débits de dose. Dans la figure b), un décalage temporel entre les deux jeux de mesures a été appliqué pour mieux apprécier le gain apporté par la fibre Ce.

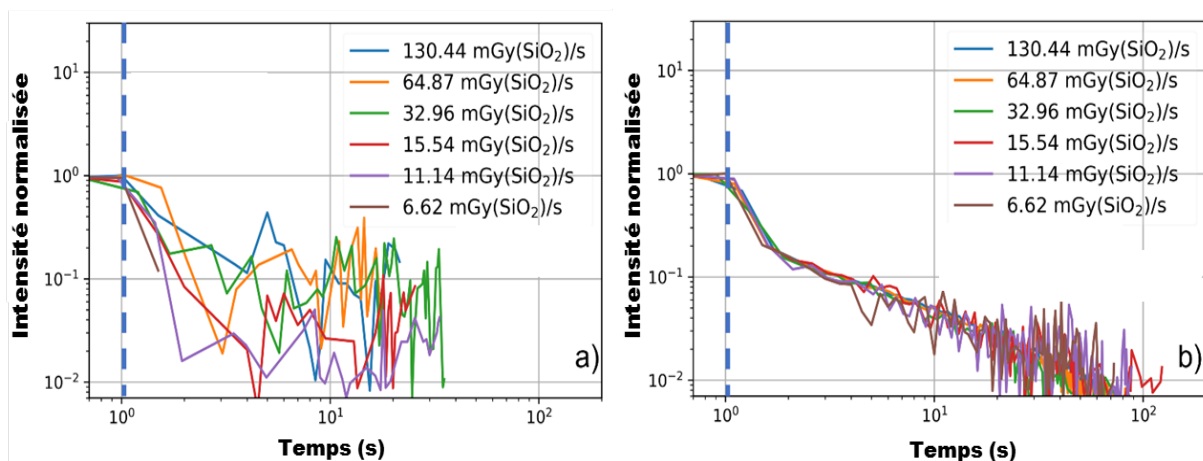


Figure 56 : a) Déclin post-irradiation de la luminescence normalisée produite par la fibre de transport irradiée sous rayons X pulsés de type ORIATRON. b) Déclin post-irradiation normalisée produite par le couple fibre de transport / fibre dopée Cérium irradié sous rayons X pulsés de type ORIATRON.

ChapIV-A-1.3 : Réponse temporelle impulsionnelle de la fibre Ce sous flash X

Le suivi de la forme temporelle d'un faisceau pulsé est un aspect crucial pour la dosimétrie de ce type. En effet, comme nous l'avons dit dans le chapitre I, la capacité d'un dosimètre à rendre compte avec précision de la structure temporelle d'un faisceau pulsé permet d'assurer un contrôle sur l'installation et son efficacité à produire des faisceaux. Compter avec précision le nombre d'impulsions sans manque ni doublon est un gage de qualité du dosimètre. Pour certaines applications comme la FLASH thérapie, le compte exact d'impulsions assure la qualité du traitement médical délivré. En effet, cela assure la dose délivrée au patient. Pour la fibre de transport, la RIE présentée pour 10 impulsions X cadencées à 250 Hz au débit de dose moyen de 130 mGy(SiO₂)/s sur la Figure 57-a) est principalement due à de l'émission Cerenkov et de manière moins importante possiblement par la radioluminescence

de défauts relatifs à la composition de la fibre. Cette combinaison de luminescences est suffisamment rapide pour que le pic de RIE associé au flash X soit détecté dans une chaîne d'acquisition avec une fenêtre temporelle de 50 μs soit le minimum possible au regard de la résolution temporelle de la chaîne de comptage utilisée. Il faut noter que la luminescence est probablement plus rapide et synchronisée avec le passage du flash X dans la fibre. Pour pouvoir capturer le temps de déclin avec une plus grande précision, une diode ou une chaîne de comptage associée à un PMT avec un temps de montée inférieur à la durée d'impulsion serait nécessaire afin de dissocier temporellement l'interaction avec le flash X et la temporalité de la luminescence.

Pour cette fibre, les 10 impulsions X sont parfaitement détectées via la présence de 10 pics de RIE. Toutefois, le niveau de lumière émis par la fibre de transport au débit de dose le plus élevé est relativement faible (35 counts/50 μs pour un débit de dose moyen de 170 mGy(SiO_2)/s), en nombre de coups. Grâce à la fibre Ce Sol Gel, la détection des impulsions X est plus aisée. Malgré le fait que la luminescence des ions Cérium soit associée à une luminescence de durée de vie de 80 ns [13][14], la mesure des 10 impulsions X par cette fibre montre un déclin de la RIE post impulsion plus long que celui observé dans le cas de la fibre de transport (85,8 \pm 45 μs au lieu de 1,35 \pm 0,46 ms pour perdre 98 % de l'amplitude maximale du pic de RIE – valeur choisie pour atteindre et ne plus être supérieur en amplitude au bruit de mesure à 1 σ) illustré par les Figure 58-a) et b). Ces deux figures montrent la superposition des impulsions de RIE obtenues avec la fibre de transport seule (Figure 58-a)) et la fibre Ce (Figure 58-b)) pour 100 impulsions de rayons X cadencées à 250 Hz. Une modélisation du signal de chaque pic de RIE a été appliquée sur la base d'une décroissance exponentielle, comme cela a pu être utilisée dans la littérature [112][154]. Sur la luminescence de la fibre de transport, son temps de déclin est suffisamment rapide pour simplifier la fonction de modélisation à une simple fonction exponentielle appliquée dans la Figure 58-a). Le temps de demi-vie $\tau_{fibre\ durcie}$ a été calculé à 7 μs . Ce temps de décroissance conditionne la vitesse de décroissance du signal et est notamment lié à la durée nécessaire pour que l'amplitude de la RIE atteigne 2 % de son maximum obtenu lors de l'irradiation. Ceci a été calculé pour 100 impulsions consécutives et synthétisé dans l'histogramme de l'insert de la Figure 58-a). La fibre de transport produit donc une RIE par impulsion dont la durée de déclin jusqu'à 2 % du maximum ne dépasse pas 250 μs et se moyenne autour de 85.8 \pm 45 μs . Cette fibre devrait donc avoir la capacité de discriminer des impulsions de rayons X de type ORIATRON jusqu'à une cadence de l'ordre de 11.7 kHz avant de montrer des superpositions de RIE. Cette propriété serait donc un avantage conséquent pour le diagnostic de sources pulsées même à des cadences élevées comme celles employées par la médecine nucléaire [180]. Pour la fibre dopée Cérium, cette modélisation par une simple fonction exponentielle n'est pas suffisante comme observée avec la Figure 58-b). Une forme biexponentielle mettant en commun une composante rapide avec un temps de demi-vie de $\tau_{fibre\ durcie}^{rapide} = 70\ \mu\text{s}$ et une composante lente avec un temps de demi-vie de $\tau_{fibre\ durcie+fibre\ Ce}^{lente} = 10\ \text{ms}$ sont nécessaires pour modéliser correctement la décroissance longue de la RIE. L'existence de ces deux composantes avec

des temps bien supérieurs à celui calculé pour la fibre de transport a pour conséquence le temps de déclin de la RIE bien plus long, calculé à 2 % du maximum pour 100 impulsions de RIE et résumé dans l'histogramme de l'insert de la Figure 58-b). Le temps nécessaire pour atteindre alors 2 % du maximum de RIE est alors centré autour de (1.35 ± 0.46) ms soit 16 fois plus long que pour la fibre de transport.

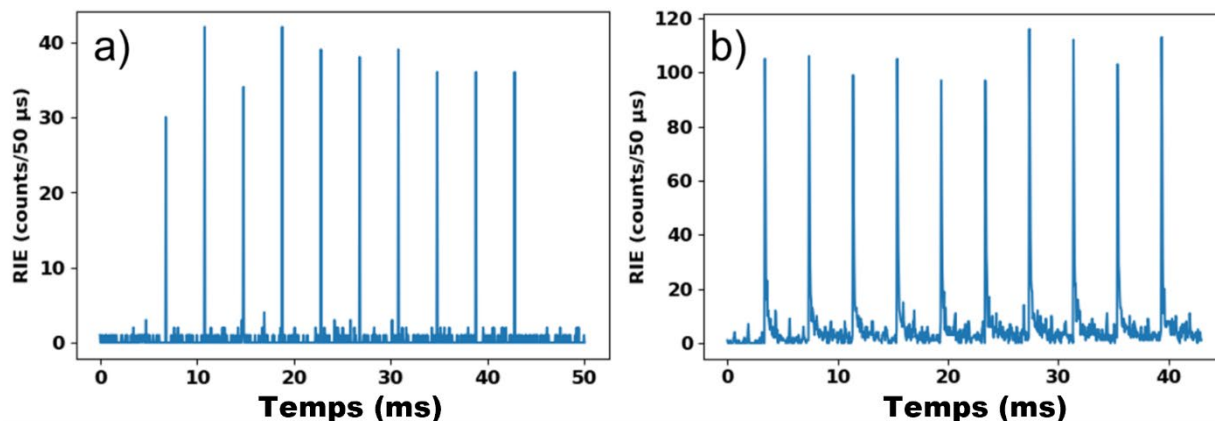


Figure 57 : a) Mesure de 10 impulsions X de type ORIATRON cadencées à 250 Hz par la RIE émise par la fibre transport. b) Mesure de 10 impulsions X de type ORIATRON cadencées à 250 Hz par la RIE émise par le couple fibre transport/fibre Ce.

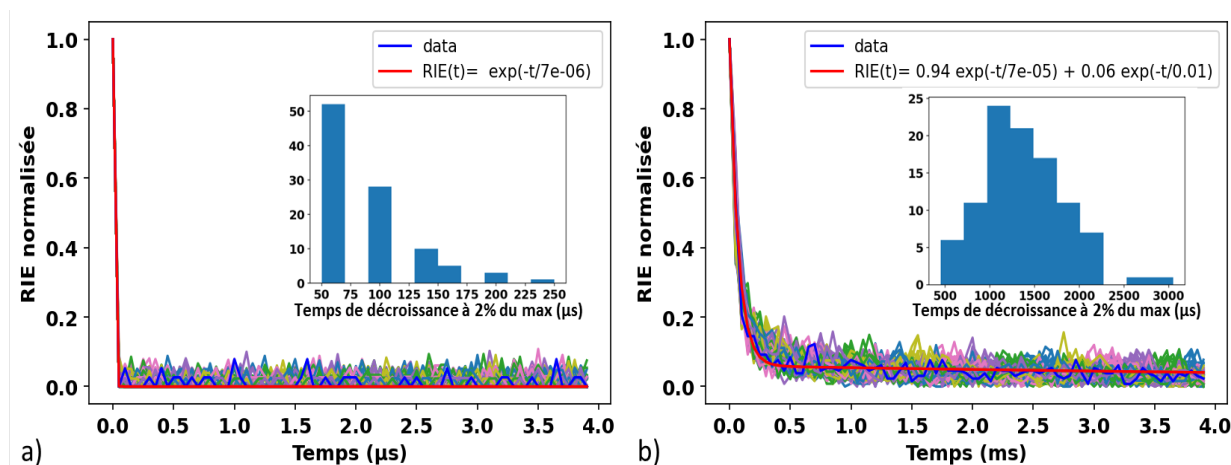


Figure 58 : a) 100 impulsions de RIE superposées produites par la fibre de transport soumises à 100 impulsions de rayons X de type ORIATRON cadencées à 250 Hz normalisées au maximum d'intensité et modélisée par une fonction exponentielle (trait plein rouge) où le temps t est exprimé en seconde. L'insert dans la figure a) résume le temps de décroissance de la RIE post irradiation pour décroître de 98 % du maximum d'amplitude qui en moyenne vaut 85.8 ± 45 μ s. b) Figure identique à la figure a) obtenue avec l'échantillon de fibre Ce modélisée par une fonction biexponentielle. L'insert de la figure b) résume la durée nécessaire pour que la RIE post irradiation décroisse de 98 % du maximum d'amplitude qui en moyenne vaut 1.38 ± 0.46 ms.

Ce retard dans le retour du système à son état initial (pré-irradiation) représente une limite pour le suivi de sources pulsées. En effet, la caractérisation de sources opérant à des cadences supérieures à 500 Hz sera potentiellement affectée par des problèmes de superposition des pics de RIE associés aux différentes impulsions. Des résultats récents [113] irradiant une fibre dopée Cérium sous faisceau

d'électrons à des débits de dose équivalents ont montré que la queue de décroissance de l'amplitude de RIE dépendait du débit de dose choisi. Plus le débit de dose sera élevé plus le temps de décroissance augmentera. Ceci aura donc comme conséquence de modifier la cadence maximale atteignable par ce type de détecteur. Si la fibre de transport possédant un temps de déclin inférieur à 100 μs devrait pouvoir supporter des débits de dose plus élevés, la fibre dopée Cérium risque d'être limitée pour des cadences soutenues. La pré-irradiation d'échantillons dopés Cérium serait alors à étudier pour déterminer si la dose peut améliorer ces performances notamment en limitant l'apparition de la composante à longue durée de demi-vie.

L'utilisation d'un plus grand nombre d'impulsions, 100 présentée dans les Figure 59-a et b, ne montre pas d'effet de saturation ni de présence d'atténuation induite (RIA) engendrée par la dose accumulée pour 100 impulsions, de l'ordre de 66 mGy(SiO_2).

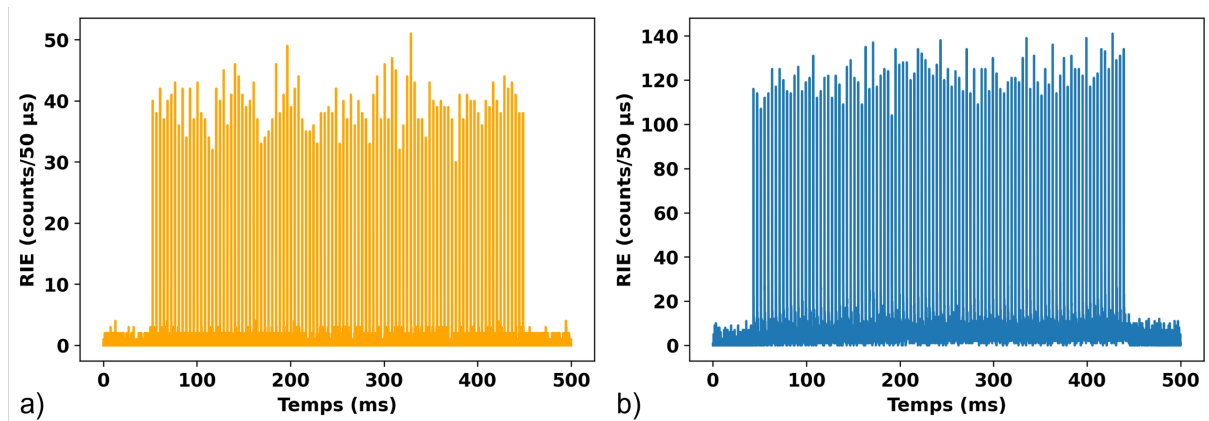


Figure 59 : a) Mesure de 100 impulsions X de type ORIATRON cadencées à 250 Hz par la RIE émise par la fibre transport. b) Mesure de 100 impulsions X de type ORIATRON cadencées à 250 Hz par la RIE émise par le couple fibre transport/fibre Ce.

ChapIV-A-1.4 : Corrélation de l'amplitude de la RIE avec le débit de dose

Les mesures de RIE obtenues aux différents paliers de débits de dose et montrées dans les Figure 55-a) et b) peuvent ainsi être synthétisées en traçant l'évolution de l'intensité de RIE en fonction du débit de dose moyen. Pour ce faire, pour chaque mesure, une moyenne du signal de RIE ainsi que son écart-type sont calculés entre $t = 20$ s et $t = 49$ s pour la fibre de transport depuis la Figure 55-a) et entre $t = 100$ s et $t = 125$ s pour le couple fibre de transport + fibre Ce depuis la Figure 55-b). Une fois ces valeurs calculées, elles sont associées avec le débit de dose (fourni par l'installation ORIATRON) pour créer une courbe de calibration présentée dans la Figure 60-a). De cette manière, trois calibrations sont obtenues via les mesures effectuées. Deux proviennent directement des mesures réalisées et concernant la fibre de transport seule et le couple fibre de transport + fibre Ce. La troisième est déterminée via la soustraction des deux précédentes pour obtenir une calibration de l'échantillon de fibre Ce uniquement. Via la Figure 60-a), une tendance linéaire avec le débit de dose moyen se dessine pour la gamme expérimentée avec un accord avec la fonction linéaire supérieur à 90% au-dessus de 15 mGy(SiO_2)/s.

L'écart à la linéarité a été calculé et synthétisé pour chaque fibre test dans la Figure 60-b). Ce résultat montre que la RIE associée aux débits de dose inférieurs à 15 mGy(SiO₂)/s est toujours surévalué. En dessous de ce débit de dose, le bruit de mesure devient comparable à la RIE associée au débit de dose correspondant, le ratio signal sur bruit devient faible. En conséquence, la variation de RIE entre deux débits de dose successifs devient trop faible biaisant la tendance globale de la RIE avec le débit de dose. Les coefficients directeurs des fonctions linéaires appliquées aux jeux de données présentés en Figure 60-a) sont regroupés dans le Tableau 7.

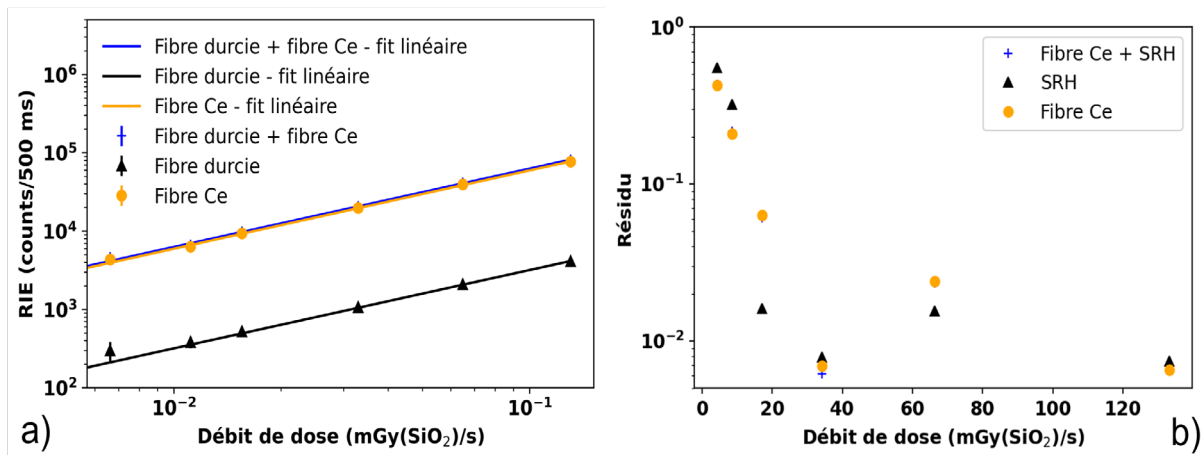


Figure 60 : a) Dépendance de la RIE avec la gamme de débits de dose expérimentée sur ORIATRON pour la fibre de transport (triangle noir), le couplage fibre de transport/fibre Ce (croix bleues) et la fibre Ce (rond orange). b) Résidu associé à l'application de la courbe de tendance sur chaque corrélation.

Tableau 7 : Coefficients directeurs des courbes de tendances appliquées sur les données présentées dans la Figure 60-a) pour des débits de dose en Gy(SiO₂)/s et une RIE mesurée en counts/500ms.

Nom des fibres irradiées	Coefficient directeur du fit [count/Gy]
Fibre de transport	17,7
Fibre de transport + fibre Ce	313,5
Fibre Ce	297,6

ChapIV-A-1.5 : Extension de la gamme de débits de dose

Le tube photomultiplicateur que nous utilisons possède la capacité de mesurer des intensités depuis 100 counts/s jusqu'à 1,5·10⁶ counts/s avec une réponse linéaire. Grâce à cette dynamique, nous pouvons extrapoler les courbes de tendance pour couvrir l'ensemble des intensités accessibles et ainsi étendre artificiellement les débits de dose mesurables par cette sonde dosimétrique. En utilisant la plage complète d'intensités mesurables, les extrapolations sont présentées dans la Figure 61-a). Ainsi cette sonde dosimétrique permettrait de couvrir une gamme de débits de dose moyens depuis 0,1 mGy(SiO₂)/s et 1,5 Gy(SiO₂)/s. Par la dynamique pulsée du faisceau, le débit de dose moyen peut également être étudié en le normalisant à la durée d'impulsion de 4,8 μs et à la fréquence de production des impulsions

soit 195 Hz, nous donnant ainsi le débit de dose absolu. Par l'extrapolation effectuée, la gamme de débits de dose absolus caractérisable par cette sonde dosimétrique s'étend de 0,2 Gy(SiO₂)/s à 1,7 kGy(SiO₂)/s. Lors de ces expériences menant à la calibration avec le débit de dose, l'échantillon composé d'une fibre de transport et de 11 cm de fibre Ce Sol-Gel aurait pu être de longueur différente. 11 cm ont été choisis pour couvrir le support utilisé pour maintenir la fibre perpendiculaire à la propagation du faisceau. Afin de travailler sur la sensibilité de la RIE avec la longueur d'échantillon radioluminescent, de nouvelles expériences auraient pu voir le jour avec une longueur plus courte ou plus longue de fibre Ce. Pour cette raison, une extrapolation de la longueur a également été appliquée afin de simuler l'impact de la longueur sur la gamme de débits de dose mesurable. Cette extrapolation utilise cependant une hypothèse décrite comme suit. En effet, avec des échantillons plus longs de fibre Ce, la forme de la sonde devra être adaptée à la forme de la distribution de dose du faisceau. Avec une évolution de la dose déposée conique comme cela est le cas sur ORIATRON, la projection de la distribution de dose à une distance donnée de la source peut être approximée par un cercle. Ainsi, un échantillon long devrait être conditionné sous la forme d'une spirale ou d'un anneau afin de s'adapter à la distribution de dose. Ce type de forme contraint à soulever l'hypothèse que la dose déposée est homogène sur les épaisseurs de fibre en superposition constituant l'anneau ou la spirale. En faisant cette hypothèse, deux nouvelles longueurs de 1 cm et 2 m ont donc été simulées. Le cas où la fibre durcie serait utilisée comme capteur a été étudié et présentée par les croix et la droite violettes dans les Figure 61-a) et -b). Il constitue le cas extrême de dosimétrie sans amplification par la présence de matériau radioluminescent. Avec l'ajout de longueurs incluant des échantillons radioluminescents, la luminescence tend vers la saturation du PMT lorsque le débit de dose devient élevé. Avec de grandes longueurs d'échantillon radioluminescent, la sensibilité au débit de dose devrait rendre ce type de sonde intéressante pour le diagnostic et l'instrumentation de source à très bas débit de dose moyen comme absolu. En observant la droite simulée pour 2 m de fibre Ce sur la Figure 61-a) et b), cette fibre semble être dans la capacité d'atteindre les débits de dose moyens en dessous de 10 µGy(SiO₂)/s. Cette tendance devient également un avantage face à la RIA car moins le débit de dose sera élevé plus la RIA sera retardée dans son influence sur la RIE. Toutefois, les grandes longueurs de sonde devront être employées en étant attentif à la dose déposée. Plus l'échantillon sera long plus la dose cumulée impactera la transmission de la luminescence à travers l'échantillon. Les mesures sous électrons aideront à déterminer l'impact de la dose sur la transmission de la RIE. Si la longueur de l'échantillon est un moyen de contrôler la quantité de photons produits lors de l'irradiation d'une sonde dosimétrique, sa section active, c'est-à-dire le volume incorporant le moyen de détection des radiations l'est également. Ici, les résultats obtenus sont basés sur une fibre dopée Cérium d'un diamètre de cœur de 50 µm. Le chapitre III a permis de montrer que des barreaux dopés au Cérium avec un diamètre externe de 400 µm produisaient de la RIE sous faisceau de protons capable de reproduire la forme des profils transverses du faisceau. Dans [154], des verres dopés au Cérium d'une épaisseur de 5 à 6 mm de diamètre ont été utilisés pour la caractérisation des débits de dose d'une source de rayons X 40 keV continue avec une réponse également linéaire. Le choix du

diamètre de la zone dopée de la fibre optique semble donc pouvoir être également un moyen de modifier la sensibilité de la fibre optique sonde face aux débits de dose. Avec l'utilisation de fibres optiques dont le diamètre de la région serait compris entre 5 et 400 μm , la sensibilité aux débits de dose évoluera linéairement avec le carré du rapport des rayons comme cela a pu être observé avec une fibre dopée Germanium [181]. Avec de grands diamètres de sonde, l'homogénéité du dépôt de dose devra cependant être étudiée par la simulation et l'expérience afin de déterminer la limite de rayon n'affectant pas l'homogénéité du dépôt de dose et ainsi la production de photons dans le volume dopé.

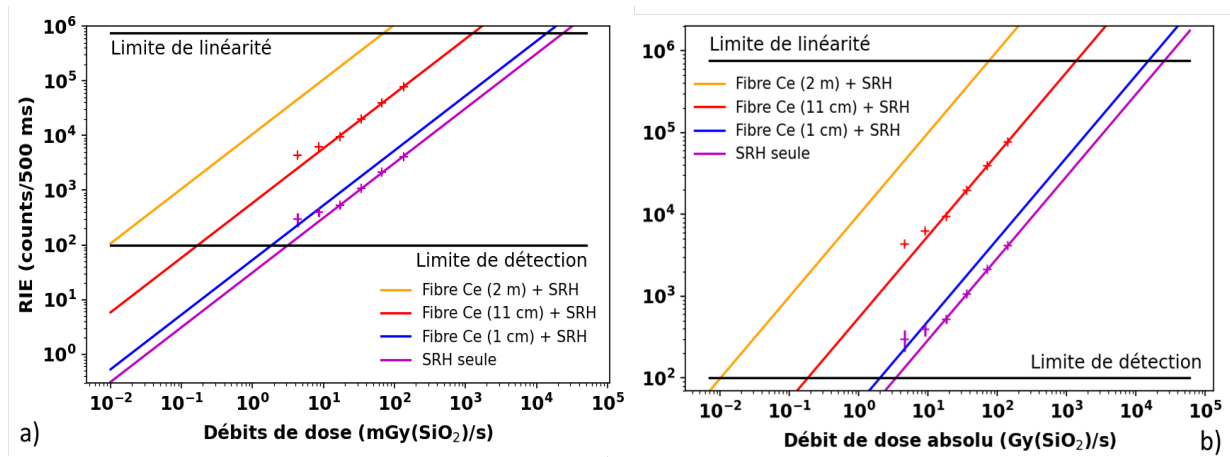


Figure 61 : a) Extrapolation de la gamme de débits de dose moyens mesurable grâce la dynamique complète du PMT. b) Extrapolation de la gamme de débits de dose absolus mesurable grâce la dynamique complète du PMT.

ChapIV-A-1.6 : Synthèse

Ces résultats montrent le potentiel de la fibre dopée Cérium par voie Sol-Gel pour la dosimétrie de faisceau pulsé X à débits de dose moyens compris dans la gamme du $\text{mGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ à quelques dizaines de $\text{Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$. La RIE produite par cette fibre sur des périodes de quelques minutes reste stable, malgré la dose déposée, avec une variation inférieure à 5%. La possibilité d'adapter la longueur du dosimètre pour moduler sa sensibilité permet de considérer le diagnostic du débit de dose sur une gamme large couvrant ce qui se fait de mieux actuellement sur le marché. Les mesures sur l'installation ORIATRON en mode production de rayons X ont montré des résultats prometteurs pour la dosimétrie et le diagnostic de débit de dose de source pulsée de rayons X. Ce résultat vient en complément direct des données obtenues sous faisceau continu de rayons X 40 keV avec une nouvelle démonstration du potentiel des fibres optiques pour l'instrumentation de faisceau. L'impact de la dose sur les performances des sondes reste tout de même à étudier avec rigueur. Des irradiations plus longues devront donc être réalisées afin de déterminer l'impact de la dose sur la transmission de la RIE. Nous verrons avec les résultats des irradiations sous électrons une première source d'informations relative aux effets des fortes doses cumulées. L'exploration des effets de dose sur une gamme de débits de dose intermédiaires entre ceux d'ORIATRON et ceux atteignables par irradiation sous électrons restera un

besoin fort afin de déterminer l'évolution des capacités de mesures des sondes face à l'élévation du débit de dose. Le pouvoir de séparation des impulsions a également pu être démontré grâce à la mesure de temps de déclin, de l'ordre de la milliseconde à ces débits de dose. La dosimétrie d'impulsions peut alors être effectuée sans difficulté jusqu'à des cadences de l'ordre de 500 Hz minimisant la superposition des impulsions de RIE. Cette cadence devient alors la limite haute du pouvoir de séparation de cette sonde dosimétrique.

ChapIV-A-2 : Dosimétrie de faisceau pulse de durée microseconde

ChapIV-A-2.1 : Montage expérimental et protocole d'irradiation

L'étude de la réponse des fibres dopées soumises à des flashes X à haut débits de dose absolus demande quelques précautions car la dose déposée par impulsion devient importante. Avec des impulsions délivrant une dose de l'ordre du Gy(SiO_2), la RIA devient suffisante pour devoir être considérée pour la plupart des fibres radiosensibles. Avec la fibre dopée Azote, sa résistance connue aux effets de dose cumulés [80], [126] la rend candidate pour le suivi de ce type de source. Pour ce faire, une longueur de 2 cm de fibre N a été placée à 3 cm du convertisseur électron/X de l'installation ELSA (section ChapII-A-2.2), comme indiqué sur la Figure 62. Dans cette installation, la lumière ne peut être entièrement éteinte. Pour cette raison, la fibre de transport a été scindée en deux longueurs. Afin de sortir de la zone d'irradiation où la dose cumulée durant une campagne d'irradiation est forte, une longueur de 2 m de fibre durcie (SRH) a été utilisée. Puis, pour joindre l'instrumentation, une fibre à cœur en silice pure de 200 μm de diamètre revêtue d'une gaine noire a été déployée. L'instrumentation a ainsi pu être éloignée au maximum de la zone d'irradiation tout en préservant la luminescence de la lumière ambiante parasite. Deux phases expérimentales ont été dédiées à cette fibre. La détection d'impulsion ainsi que la durée de guérison entre deux impulsions ont été moteurs de la première phase expérimentale. En effet, comme nous l'avons introduit dans le chapitre I pour la dosimétrie d'impulsions de radiation, le comptage d'impulsion est un aspect essentiel afin d'assurer un contrôle de l'installation. Pour réaliser cette première étude, plusieurs séries d'impulsions en nombres croissants ont été produites pour irradier l'échantillon sous test. Pour la seconde phase d'irradiation, l'étude concernait la tenue de la radioluminescence de la fibre N vis-à-vis d'un grand nombre d'impulsions. Afin de prendre en compte la RIA qui peut dégrader les performances de la fibre testée, le nombre d'impulsions a été progressivement augmenté depuis 5 jusqu'à 1000. Pour chaque série d'impulsions, un débit de dose instantané ou absolu a été calculé variant au cours du temps entre 0.8 et 2 MGy(SiO_2)/s. Au cours de la séance d'irradiation, la source a connu des variations dans son terme source. Le laser servant à produire les paquets d'électrons primaires fluctue et dérive au cours du temps tout comme le klystron et les aimants. L'ensemble se désaccorde durant son utilisation jusqu'à observer des phases d'instabilité dans le faisceau d'électrons produit et donc dans le faisceau de rayons X.

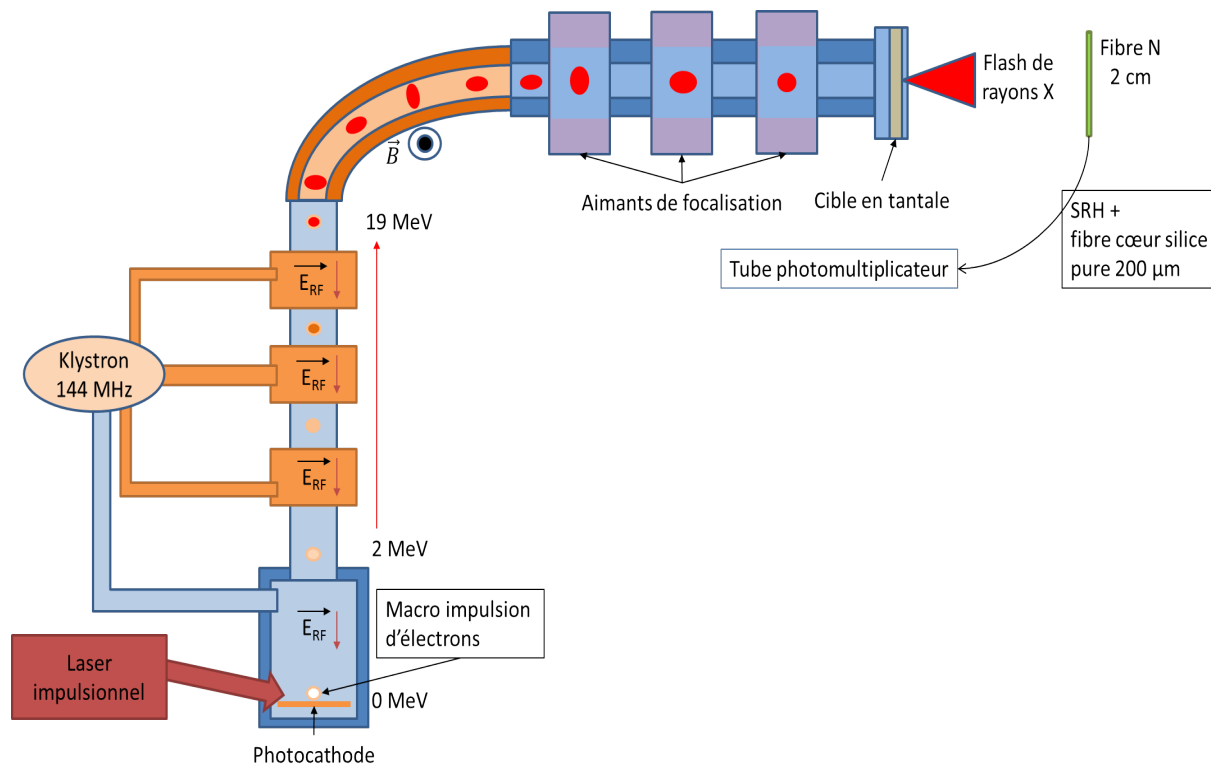


Figure 62 : Schéma de l'installation ELSA ainsi que du montage expérimental pour le suivi de source de flash X à haut débit de dose absolu.

L'instabilité du faisceau est corrigée par une phase de réglages. Cela a comme conséquence principale de modifier l'intensité du faisceau d'électrons et donc le faisceau de rayons X. A chaque nouveau réglage de l'accélérateur, un nouveau débit de dose devient la référence pour les impulsions produites. En utilisant l'installation avec un grand nombre d'impulsions, cet événement est apparu plusieurs fois modifiant légèrement le débit de dose absolu de 1.3 MGy(SiO₂)/s à 1.7 MGy(SiO₂)/s.

ChapIV-A-2.2 : Réponse temporelle globale de la fibre N sous flash X

Pour un petit nombre d'impulsions et grâce à la cadence faible de 1 Hz pour une durée d'impulsion de 4.8 µs et un débit de dose absolu compris entre 1.3 MGy(SiO₂)/s à 1.7 MGy(SiO₂)/s, la radioluminescence de la fibre N illustrée par la Figure 63 est temporellement synchronisée avec le passage des impulsions. 8 impulsions de rayons X d'un débit de dose absolu de 1.3 MGy(SiO₂)/s correspondent précisément à 8 impulsions de RIE sans superposition. Le temps long d'acquisition de 100 ms sur le PMT rend compte d'une unique croissance de la RIE lorsqu'une impulsion X interagit. Ce temps d'intégration a été choisi pour permettre l'enregistrement d'un grand nombre d'impulsions dans un fichier de mesure. A cause de la durée d'une seconde entre deux impulsions, 100 ms d'intégration était un compromis entre dynamique temporelle, intervalle de temps complet de mesure et intégration du bruit sur la mesure. La décroissance de la RIE modulée par la durée d'intégration de la chaîne de comptage devient plus longue que 100 ms mais n'induit pas de forme de superposition sur l'impulsion de RIE suivante. Cela a comme conséquence que l'augmentation du nombre d'impulsions

ne sera pas responsable d'une lacune dans le comptage. Tant que la RIA n'aura pas détruit entièrement la transmission de la fibre N, il sera possible de compter les impulsions car malgré l'atténuation induite, les impulsions de RIE seront toujours suffisamment espacées et intenses grâce au débit de dose absolu élevé.

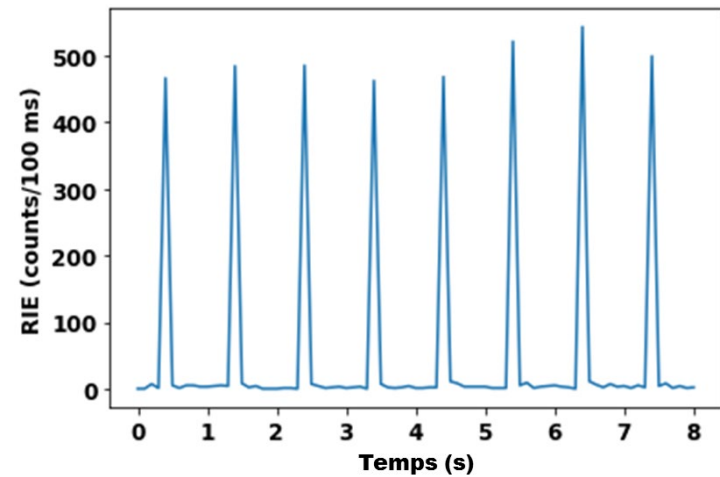


Figure 63 : Impulsions de RIE signature de l'interaction de la fibre N avec 8 impulsions X de type ELSA.

Avec plus de 5000 impulsions de rayons X illustrés par les pics de RIE dans la Figure 64, il est toujours possible de compter les impulsions sans perte d'information. Malgré une dose cumulée de 42.4 kGy(SiO₂), la RIE est stabilisée pour chaque débit de dose autour d'une valeur moyenne de 415 ± 30 counts/100 ms pour 1.3 MGy(SiO₂)/s et 545 ± 30 counts/100 ms pour 1.7 MGy(SiO₂)/s pour 2 cm de fibre N.

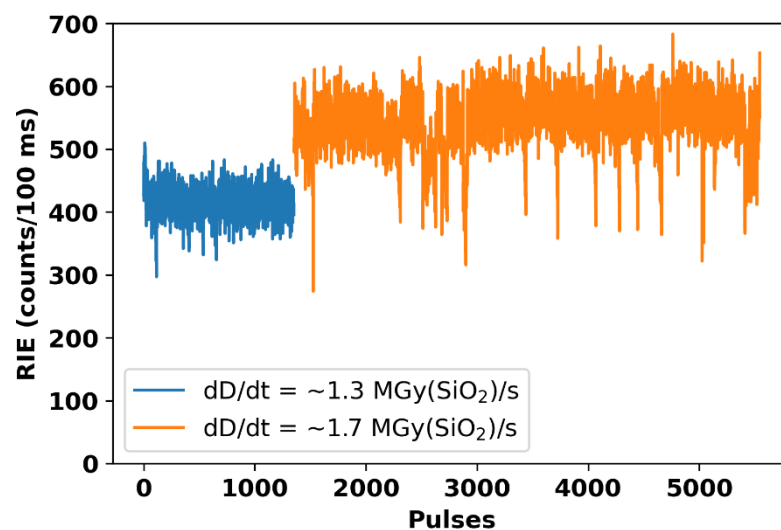


Figure 64 : Ensemble d'impulsions de RIE signature de l'interaction entre la fibre N et 5500 impulsions X de type ELSA. L'amplitude a été réduite du bruit de mesure moyenné temporellement sur les premiers instants de mesure visible avant le premier pic de RIE sur la Figure 63.

Les fluctuations du signal que l'on peut observer entre 2500 et 3000 impulsions sont une illustration des variations d'efficacité de la source de rayons X. Sur certaines périodes de fonctionnement, le désaccord de l'accélérateur entre la capacité de production de la source d'électrons et le maintien des paramètres de fonctionnement optimal des cavités accélératrices conduit à la variation du flux de rayons X et donc du débit de dose. La radioluminescence de la fibre N est réactive aux variations du débit de dose ce qui conduit au changement d'amplitude rapide et synchrone avec les fluctuations de la source. Ce résultat montre que la fibre N peut en effet permettre d'avoir une dosimétrie d'installations flashes à hauts débits de dose fiable et réactive.

ChapIV-A-2.3 : Réponse dosimétrique de la fibre N sous flash X

Afin d'obtenir une calibration de l'amplitude de RIE avec le débit de dose absolu, une combinaison de résultats a été utilisée. En effet, pour une source de radiation purement continue, le débit de dose absolu est identique au débit de dose physique moyen. Pour une source pulsée, le débit de dose absolu devient le rapport de la dose physique déposée par une impulsion unique normalisée à la durée d'interaction physique d'une impulsion. Ainsi pour effectuer une calibration avec le débit de dose absolu, le jeu de données utilisé combine la RIE produite sous une source de rayons X continue et celle obtenue sous flash X. Etant donné que le débit de dose absolu est normalisé à la durée d'impulsion, qui correspond au temps de dépôt réel de la dose, la RIE dans cette construction doit également suivre cette normalisation. Cela permet de prendre en compte la durée physique de l'évènement conduisant à la génération de la RIE. Ainsi pour la source de rayons X continue, la RIE normalisée est identique à celle mesurée tandis que pour la source de flash X ELSA, la RIE se voit normalisée par la durée d'impulsion des flashes X soit 4.8 μ s. L'ensemble est combiné pour être représenté en fonction du débit de dose absolu sur la Figure 65-a).

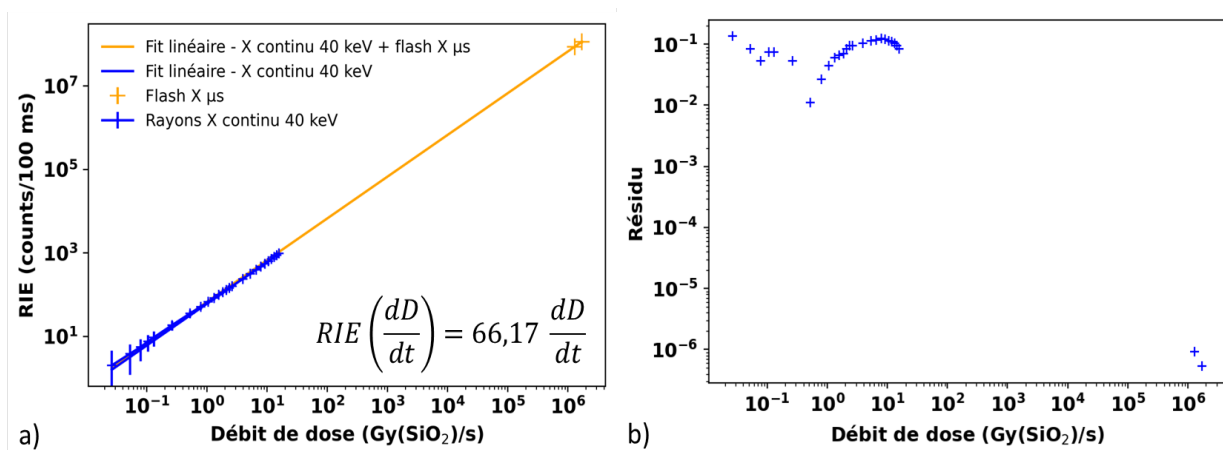


Figure 65 : a) Corrélation de l'amplitude de radioluminescence émise par la fibre N normalisée à la durée d'impulsion avec le débit de dose absolu expérimenté sur LabHX et ELSA. b) Ecart relatif entre les données et la fonction linéaire.

La RIE normalisée a une dépendance linéaire avec le débit de dose absolu ainsi défini précédemment. Une courbe de tendance basée sur une fonction linéaire a été appliquée dont l'équation est indiquée sur la Figure 65-a) avec un écart relatif moyen de $7.82 \pm 3.7 \%$ illustré dans la Figure 65-b). Cette convergence des mesures vers une fonction linéaire suggère que l'hypothèse implicite utilisée quant à la durée physique de la génération de la RIE se révèle correcte sans pour autant être une preuve absolue. En effet, si la génération de la luminescence était plus courte ou plus longue que la durée d'impulsion alors la normalisation aurait conduit respectivement à une tendance sublinéaire ou supralinéaire. Si la luminescence produite sous rayons X continue est synchronisée avec la durée d'irradiation, cette tendance montre que cela est également le cas avec une source flash même avec des débits de dose absolu de l'ordre du MGy(SiO₂)/s. Une confirmation supplémentaire viendrait de l'utilisation de flashes à durée d'impulsion plus courte.

Cette gamme de débits de dose est aujourd'hui un objectif pour le domaine de la FLASH thérapie [42], [43]. Cette méthode de traitement des tumeurs est basée sur le dépôt de dose élevée durant une durée inférieure à la dizaine de microsecondes. Cette méthode a montré une meilleure préservation des tissus sains et une meilleure élimination des cellules tumorales et tissus atteints par la maladie. Ceci crée alors un besoin pour acquérir et contrôler des sources pulsées de radiation pouvant délivrer de fortes doses jusqu'à quelques Gy(tissu) par impulsion sur de très courtes durées avec des débits de dose absolus supérieurs ou égaux au MGy(tissu)/s [182], [183]. Cette fibre optique a donc la capacité d'être utilisée pour ce type de dosimétrie spécifique. Des études complémentaires concernant l'impact de la dose avec des débits de dose plus élevés restent encore nécessaires afin de s'assurer des performances de ce type de sonde. L'exploration des limites d'utilisation en débit de dose reste également à faire permettant de déterminer les conditions extrêmes de déploiement du dosimètre. Une plus grande statistique de l'ensemble de ces études mènera à la démonstration de la fiabilité de cette fibre en tant que sonde pour les débits de dose absolus extrêmes. Un autre type d'installation devient accessible ainsi aux diagnostics basés sur des fibres optiques. Les installations de préparation des équipements et éléments d'expériences dédiées à la maîtrise de la fusion par confinement inertiel [176], [184] peuvent donc être instrumentées à l'aide de détecteur à fibre dopée Azote. Le diagnostic sera capable de déterminer le débit de dose absolu sur une gamme de distances et de configurations face à la source large et ceux sans changer de type de détecteur.

ChapIV-A-3 : Dosimétrie de faisceau pulsé de durée nanoseconde

ChapIV-A-3.1 : Montage expérimental et protocole d'irradiation

Pour ce faire, des expériences de dosimétrie par fibre optique ont été réalisées sur l'installation d'irradiation ASTERIX au CEA Gramat [185], [186] décrite à la section ChapII-A-2.3. 10 cm de fibre N ont été placés face à la source de flashes X permettant de couvrir la zone d'irradiation à plus de 30 cm

du point source avec une homogénéité de dose supérieure à 90 %. Pour joindre l'instrumentation placée à 25 m de la source dans une cage de Faraday, une combinaison de fibres de transport a été utilisée comme sur l'installation ELSA. Afin de sortir de la zone d'irradiation, de la fibre SRH a été soudée à la fibre N qui a ensuite été connectée à une fibre gainée pour l'isoler de la lumière parcourant la longueur restante jusqu'au PMT. Le tube a été placé dans une boîte calfeutrée isolée de la lumière ambiante. Ce montage assure un minimum de bruit sur le signal mesuré par le PMT dans un environnement parcourant plusieurs salles où la lumière reste allumée durant l'irradiation.

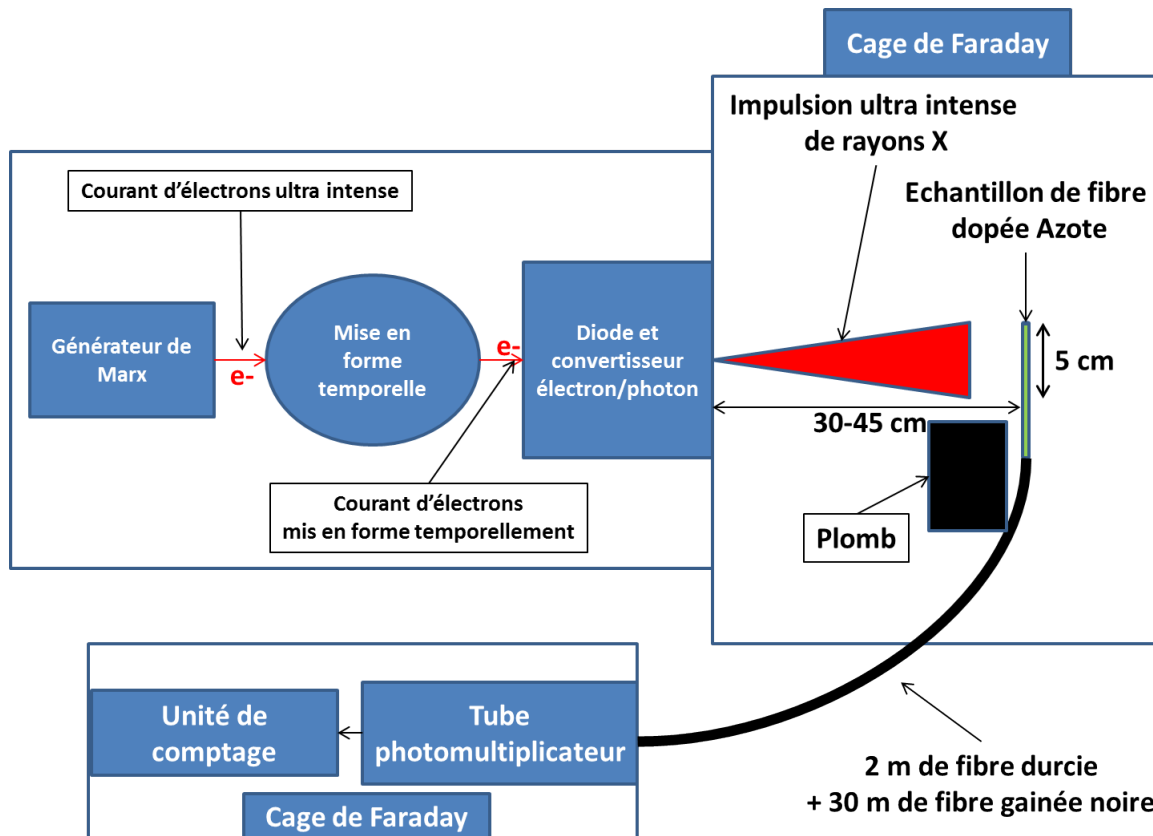


Figure 66 : Montage expérimental sur l'installation ASTERIX.

Pour chaque flash X irradiant la fibre, un dosimètre TLD-100 a été utilisé pour obtenir la dose déposée lors de l'impulsion de rayons X ultra intense. Le TLD-100 est une pastille de Fluorure de Lithium thermoluminescente. Elle enregistre la dose déposée comme expliqué dans le chapitre I sous la forme d'électrons piégés dans des niveaux d'énergie présents dans la bande interdite de LiF. Pour lire la dose, la pastille est chauffée avec un gradient de température jusqu'à une température seuil. L'intégrale de la luminescence produite par la pastille en fonction de la température est proportionnelle à la dose déposée entre $10 \mu\text{Gy}(\text{LiF})$ et $10 \text{Gy}(\text{LiF})$ [187], [188] en fonction de la concentration de LiF. Sur l'installation ASTERIX, la pastille de LiF est emballée dans une capsule en Aluminium. L'épaisseur d'Aluminium permet d'atteindre l'équilibre électronique pour le dépôt de dose et ainsi pouvoir exprimer la dose accumulée dans la pastille en KERMA [154], [189] dans l'air dont l'unité est le Gray(Air). Grâce à la simulation numérique via GEANT4 [190]–[192], un calcul du rapport entre la

dose déposée dans l'Air et dans la Silice et la fluence de photons d'énergie comprise entre 10 keV et 10 MeV a été réalisé [189] et présenté dans la Figure 67-a). En faisant le ratio des efficacités de dépôt de dose, un facteur de conversion peut être déterminé pour convertir la dose exprimée dans l'air en dose exprimée dans la silice. Pour des énergies de photons équivalentes à celles produites par ASTERIX centrées autour de 900 keV, la dose déposée dans la silice est équivalente à la dose déposée dans l'air. Ceci permet ainsi d'exprimer directement la dose et le débit de dose absolu en Gy(SiO₂) et Gy(SiO₂)/s sans facteur d'échelle.

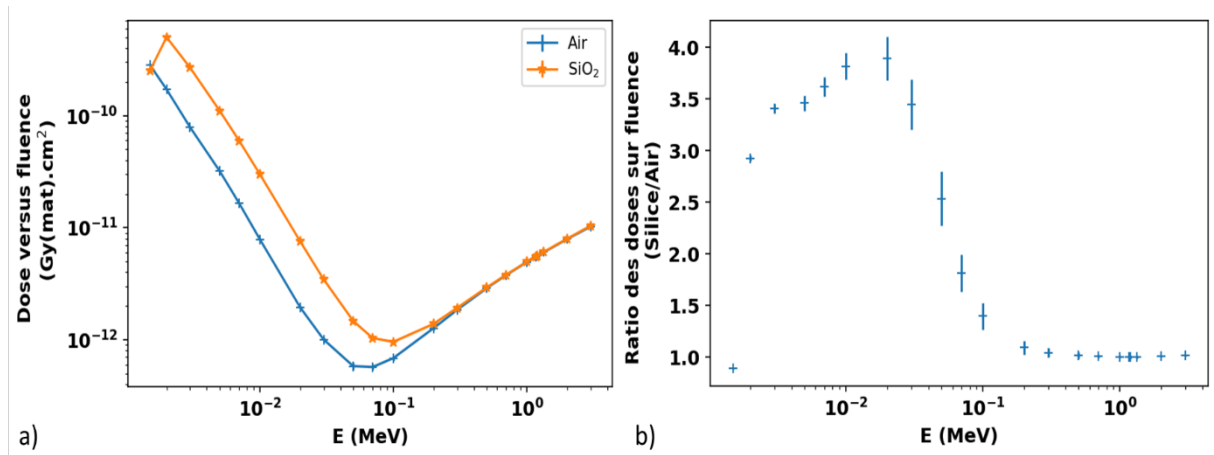


Figure 67 : a) Dose sur fluence photon pour des photons d'énergie comprise entre 10 keV et 10 MeV. b) Ratio de la dose sur fluence (Silice/Air).

Deux distances depuis la source (30 et 45 cm) ont été expérimentées afin de se placer dans deux gammes de débits de dose absolus comprises entre $3 \cdot 10^8$ Gy(SiO₂)/s et $1,5 \cdot 10^9$ Gy(SiO₂)/s.

ChapIV-A-3.2 : Réponse temporelle globale de la fibre N sous flash X

Représentée par la Figure 68, une impulsion de type ASTERIX peut être caractérisée par une fibre dopée Azote. Le passage de l'impulsion est signé par la montée brusque de la RIE pour un débit de dose absolu de l'ordre de $4,5 \cdot 10^8$ Gy(SiO₂)/s. Le temps d'acquisition choisi pour le PMT n'est pas capable de rendre compte de la temporalité de l'impulsion de RIE en dessous de 20 ms. Cette durée d'intégration a été choisie par limite pratique durant l'expérimentation. Etant donné la hauteur de l'impulsion de RIE, cela pourrait être exploré pour tendre vers la structure temporelle de l'impulsion avec des détecteurs résolus en temps pouvant travailler à des durées d'intégration inférieures à 100 ns. Après le passage du flash X, une queue de décroissance apparaît avec un temps de déclin supérieur à 10 secondes pour atteindre une amplitude inférieure à 2 % du maximum (amplitude du bruit hors irradiation à 1σ). Grâce à la durée de recharge du flash supérieur à 30 minutes, ce temps de déclin n'est pas source de problème. La cadence de tir pourrait même être augmentée avec le suivi de sources produisant ce genre de flashes jusqu'à une temporisation de 2 minutes entre deux impulsions assurant un délai suffisant pour une décroissance complète de la RIE post irradiation.

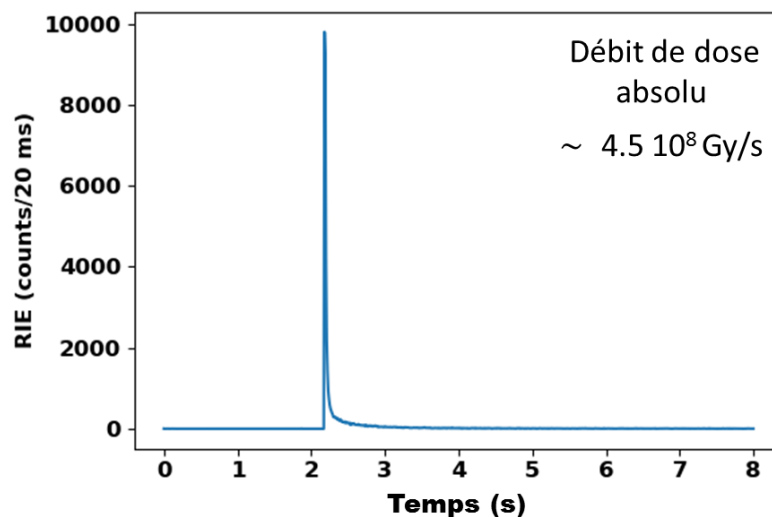


Figure 68 : Trace de RIE en fonction du temps : l'impulsion est la signature de l'interaction de la fibre N avec un flash X ASTERIX.

Au total, la fibre dopée Azote a été exposée à 5 flashes ASTERIX. Pour chacune des impulsions, un débit de dose absolu a été relevé ainsi qu'un signal de radioluminescence. La RIE produite par l'échantillon de fibre N normalisée à la durée d'impulsion a été associée au débit de dose absolu correspondant dans la Figure 69. Une tendance à la croissance se dessine entre les points obtenus aux débits de dose les plus faibles et ceux à plus forts débits de dose. Les impulsions produites fluctuent globalement au cours du temps en intensité pour plusieurs facteurs comme la zone de conversion électron/X sur la diode de conversion, l'intensité électrique envoyée à la diode qui modifie le flux de photons X délivré par l'installation. D'autre part, entre deux impulsions, la fibre doit être déplacée pour récupérer le dosimètre TLD 100 ce qui a pour conséquence un repositionnement ajoutant une source d'erreur et de fluctuation. Pour atteindre une meilleure stabilité de la RIE vis-à-vis du faisceau, une voie d'amélioration serait de placer plusieurs sondes légèrement espacées afin de déterminer grâce au maximum de RIE l'orientation et la direction du flash. Cette méthode aurait également l'intérêt d'observer l'homogénéité de la dose déposée par l'impulsion de rayons X. En effet, avec une distribution homogène du flux de rayons X et un détecteur constitué de plusieurs fibres comme détecteur de l'impulsion placée au centre de la distribution, la variation de RIE entre deux fibres également espacées du centre serait égales, aux fluctuations de la RIE près. Avec une homogénéité de dose aléatoire, l'amplitude de la RIE respective de chaque fibre sera sensible aux variations locales de dose déposée. Un optimum dans la dose déposée produira le maximum de l'amplitude de RIE dans une fibre du système orientée selon la distribution de dépôt de dose. Enfin l'accumulation d'impulsions permettra de déterminer la distribution en dose moyenne des impulsions au prix d'un nombre de fibres luminescentes plus élevé et donc d'une instrumentation plus lourde.

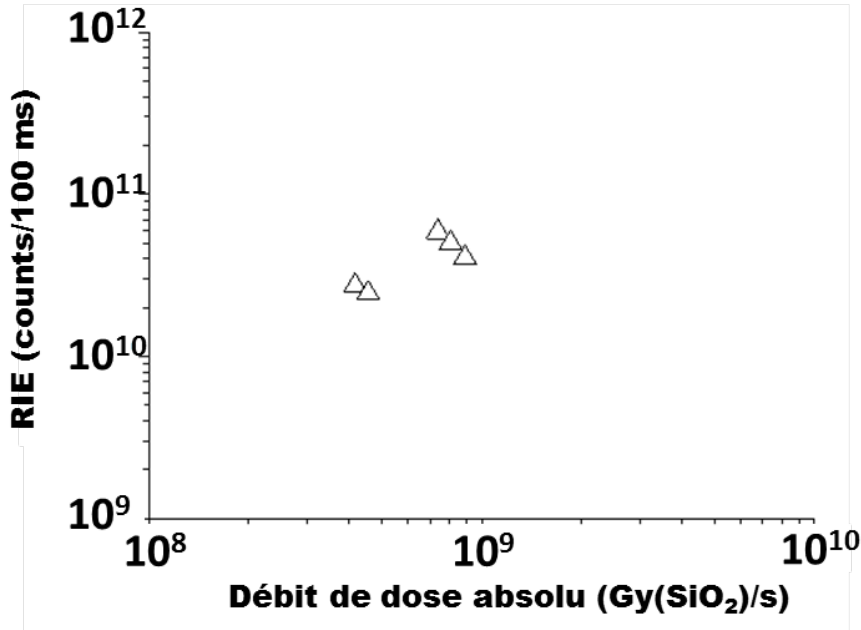


Figure 69 : RIE normalisée à la durée d'impulsion pour les 5 flashes X ayant irradiés la fibre N.

ChapIV-A-3.3 : Réponse dosimétrique de la fibre N sous flash X

De la même façon qu'une normalisation a été appliquée sur la RIE obtenue via les flashes X de type ELSA, cela peut être effectué sur la RIE produite par les flashes X de type ASTERIX comme illustré par la Figure 70-a).

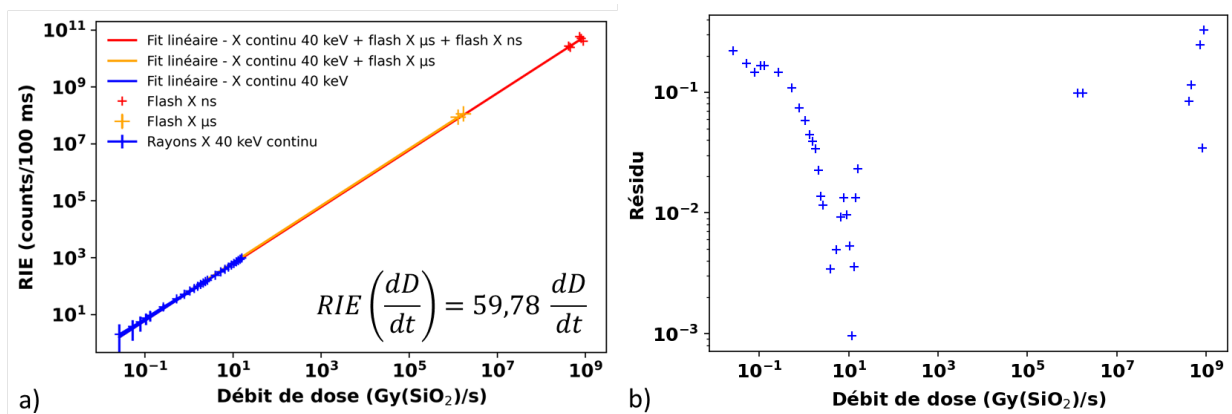


Figure 70 : Association des mesures RIE pour les différents types de flash X expérimentés sur la fibre N normalisées respectivement à la durée de flash X.

Les mesures de RIE présentées dans la Figure 69 ont été ajoutées à la Figure 65-a) pour obtenir une nouvelle calibration de la RIE en fonction du débit de dose absolu. La RIE est remarquablement ajustée couvrant pourtant 12 décades en débit de dose absolu. La Figure 70-b), représentant l'écart relatif entre la droite linéaire et les données, illustre en effet bien cet accord entre les différents jeux de données avec un écart toujours inférieure à 33 % malgré la large gamme de débits de dose. Ceci permet également de lever une hypothèse utilisée lors de cette association de résultats qui concerne la correspondance entre

le temps de production de la luminescence et la durée d'impulsion. Avec les données de type ELSA, la normalisation des mesures de RIE à la durée d'impulsion avait posé cette hypothèse. Si la durée de production des photons était plus courte ou plus longue que la durée d'impulsion, un écart devrait être observé entre les données obtenues sous faisceau continu et sous flash $X \mu\text{s}$. Avec une durée de production plus courte, la normalisation aurait placé les points ELSA (flash $X \mu\text{s}$) au-dessus de la droite actuelle. A l'inverse, un temps plus long aura abaissé la RIE normalisée. Avec l'ajout de cette nouvelle série de points provenant des flashes ASTERIX (flash $X \text{ ns}$), la normalisation s'aligne avec les résultats sous X continu et sous flash ELSA. De la statistique sera nécessaire pour transformer l'hypothèse en résultat qui pourrait être poursuivi en utilisant des flashes plus courts avec des débits de dose absolus encore plus élevés. Cette affirmation est également soutenue par la faible dose déposée par les flashes malgré les débits de dose absolus très élevés. Avec par exemple des flashes plus longs en durée que la nanoseconde mais avec des débits de dose équivalent à ceux d'ASTERIX, la dose déposée pourrait également induire de la RIA suffisante pour affecter l'amplitude de RIE correspondante.

L'accès à cette gamme de débits de dose absolus ouvre pleinement la possibilité de développer des diagnostics de faisceaux dédiés à la FLASH thérapie et ceux utilisant des faisceaux pulsés d'électrons à très haut débit de dose [193] comme expérimenté avec l'ORIATRON en mode électron. Avec une caractéristique linéaire de la RIE sur plus de 11 décades en débit de dose absolu, ce type de fibre optique apporte un poids d'intérêt conséquent pour la dosimétrie par fibre optique car la couverture d'installations d'irradiation par ce type de diagnostic devient très large. En développant une sonde basée sur la fibre dopée Azote, la plupart des sources d'irradiation peuvent être diagnostiquées sans devoir changer le type de senseur. L'extension à la gamme de débits de dose vers le $\text{GGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ ouvre la question de l'existence d'une limite en débit de dose pour la linéarité de la RIE. Outre le fait que la dose déposée jouera un rôle crucial à plus haut débit de dose absolu, en gardant des doses déposées équivalentes, des expériences seraient à mener pour tendre vers cette limite. Toutefois, cette exploration sera probablement aussi contrainte par l'existence d'installation délivrant ce genre de faisceaux extrêmes avec des doses pouvant être contrôlées. La classe ultime d'installations d'irradiation délivrant des débits de dose absolu supérieurs ou égaux au $\text{GGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ est l'ensemble des installations dédiées au contrôle de la fusion par confinement inertiel [176]. En obtenant un diagnostic à fibre optique capable d'être réactif au $\text{GGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$, le contrôle de débit de dose de classe fusion par confinement inertiel semble pouvoir être atteignable. La possibilité d'adapter la longueur de l'élément sensible du diagnostic mais également son diamètre de volume sensible permet même sa modularité vis-à-vis de l'environnement extrême à maîtriser. Le développement de tel détecteur ayant pour visée ce genre d'installations d'irradiation devra passer par plusieurs étapes pour montrer son plein potentiel et sa robustesse. Tout d'abord des campagnes d'irradiations sur des installations de classes MGy/s et GGy/s comme ELSA ou ASTERIX seront nécessaires pour évaluer la dépendance de la RIE avec le débit de dose. En atteignant de grands nombres d'impulsions ayant irradié la fibre senseur, l'impact de la dose par impulsion et

cumulée pourront être déterminés avec des débits de dose absolus de plus en plus élevés. Enfin des campagnes de mesures sur des installations de type Laser Mégajoule devront être réalisées pour démontrer la faisabilité d'un tel diagnostic.

ChapIV-B : Dosimétrie de source pulsée d'électrons à haut débit de dose

ChapIV-B-1 : RIA induite par un faisceau d'électrons

ChapIV-B-1.1 : Montage expérimental et protocole d'irradiation

Le faisceau impulsif d'ORIATRON peut être utilisé en mode électron en enlevant la cible de conversion. Grâce au montage de mesure de RIA présentée dans le Chapitre II à la section ChapII-B-1, des mesures d'atténuation induite par un faisceau d'électrons ont pu être réalisées sur cette installation afin de prévoir son impact sur les mesures de radioluminescence qui seront discutées une fois la RIA identifiée et mesurée. Les deux fibres présentées jusqu'ici, la fibre N et la fibre Ce, ont été irradiées par des séries d'impulsions dont le nombre a été progressivement augmenté. De cette manière, les effets de dose cumulée dus à l'ensemble des impulsions et de dose liée à une série unique d'impulsions peuvent être étudiés et distingués. Pour accentuer la manifestation de la RIA, des échantillons de fibres radioluminescentes longues de 10 cm ont été utilisés placés à 1 m de la source.

ChapIV-B-1.2 : RIA spectrale & temporelle de la fibre Ce

La fibre Ce est connue pour avoir une forte RIA dans la zone spectrale d'intérêt dès que la dose atteint quelques Gy(SiO_2) [16]. Ceci est confirmé par les mesures de RIA effectuées sur cette fibre sous électrons. Avec une dose moyenne par impulsion de l'ordre de 1,6 Gy(SiO_2), la RIA devient significative pour la fibre Ce après 5 impulsions soit 8 Gy(SiO_2) correspondant à la première marche croissante sur la Figure 71-b) (vers l'instant $t \approx 250 \text{ s}$). Les irradiations se sont enchaînées en augmentant le nombre d'impulsions d'électrons depuis 5 jusqu'à 100 pour la dernière salve. La RIA est alors marquée par une croissance synchronisée avec le passage des impulsions. Plus le nombre d'impulsions augmente, donc plus la dose par salve augmente plus la RIA apparaît. Hors irradiation, la RIA connaît une faible guérison comme illustrée dans la Figure 71-b) par la décroissance de la RIA entre chaque montée abrupte correspondant aux passages des salves d'électrons. Cette guérison est insuffisante pour annuler les effets de dose forçant la fibre à ne plus transmettre. Avec des pertes à 550 nm dépassant 80 dB/m après une dose de 382 Gy(SiO_2), la fibre a atteint un niveau de transmission trop faible pour être viable pour le transport de lumière.

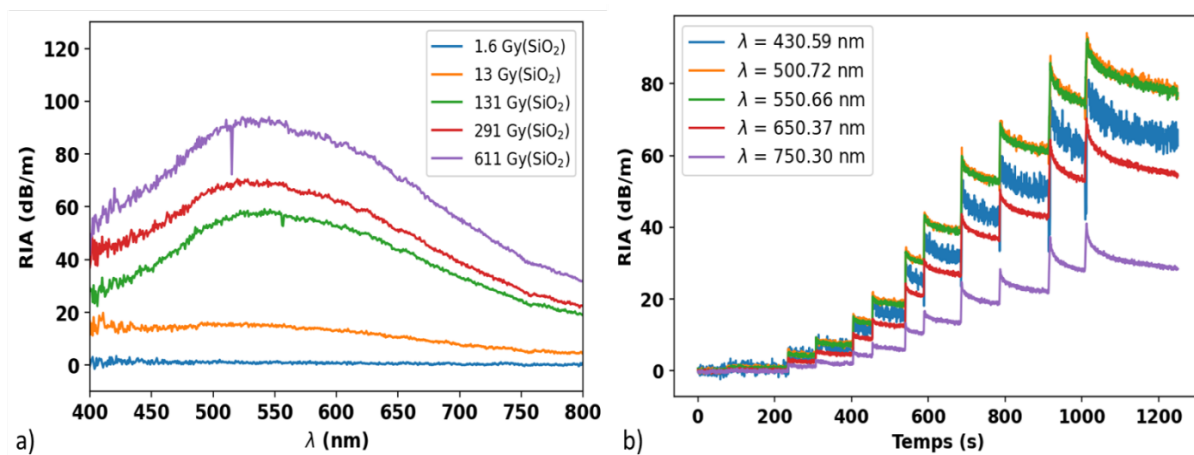


Figure 71 : a) RIA spectrale de la fibre Ce sous faisceau d'électrons irradiée par plusieurs séries d'impulsions donc plusieurs doses. b) RIA temporelle marquée par les passages des salves d'impulsions pour cinq longueurs d'onde couvrant la RIA spectrale.

Les Figure 72-a) et b) synthétisent l'impact de la dose sur la RIA en regardant la dose cumulée sur toutes les séries d'impulsions et la dose déposée par salve. La dose par salve a été calculée par le produit du nombre d'impulsions ayant irradiées la fibre sous test compris entre 1 et 100 et la dose par impulsion soit 1,6 Gy(SiO₂). Cette croissance avec la dose semble toutefois tendre vers une forme de saturation. A forte dose, la mesure de RIA en ligne devient difficile à effectuer conduisant à devoir soit raccourcir les échantillons pour retarder l'impact de la RIA soit travailler avec des longueurs d'onde proches du visible où la RIA est moins forte. Malgré cet effet d'atténuation, les résultats de mesure de radioluminescence qui seront traitées dans la section B-2 suggèrent une décorrélation entre l'impact de la RIA et la transmission de la RIE par une même fibre.

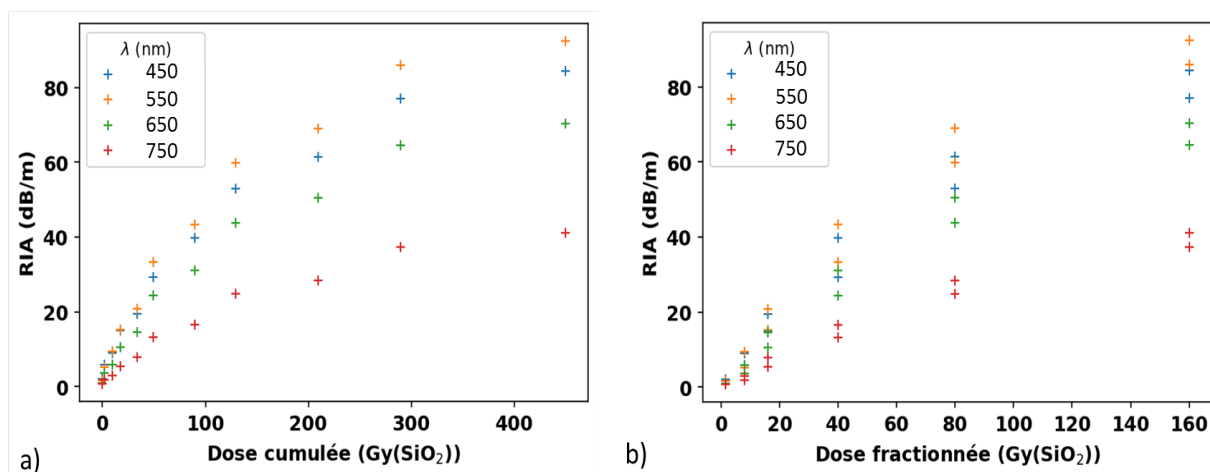


Figure 72 : a) RIA de la fibre Ce en fonction de la dose cumulée pour quatre longueurs d'onde balayant la RIA spectrale. b) RIA de la fibre Ce en fonction de la dose par salve pour quatre longueurs d'onde balayant la RIA spectrale.

ChapIV-B-2 : Réponse RIE induite par un faisceau d'électrons intense

ChapIV-B-2.1 : RIE spectrale et temporelle de la fibre Ce

Les irradiations sous électrons, comme nous l'avons précédemment introduit, sont à l'origine d'un signal de RIE dans les fibres radioluminescentes qui peut être étudié spectralement, grâce aux forts débits de dose considérés. La Figure 73-a) montre le spectre de RIE obtenu avec 1000 impulsions cadencées à 25 Hz, sans correction pour la réponse du spectromètre. La Figure 73-b) illustre la réponse temporelle, à différentes longueurs d'onde, de la bande de radioluminescence de la fibre Cérium. Les spectres qui seront ainsi présentés par la suite seront la somme de l'ensemble des spectres mesurés durant la période d'irradiation. Cette opération a pour but d'exacerber la bande de luminescence et d'améliorer la détermination de sa forme spectrale. Cette bande est due à la transition électronique radiative du Ce^{4+} vers Ce^{3+} (Al Helou, 2018), [154] centrée autour de 480-500 nm. La forme et la position de la bande spectrale ainsi mesurées sont supportées par les mesures effectuées dans [160], [170] avec des fibres dopées Cérium à plus gros diamètre sans structure de guidage dont le dopage est réalisé à partir de poudre contenant du Cérium et la fibre est obtenue par voie Sol-Gel. Toutefois, un décalage de la bande de 450-460 nm vers 480-500 nm apparaît avec les préformes produites par la méthode MCVD [16] que ce soit en photoluminescence comme en radioluminescence. Le suivi temporel de la bande spectrale donnée dans la Figure 73-b), montre que la RIE temporelle est stable avec la dose cumulée jusqu'à 1,6 kGy(SiO_2) pour les 6 longueurs d'onde présentées. Cela montre que la RIE peut être transmise par la fibre Ce malgré des doses qui ont engendrés une RIA de plus de 80 dB/m à 550 nm. Le rayonnement Cerenkov est connu pour être inversement proportionnel au carré de la longueur d'onde [194], [195] ce qui devrait déformer les spectres sommés en ajoutant un pied de distribution décroissant avec la longueur d'onde. Cet ajout aurait comme impact de créer une asymétrie dans les bandes d'émission en surélevant les émissions dans le domaine UV convolué par la réponse du spectromètre de mesure. Avec 1000 impulsions cadencées à 25 Hz irradiant la fibre Ce durant 40 secondes, aucune déformation spectrale pouvant être associée au rayonnement Cerenkov n'a été observée.

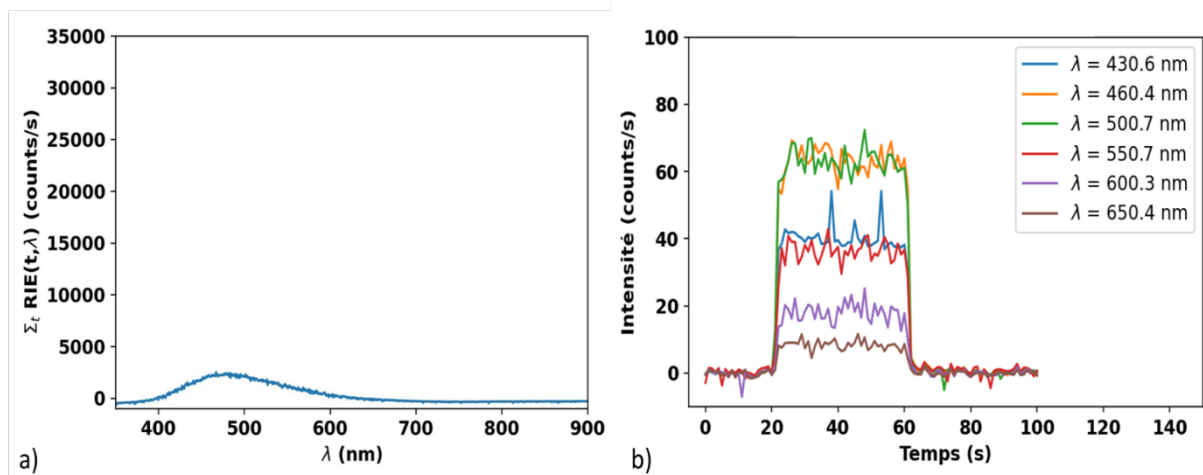


Figure 73 : a) RIE spectrale de la fibre Ce sous électrons sommée sur 1000 impulsions cadencées à 25 Hz pour une dose cumulée de 1.6 kGy(SiO₂). b) RIE temporelle sur la même série d'impulsions pour plusieurs longueurs d'onde couvrant le spectre de radioluminescence.

En irradiant la fibre Ce avec 20000 impulsions cadencées à 100 Hz, illustré par la Figure 74-a) du point de vue spectral et –b) du point de vue temporelle, la bande de radioluminescence croît encore en intensité. La cadence, plus que le nombre d'impulsions, permet d'alimenter la stimulation de la radioluminescence. Cependant l'apport en énergie plus soutenu induit également la formation de structures absorbantes qui font apparaître la RIA comme cela peut être observé sur la Figure 74-b) avec la baisse de l'intensité de radioluminescence. La dose cumulée ici est de 32 kGy(SiO₂) pour la série d'impulsions qui s'ajoute aux 113 kGy(SiO₂) précédemment déposés. L'augmentation du nombre d'impulsions durant l'irradiation et donc du temps d'irradiation n'a permis de mettre plus évidence la présence de l'émission Cerenkov. La déformation du spectre d'émission n'est pas visible malgré un nombre d'impulsions multiplié par 20 et une cadence d'impulsion plus élevée qui aura permis une meilleure stimulation de l'effet Cerenkov. Une recherche de mise en évidence du rayonnement Cerenkov devra passer par une expérience de rotation des fibres soumises aux radiations. En effet, le rayonnement Cerenkov est généré selon un angle d'ouverture fonction de l'énergie de la particule génératrice et de l'indice optique du milieu de propagation comme décrit dans la ChapI-D-2.3.2. Avec le montage expérimental utilisé jusqu'à présent, la fibre a été placée perpendiculaire horizontalement à l'axe de propagation du faisceau aux imprécisions de positionnement près. Un montage cherchant à changer l'angle d'incidence du faisceau d'électrons sur la fibre pourrait être réalisée pour déterminer l'angle optimal pour la production et la collecte du rayonnement Cerenkov dans la fibre.

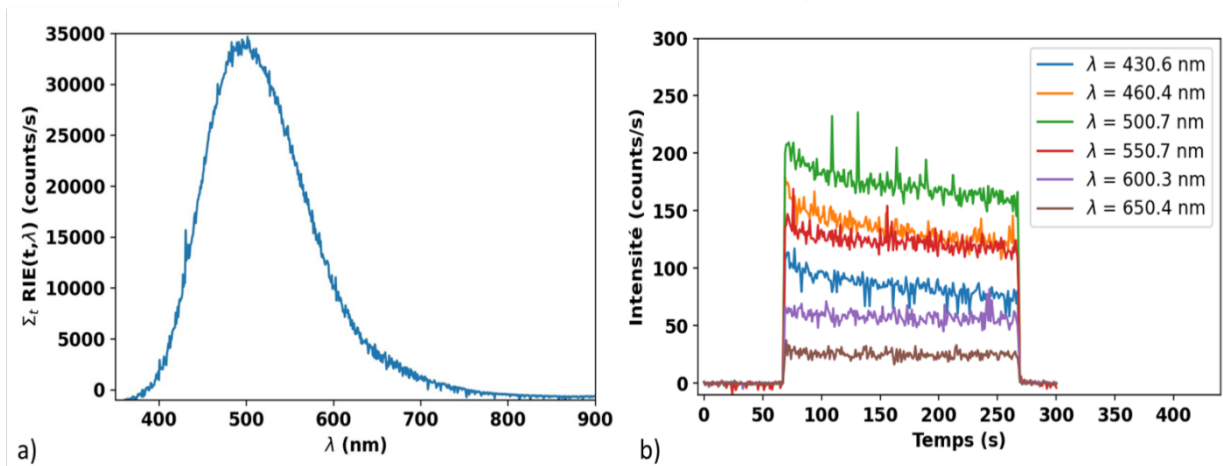


Figure 74 : a) RIE spectrale de la fibre Ce sous électrons sommée sur 20000 impulsions cadencées à 100 Hz pour une dose cumulée de 32 kGy(SiO₂). b) RIE temporelle sur la même série d'impulsions pour plusieurs longueurs d'onde couvrant le spectre de radioluminescence.

Avec une cadence plus élevée soit 150 Hz et un nombre équivalent de 20000 impulsions, la bande de radioluminescence croît encore légèrement comme illustré par les Figure 75-a) et –b). La croissance ralentit tout de même fortement laissant penser qu'une saturation apparaît. Toutefois, la RIA devient également très compétitive visible par la baisse de la radioluminescence temporelle dès le démarrage de l'irradiation. Enfin, comme déjà observé, malgré une cadence encore plus élevée, aucune déformation du spectre dans l'UV ne laisse penser à la présence de l'effet Cerenkov. L'asymétrie liée à la présence du rayonnement Cerenkov dans les spectres de RIE mesurés devraient prendre place par la somme appliquée. Sans pouvoir dire qu'il n'y a pas d'émission Cerenkov contribuant aux spectres de RIE mesurés, ceci ne semble donc pas guidé par le nombre d'impulsions irradiant la fibre sonde ni la cadence des impulsions.

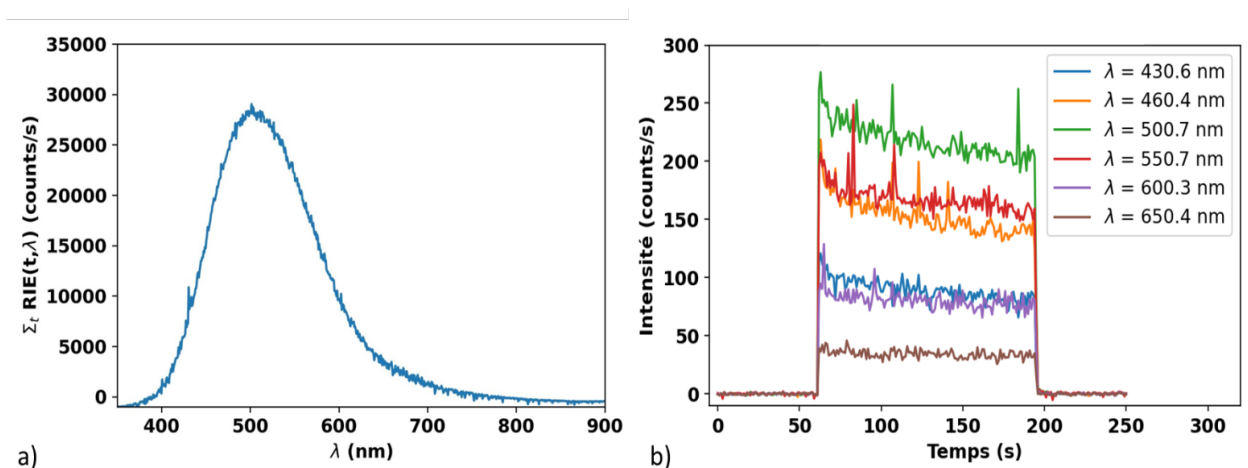


Figure 75 : a) RIE spectrale de la fibre Ce sous électrons sommée sur 20000 impulsions cadencées à 150 Hz pour une dose cumulée de 32 kGy(SiO₂). b) RIE temporelle sur la même série d'impulsions pour plusieurs longueurs d'onde couvrant le spectre de radioluminescence.

L'ensemble des résultats ici montrés affiche une différence directe entre ce que la RIA devrait donner comme comportement à la transmission de la RIE et la RIE qui est effectivement mesurée. La RIA absorbe la lumière transmise durant sa propagation dans la structure de la fibre optique irradiée. Avec une atténuation induite continuellement croissante avec la dose déposée et étant supérieure à 20 dB/m pour toute longueur d'onde d'émission de la RIE produite par la fibre Ce, la RIE mesurée par le spectromètre et le tube photomultiplicateur devrait s'effondrer dès les premières secondes d'irradiation d'un facteur supérieur à 100 pour une longueur de l'ordre de 10 cm de fibre Ce après 400 Gy(SiO₂). Avec une dose déposée de 1,6 Gy(SiO₂) cadencée à 250 Hz, cette dose est atteinte en 1 s. Les observations obtenues supportées par les Figure 73, Figure 74 et Figure 75 montrent que la RIE peut être transmises sans difficulté malgré des doses élevées bien au-delà du kGy(SiO₂). Avec la dose déposée durant une simple irradiation, l'atténuation induite engendre une diminution progressive de l'amplitude de RIE comme observé dans les trois dernières figures. Cependant, entre deux irradiations consécutives, la RIA ne semble pas diminuer le niveau initial de la RIE avec même un gain en amplitude lorsque la fréquence de production des impulsions augmente comme montré par l'évolution de l'amplitude mesurée en début d'irradiation sur les trois figures ci-dessus depuis 50 counts/s à 500 nm pour une cadence de 25 Hz à 250 counts/s à la même longueur d'onde pour une cadence de 250 Hz. L'amplitude suit la variation de cadence avec une atténuation de l'ordre de 17 % entre les deux cadences maximales. Avec une cadence plus faible et un nombre d'impulsions intégrés faible, soit une dose déposée faible, la bande spectrale d'émission de la fibre peine à se former et à se stabiliser. D'autre part, avec un nombre d'impulsions identique mais une cadence plus élevée, la bande d'émission de la fibre dopée Cérium est maximisée par la plus faible cadence illustrée par les bandes plus intenses obtenues avec 20000 impulsions à une cadence de 100 Hz et à 150 Hz. La dose intégrée avec 150 Hz modifie non seulement l'amplitude de la RIE décroissante à cause de la RIA mais également la pente de la décroissance. La somme de la RIE sur la durée d'irradiation intègre donc des spectres de RIE dont l'amplitude décroît plus rapidement à une cadence de 150 Hz que de 100 Hz résultant par une somme plus faible.

La fibre Ce est donc toujours capable de produire et transmettre sa radioluminescence malgré une dose cumulée supérieure à 225 kGy(SiO₂) avec une tendance à la baisse prononcée mais restant inférieure à 25 %.

ChapIV-B-3 : Synthèse des irradiations sous électrons

Avec les résultats obtenus sous faisceaux d'électrons intenses, les mécanismes de RIA et de RIE semblent pouvoir être dissociés. Ces mécanismes évoluant s'ils sont synchronisés, devraient conduire à une extinction progressive de la radioluminescence transmise par la fibre dans laquelle la RIA apparaît. Cependant, ces résultats montrent que la luminescence ne subit pas l'atténuation mesurée lors des mesures de RIA. Avec les doses déposées, une extinction de la RIE devrait se manifester dès les

premières secondes d'irradiation, empêchant toute mesure prolongée de RIE. Tandis que la fibre Ce n'est clairement pas adaptée pour le suivi de faisceau intense d'électrons via l'utilisation de la RIA sur de longues périodes d'irradiation, la RIE qu'elle produit sous électrons reste fiable à plus de 75 % malgré des doses cumulées allant jusqu'à plus de 225 kGy(SiO₂).

ChapIV-C : Dosimétrie de faisceau neutronique

ChapIV-C-1 : Montage expérimental et protocole d'irradiation

Les sondes qui ont été irradiées sur l'installation GENESIS, décrite dans la section ChapII-A-1.3.2, ont été préparées avec quatre types de fibre optique. Depuis la source jusqu'à l'instrumentation, plusieurs types de fibres ont été utilisées afin de garantir une mesure dans les conditions expérimentales les plus optimisées. La fibre N a tout d'abord été conditionnée avec un échantillon de 2 m sous la forme d'un anneau de 2,5 cm de diamètre. Il a été placé à une distance de 3,5 cm de la cible de conversion afin de bénéficier d'une homogénéité de flux supérieure à 90 %. L'échantillon est petit mais permet d'avoir un impact faible des pertes par courbure. Une des extrémités libres a été ensuite soudée à 2 m de fibre SRH permettant de sortir de la zone d'irradiation et minimisant la RIA qui pourrait dégrader la transmission de la RIE. Une longueur de fibre multimode possédant un connecteur à une extrémité a été ajoutée afin de pouvoir joindre la fibre SRH à une fibre de transport longue de 15 m gainée immunisée aux parasites lumineux tout en évitant l'utilisation de connecteur rapide. Cette dernière longueur a été déployée pour relier la sonde complète à l'instrumentation située à 15 m de la source de neutrons derrière un mur de béton et de paraffine. Le montage ainsi préparé permet d'isoler suffisamment le transport de la radioluminescence de la lumière parasite persistante durant l'irradiation et d'éloigner les éléments sensibles comme le PMT de la source de radiation en le plaçant derrière un mur modérateur de neutrons. Plusieurs irradiations ont été effectuées afin de balayer les capacités de l'installation en termes de flux ainsi que d'accumuler suffisamment de points de mesures pour obtenir des données statistiquement solides. Ainsi afin de balayer la gamme de flux depuis $5 \cdot 10^5$ n/cm²/s jusqu'à $3,5 \cdot 10^7$ n/cm²/s, une série de 6 irradiations a été nécessaire. La fluence cumulée pour l'échantillon de fibre N atteint $8,73 \cdot 10^{11}$ n/cm².

ChapIV-C-2 : Temporalité de la RIE de la fibre N sous neutrons

ChapIV-C-2.1 : Diagnostic temporel de flux de neutrons stable

Sur l'installation GENESIS, le flux de neutrons 14 MeV est assuré par le maintien du courant d'ions D⁺ envoyés sur la cible de conversion. Dans son fonctionnement normal, l'accélérateur reçoit une consigne de courant qu'il doit maintenir durant toute la durée d'irradiation. Pour balayer les flux accessibles sur l'installation, il faut donc envoyer plusieurs consignes palliatives. Pour chaque palier expérimenté, une nouvelle irradiation a été effectuée durant laquelle le courant envoyé sur la cible a été mesuré et enregistré, comme illustré par la Figure 76-a). Pour chaque mesure de courant, un facteur de conversion fourni par les opérateurs de l'installation est appliqué pour transformer le courant $I(D^+)$ [μ A]

en flux de neutrons Φ_n [n/cm²/s] via l'équation eq1 présenté sur l'axe des ordonnées de gauche sur la Figure 76-a).

$$\Phi_n = \frac{3.5 \cdot 10^7 \text{ n/cm}^2}{180 \mu\text{A}} I(D^+) \text{ (eq 1)}$$

En parallèle, une mesure de RIE a été effectuée pour chaque courant nominal envoyé sur la cible donc pour chaque flux nominal de neutrons illustré par la Figure 76-b).

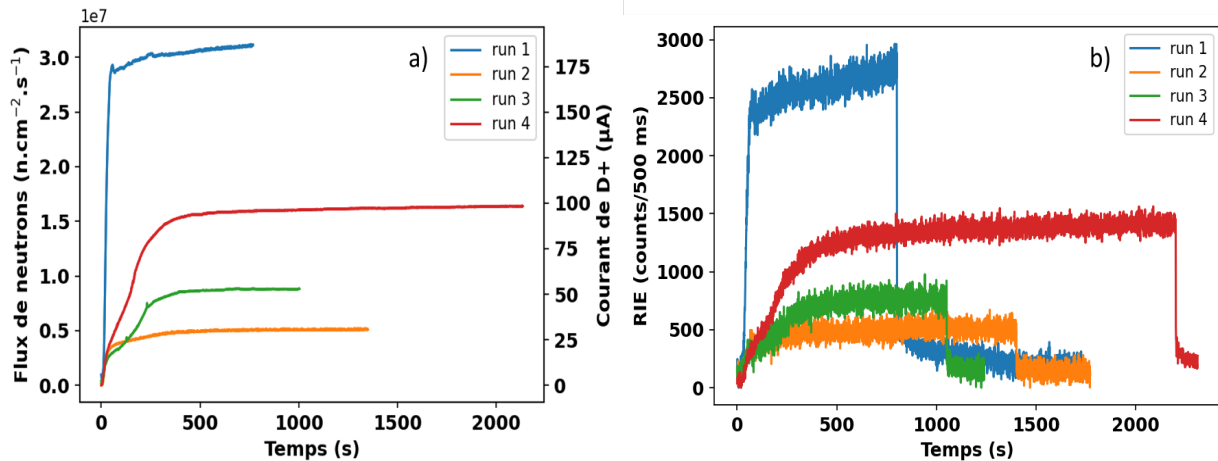


Figure 76 : a) Mesures du courant d'ions D+ sur cible avec conversion en flux de neutrons 14 MeV. b) Mesures de RIE associées aux courants et flux de neutrons 14 MeV présentés en a).

Ces résultats montrent la synchronisation directe de la RIE avec la génération du flux de neutrons. Pour ces mesures, le courant d'ions était stable ce qui est effectivement suivi par la RIE de la fibre N. Ce type de fibres optiques peut ainsi être employé afin de contrôler en temps réel la production de neutrons pour l'irradiation de composants en test ou pour le contrôle de l'irradiation elle-même. En adaptant la longueur d'échantillon, ce type de détecteur serait également capable d'être déployé à plusieurs endroits face à la source pour établir une carte de flux en temps réel. Afin d'évaluer les performances du détecteur face à la fluence neutron, des irradiations plus longues seraient à réaliser ou en utilisant des fluences plus élevées afin de déterminer les limites et les évolutions de la RIE.

ChapIV-C-2.2 : Réactivité aux variations de flux

Sur l'accélérateur, certaines consignes comprises entre 130 et 160 μA rendaient le courant d'ions instable ayant comme conséquence principale une production erratique de neutrons lorsque le courant entre dans cette gamme. Avec la Figure 77-a) montrant le courant d'ions mesuré dans une configuration stable avec l'irradiation « run 1 » et instable avec les irradiations « run 6 » et « run 7 », la Figure 77-b) montre la RIE correspondant à ces courants d'ions mesurés. La RIE est encore une fois réactive aux variations de flux neutron tout en gardant le suivi temporel du flux. A l'apparition des instabilités du faisceau, des arrêts de l'accélérateur ont été effectués pour tenter de stabiliser le courant et donc le flux, signés par les chutes et croissances à pic de la RIE. L'amplitude de RIE suit parfaitement

les variations de flux engendrées par les coupures de l'accélérateur avec un temps de réaction mesuré de 500 ms qui est limité par la période d'intégration du tube photomultiplicateur utilisé. A l'arrêt de l'accélérateur durant un redémarrage, l'activité rémanente de la source de neutrons et de l'air environnant maintient une irradiation de la fibre radioluminescente visible par l'amplitude de RIE non nul entre $t \approx 800$ s et $t \approx 1000$ s. Ce signal mesuré est la signature en temps réel de la production de neutrons par l'interaction des ions deutérium avec la cible dopée au Tritium. Cette propriété montre que cette fibre optique est capable de diagnostiquer la présence de neutrons avec des flux supérieurs ou égaux à 10^5 n/cm²/s.

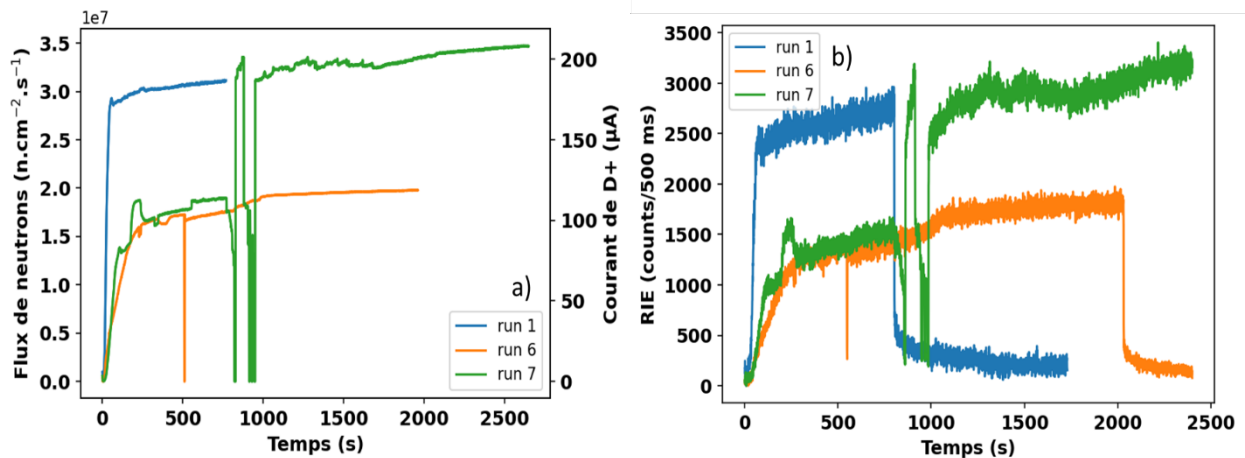


Figure 77 : Mesure de RIE sous faisceau de neutrons 14 MeV à flux instable a) Mesures du courant d'ions D+ sur cible avec conversion en flux neutron. b) Mesures de RIE associées aux courants et flux neutrons présentés en a).

ChapIV-C-3 : Simulation GEANT4 de la dose déposée par les neutrons sur la fibre N

La fibre utilisée jusqu'ici possédait un diamètre de cœur de 50 µm montrant une réponse aux neutrons illustrée par les Figure 76 et Figure 77. Cette sensibilité peut être modifiée en changeant le diamètre de la zone dopée dans la fibre. En effet, les sections efficaces d'interaction du neutron explicitées dans le chapitre I sont directement dépendantes de la quantité de matière traversée. En changeant le diamètre de la fibre, la quantité de matière parcourue par le flux de neutrons incidents varie influençant la probabilité d'interaction. Pour étudier cet aspect, la simulation de l'interaction des neutrons avec une géométrie de type fibre optique a été effectuée. Sous le code de simulation Monte-Carlo GEANT4 [190]–[192], une géométrie équivalente de la fibre N a été simulée comme illustré par la Figure 78-a) avec la composition détaillée dans le tableau à proximité de la figure. Une géométrie 3D de la fibre a été réalisée reproduisant les différentes sections de la fibre N. Un matériau a été défini pour ses sections basé sur les compositions chimiques données dans [68], [117], [126] qui permettent également de définir les rayons des sections. Pour pouvoir simuler la dose déposée par un faisceau de neutrons qui est une quantité volumétrique, il est nécessaire que la géométrie possède une épaisseur qui dans notre cas, correspondra à dix fois le diamètre de la section la plus grande de la fibre modélisée soit

au moins 2,5 cm d'épaisseur. Pour estimer la dose déposée par neutron dans cette géométrie et l'étudier en fonction du rayon de la fibre, 10^7 et 10^8 neutrons 14 MeV ont été projetés sur cette forme de fibre en faisant varier le rayon de la fibre depuis 2 μm jusqu'à 100 μm . Le choix du nombre de particules incidentes (Primary en anglais) est déterminé par la convergence des simulations. Avec des fluences inférieures à 10^7 neutrons incidents, certaines régions de la géométrie n'ont pas assez interagi avec les neutrons pour que les valeurs soient statistiquement représentatives ayant comme conséquence une valeur biaisée et une erreur élevée. La convergence de la simulation apparaît avec 10^7 neutrons incidents étendus à 10^8 pour confirmer les valeurs de la simulation. Ces valeurs sont également un bon choix vis-à-vis du temps de calcul qui augmente rapidement avec le nombre de particules incidentes. La dose déposée par les neutrons est enregistrée durant chaque simulation ainsi que celle engendrées par les particules secondaires générées. Le faisceau de neutrons incidents est paramétré pour être considéré monodirectionnel de la gauche vers la droite de la Figure 78-b). Elle illustre et synthétise le rapport de la dose déposée dans la fibre simulée sur la fluence neutronique. L'incertitude absolue normalisée sur la dose déposée est calculée en chaque cellule du maillage et moyenné comme illustré par la Figure 78-c). Afin de garder des proportions réalistes entre les rayons de cœur et de gaine, les rayons de cœur inférieurs à 50 μm ont reçu une gaine d'un rayon de 62,5 μm , les rayons de cœur compris entre 50 et 75 μm ont reçu une gaine d'un rayon de 87,5 μm et enfin les rayons de cœur compris entre 75 à 100 μm ont reçu une gaine d'un rayon de 112,5 μm . Ainsi en enregistrant la dose déposée dans le cœur et la gaine de la fibre en fonction du rayon, il est possible de prédire l'impact sur la sensibilité de la fibre. Le tout a été recouvert par une gaine mécanique en acrylate d'un rayon de 125 μm invariant pour tout rayon de cœur.

Avec un cœur de 50 μm de rayon et une gaine de 62,5 μm de rayon, le rapport de la dose déposée sur la fluence est homogène dans le cœur avec un rapport moyen de $1,5 \cdot 10^{-11} \text{ Gy}(\text{SiO}_2) \cdot \text{cm}^2$ avec une erreur inférieure à 7 %. Cela signifie qu'une fluence de $6,6 \cdot 10^{10} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ sera nécessaire pour atteindre une dose déposée de 1 Gy(SiO_2) dans le cœur de la fibre. Une concentration de la dose se forme dans la gaine à l'arrière de la fibre dans le sens de propagation des neutrons. Cette observation peut être expliquée par le parcours des neutrons dans la silice qui augmente très légèrement leur probabilité d'interaction.

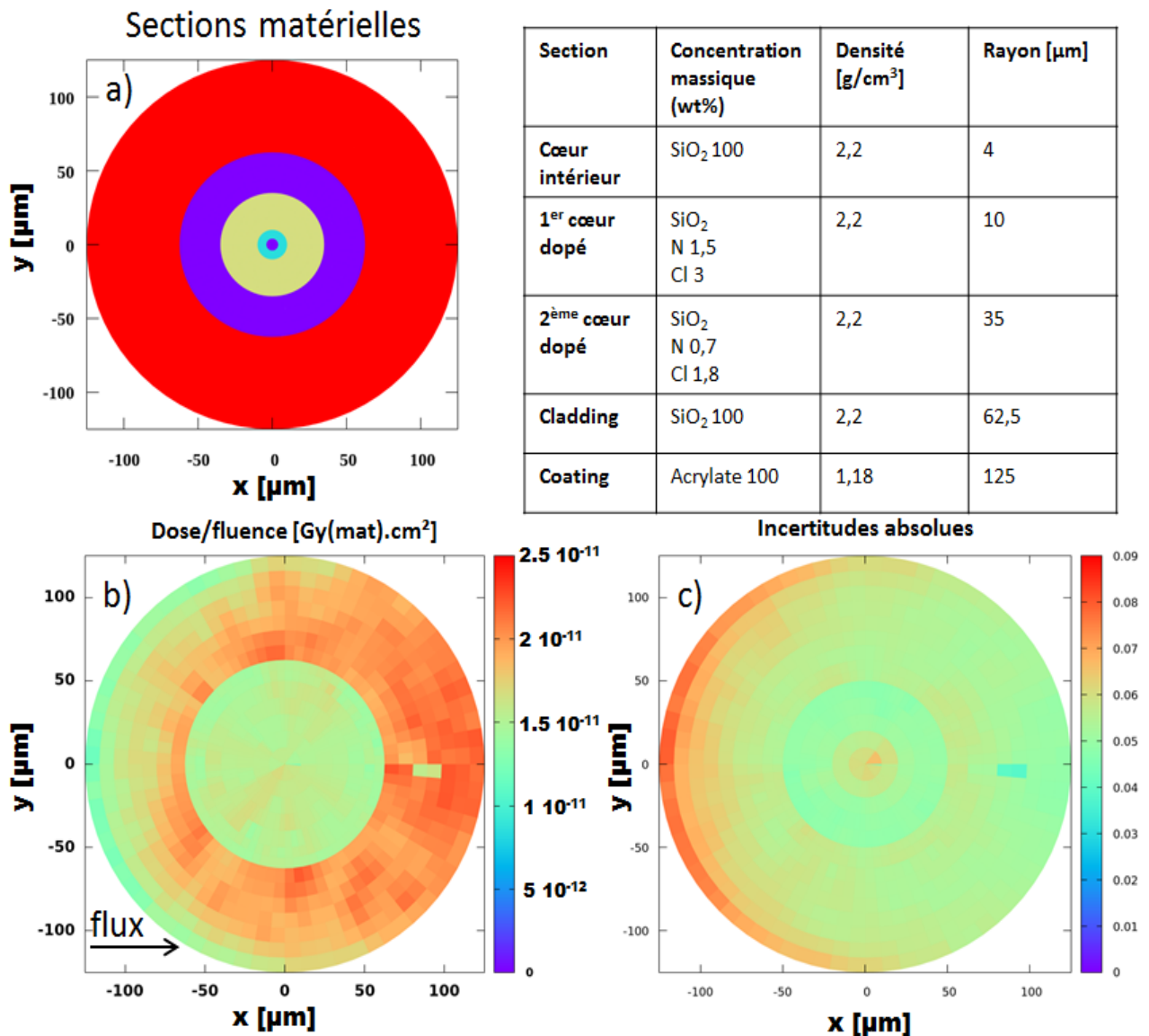


Figure 78 : a) Géométrie des sections modélisées pour la simulation. b) Rapport de la dose déposée sur la fluence de neutrons 14 MeV dans la géométrie simulée en a). c) Incertitudes absolues du ratio dose sur fluence. Le tableau montre la constitution matérielle et le rayon utilisés pour chaque section simulée illustrée dans a).

L'ensemble de simulations effectuées est regroupé dans la Figure 79 pour rendre compte de la dépendance du ratio dose sur fluence avec le rayon de la fibre. Pour 10^8 neutrons incidents, le ratio dose sur fluence converge vers une valeur de $1,5 \cdot 10^{-11}$ Gy(SiO₂) · cm² pour tout rayon compris entre 2 et 100 μm. Une fluence totale de 10^7 neutrons tend également vers la même valeur bien que les faibles rayons fluctuent vers une valeur plus faible à cause du plus faible volume d'interaction. Ce résultat montre qu'une fibre plus grande collectera plus de neutrons à fluence équivalente ce qui aura pour conséquence d'accroître la sensibilité de la fibre à plus grand rayon. Avec des fibres dont le rayon est compris entre 2 et 100 μm, à concentration d'Azote identique, la sensibilité par rapport à celle actuellement expérimentée peut être adaptée par le rapport des surfaces de fibre pouvant varier de $6,4 \cdot 10^{-3}$ à 16. Cette

variation pourrait conduire à une extension de la gamme de flux mesurable que nous étudierons dans les deux prochaines sections.

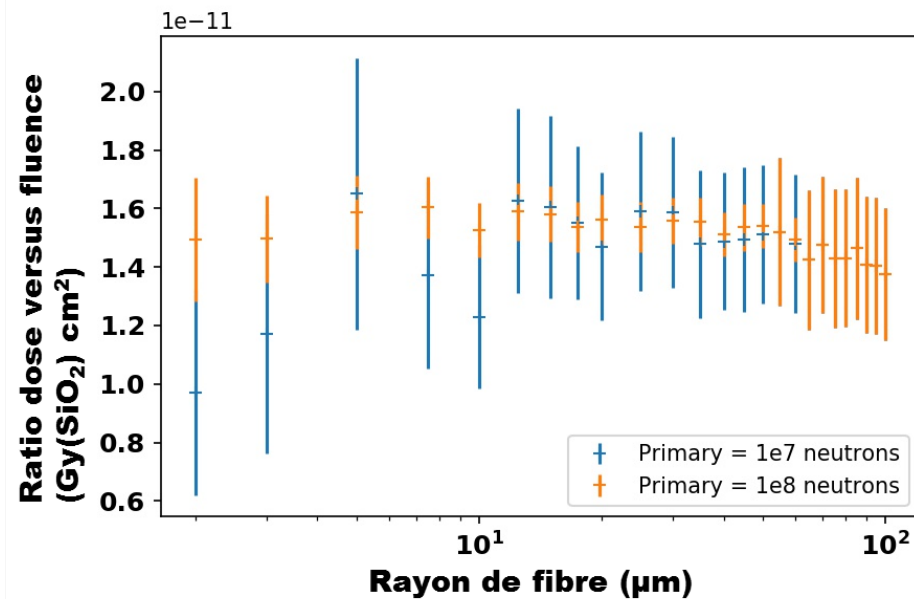


Figure 79 : Ratio de dose sur fluence neutron 14 MeV en fonction du rayon de la fibre N.

Jusqu'ici, la simulation a pris comme hypothèse l'invariance de la concentration en Azote lors de la variation de la géométrie. Un ensemble de simulation complémentaire serait donc à réaliser dans le but de déterminer l'influence de la concentration du dopant en fonction du rayon de la fibre sur ce ratio. La littérature ne fournissant pas de support sur le sujet ne permet pas non plus de prédire les conséquences du changement de concentration. Toutefois, les épaisseurs mises en jeu dans l'interaction neutron-fibre sont suffisamment fines pour que malgré des concentrations variant du simple au triple, le matériau majoritaire dans l'interaction neutron-fibre restera la silice avec les résultats obtenus ci-dessus.

ChapIV-C-4 : Calibration de la source de neutrons par la radioluminescence de la fibre N

Grâce aux différentes mesures de flux réalisées précédemment, il est possible d'en obtenir une calibration de la RIE avec le flux de neutrons 14 MeV. En effet grâce à la synchronisation de la RIE avec le flux, une association de l'amplitude de RIE avec le flux de neutrons peut être effectuée et présentée dans la Figure 80. Une tendance à la linéarité apparaît dans la corrélation entre RIE et flux de neutrons. Les plateaux en flux qui ont été expérimentés ont duré suffisamment longtemps pour acquérir un grand nombre de mesures de RIE. Ceci a comme conséquence d'avoir une plus grande dispersion autour de l'amplitude de RIE atteinte mais aussi une valeur moyenne mieux évaluée grâce à la statistique. La simulation numérique effectuée précédemment apporte la possibilité de convertir le flux de neutrons en débit de dose. Ainsi, la fibre N préparée en un échantillon long de 2 m permet de mesurer des débits de dose neutrons compris entre 20 et 500 $\mu\text{Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$, illustré dans la Figure 80, avec un comportement

particulièrement linéaire. L'extension de la gamme de flux mesurable pourrait se faire en exploitant la dynamique complète du tube photomultiplicateur. Cette méthode a déjà été utilisée avec les rayons X pulsés produit par ORIATRON et peut être répétée pour ces données. Le tube photomultiplicateur utilisé ici est capable de mesurer des flux de photons de radioluminescence compris entre 100 counts/s et $1,5 \cdot 10^6$ counts/s en gardant une réponse linéaire avec le flux incident sur la photocathode. Cette dynamique offre la possibilité de mesurer des flux plus élevés tendant vers $1,1 \cdot 10^{10}$ n/cm²/s, soit 0,164 Gy(SiO₂)/s, si la radioluminescence garde son caractère linéaire avec la croissance du flux.

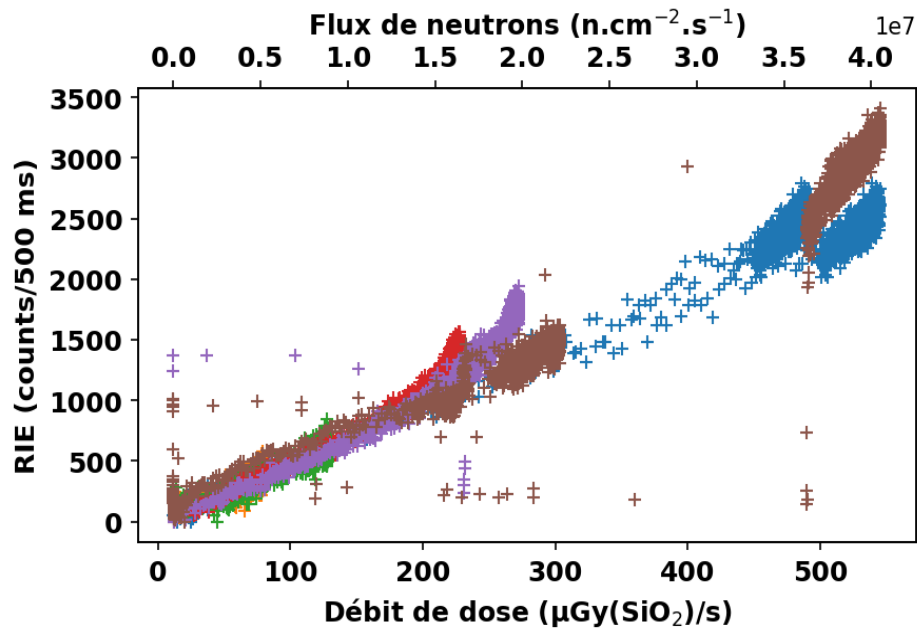


Figure 80 : Dépendance de la RIE de la fibre N avec le flux de neutron converti en dose via le ratio dose sur fluence obtenu par la simulation.

ChapIV-C-5 : Sensibilité au flux de neutrons modifiée par la géométrie

En utilisant les simulations numériques précédemment discutées, la gamme de flux détectable peut être translatée en changeant le rayon du cœur de la fibre dopée pour adapter la sensibilité de la sonde. En appliquant une fonction linéaire à la calibration obtenue précédemment, cette fonction sera ajustée par le rapport des surfaces pour des rayons compris entre 2 et 100 μm et celui de 25 μm actuellement expérimenté. L'échelle modifiée présentée dans la Figure 81 permet de faire ressortir une saturation de la détection pour les bas flux. Pour les débits de dose inférieurs à 10 μGy(SiO₂)/s, soit $6,6 \cdot 10^5$ n/cm²/s, l'amplitude de radioluminescence n'est plus perceptible par le PMT. L'augmentation du rayon par un facteur 4, soit 100 μm de rayon de cœur, permet de pallier ce problème et de détecter des flux aussi faibles afin de tendre vers des valeurs de l'ordre de 4 μGy(SiO₂)/s, soit un flux neutron de $2,6 \cdot 10^5$ n/cm²/s. L'augmentation du rayon du capteur a également un impact sur le flux maximal détectable mesurable qui est réduit à 0,01 Gy(SiO₂)/s soit un flux neutron de $6,93 \cdot 10^8$ n/cm²/s. La diminution du rayon permet d'explorer les flux et débits de dose plus élevés. Le seuil de détection des

bas flux est largement rehaussé avec un minimum de flux mesurable à $2,03 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ soit un débit de dose de $3,04 \text{ mGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$. Cette translation permet d'accéder à des flux bien plus élevés jusqu'à un niveau saturant vers $1,5 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ soit $23 \text{ Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$. L'ensemble des gammes accessibles de flux et de débits de dose est regroupé dans le Tableau 2.

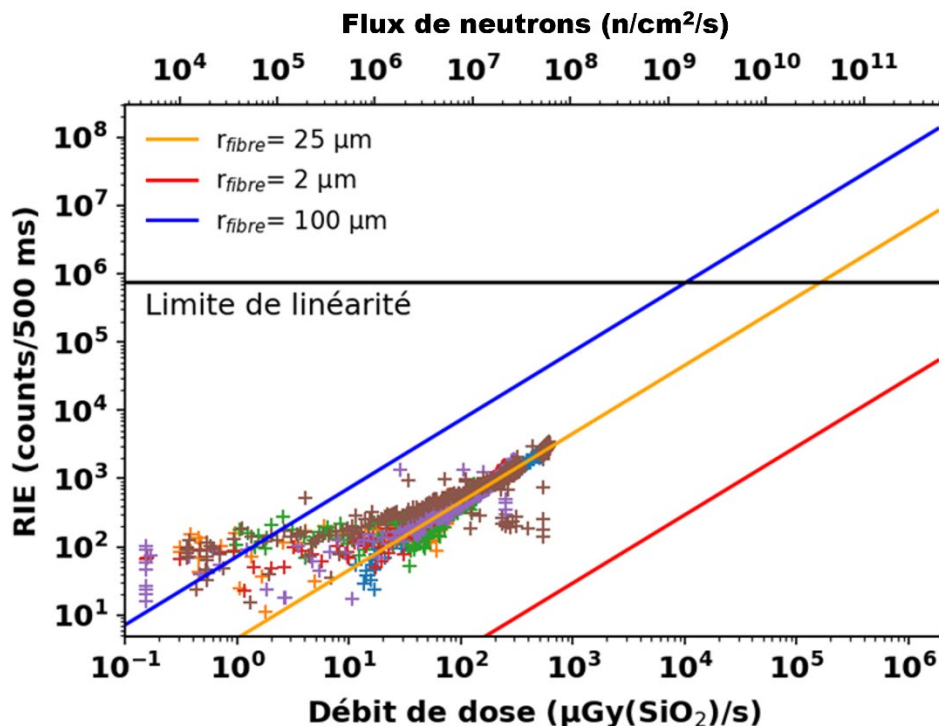


Figure 81 : Extension de la gamme de flux mesurable par la dynamique du PMT et la modification de la géométrie de la fibre senseur.

Tableau 8 : Gamme de flux et de débits de dose accessibles par le changement de rayon couvrant la dynamique complète du PMT.

Rayon de cœur de la sonde	Flux accessibles ($\text{n/cm}^2/\text{s}$)	Débits de dose ($\text{Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$)
100 μm	$[2,6 \cdot 10^5 - 6,3 \cdot 10^8]$	$[4 \cdot 10^{-6} - 0,01]$
25 μm	$[6,6 \cdot 10^5 - 1,1 \cdot 10^{10}]$	$[1 \cdot 10^{-5} - 0,16]$
2 μm	$[2,3 \cdot 10^8 - 1,5 \cdot 10^{12}]$	$[3 \cdot 10^{-3} - 23]$

ChapIV-D : Conclusion du chapitre 4

Ce chapitre a démontré la faisabilité d'un dosimètre à fibre optique pour des installations dont la production de radiations est considérée comme exotique. Par une temporalité particulière des faisceaux comme les impulsions de rayons X ou par la nature particulière des détecteurs associés à certains types de particules comme les neutrons, ces sources de radiation demandent un développement

spécifique d'instrumentation. Pour réaliser des démonstrateurs de détecteurs à fibre optique pour ce genre de sources exotiques, plusieurs installations ont donc été utilisées pour irradier des fibres optiques sélectionnées pour ce type d'application. Les réponses des fibres optiques face aux radiations dans ces configurations radiatives exotiques, a permis d'acquérir des comportements intéressants et prometteurs pour leur applications à la détection de radiation.

En irradiant une fibre dopée Cérium sur une source de rayons X pulsée avec plusieurs débits de dose, une calibration de l'amplitude de RIE en fonction du débit de dose a été obtenue entre 5 mGy(SiO₂)/s et 133 mGy(SiO₂)/s. Cette calibration linéaire avec le débit de dose peut être étendue afin de démontrer la gamme complète de débits de dose accessible via ce type de détecteur. Avec un échantillon de 11 cm de fibre dopée Cérium, l'extension linéaire de la gamme de débits de dose permet donc de les diagnostiquer entre 0,1 mGy(SiO₂)/s et 10 Gy(SiO₂)/s. En normalisant les débits de dose accessibles à la durée d'impulsion utilisée de 4,8 μs, les débits de dose absolus détectables par ce type de détecteur sont compris entre 0,1 Gy(SiO₂)/s et 1 kGy(SiO₂)/s. Ces résultats dépendent bien entendu de la longueur de l'échantillon de fibre radioluminescente mais également de la combinaison du diamètre de cœur de la fibre et de la section dopée. En utilisant des longueurs de fibre plus importantes, cette capacité de détection des débits de dose translate vers de plus bas niveaux qui ont été extrapolés linéairement. La gamme de débits de dose maximale accessible est atteinte lorsque seule la fibre de transport reste comme élément sensible dans le champ de radiations. Sous faisceaux d'électrons, bien plus intenses en dose déposée, atteignant 1,6 Gy(SiO₂) par impulsion avec cet accélérateur linéaire, la fibre dopée Cérium montre une forte RIA dans le domaine spectral du proche UV au visible. Supérieure à 20 dB/m pour toute longueur d'onde inférieure à 750 nm après seulement 380 Gy(SiO₂), cette fibre apparaît intéressante seulement pour des doses cumulées faibles. Cependant la RIE qu'elle produit au-delà de 400 Gy(SiO₂) reste stable avec une décroissance de l'amplitude de RIE de moins de 20 % après une dose cumulée de 225 kGy(SiO₂). Ce résultat permet de dissocier les effets de la RIA de la transmission de la RIE émise par cette fibre. Malgré la dose élevée, la transmission de la RIE ne montre pas l'atténuation mesurée dans des conditions équivalentes. Ceci est donc une caractéristique qui devrait être un atout majeur pour le développement de sonde radioluminescente pour la dosimétrie et l'instrumentation de faisceau. La robustesse des fibres radioluminescentes a également été observée avec la fibre dopée Azote. Expérimentée sous impulsions de rayons X à très hauts débits de dose absolus entre le MGy(SiO₂)/s et le GGy(SiO₂)/s, un comportement linéaire de la RIE de cette fibre a été démontré sur plus de 11 décades en débits de dose depuis le mGy(SiO₂) jusqu'au GGy(SiO₂)/s avec un écart à la linéarité inférieur à 33 %. Avec des impulsions de type MGy(SiO₂)/s, des salves d'impulsions ont pu irradier la fibre dopée Azote afin de déterminer sa tenue à la dose. Malgré une dose de l'ordre de 42 kGy(SiO₂), les fluctuations de RIE observées semblent être dictées par les variations de la source de rayons X plus que par une atténuation engendrée par la dose. Avec les impulsions de type GGy(SiO₂)/s, seules cinq impulsions ont pu être utilisées pour déterminer la réponse de la fibre dopée Azote. Malgré

la nécessité d'une statistique plus élevée, les résultats montrent le potentiel de ce type de fibre pour l'élaboration de dosimètres en conditions extrêmes. Ces résultats ouvrent ainsi les portes vers le développement de diagnostics pouvant concurrencer ce qui existe pour des applications comme la FLASH thérapie ou les détecteurs dédiés au contrôle de la fusion par confinement inertiel. Aussi, si la capacité de diagnostic sur cette dernière classe d'installation peut être démontrée, des instrumentations à base de fibres optiques radioluminescentes devraient pouvoir être expérimentées sur des réacteurs dédiés à la fusion par confinement magnétique. Afin d'étendre la polyvalence de cette fibre dopée Azote à la dosimétrie et l'instrumentation dédiées à la fusion nucléaire, des irradiations aux neutrons de la fibre optique ont montré un comportement linéaire de la RIE vis-à-vis du flux de neutrons 14 MeV produit par l'installation GENESIS. Des flux compris entre $5 \cdot 10^5$ n/cm²/s et $4 \cdot 10^7$ n/cm²/s sont aisément détectables avec cette fibre optique. En adaptant la longueur de la sonde, le diamètre de la zone sensible et grâce à l'invariance du dépôt de dose des neutrons avec la variation de rayon de la fibre dopée Azote entre 2 et 100 µm, une extension linéaire de la gamme de flux accessible se dessine. Cette propriété de réponse pourrait être étendue aux autres énergies de neutrons. En effet, nous n'avons exploré ici que la réponse de la fibre dopée Azote aux neutrons 14 MeV. Neutrons thermiques et neutrons de spallation font aujourd'hui partie des sources requérant des diagnostics adaptés. Les fibres optiques pourraient être expérimentées sur ce type de sources pour valider ou non l'extension du domaine d'application du détecteur vers une gamme plus large en énergie. Grâce à cette modularité du détecteur, la fibre dopée Azote montre des capacités permettant de sonder des flux démarrant à quelques 10^4 n/cm²/s jusqu'à 10^{12} n/cm²/s.

Durant ces travaux, les fibres optiques radioluminescentes ont pu montrer leur capacité à être utilisées comme détecteur de radiation. Elles offrent une capacité à détecter les radiations sur une gamme de doses et de débits de dose qui englobe ce qui se fait de mieux aujourd'hui. Leur adaptation et leur différence de réponse permettent de développer des détecteurs qui répondront parfaitement aux besoins des installations d'irradiation. Elles ont le potentiel de servir de détecteur fiable et précis pour des applications couvrant tous les domaines utilisant les radiations à but expérimental.

Perspectives et conclusion

Cette thèse avait pour ambition de démontrer la faisabilité d'une dosimétrie d'installation d'irradiation basée sur des fibres optiques. Pour mener à bien cette thèse, plusieurs types de fibres ont donc été étudiés sous radiation dans de multiples configurations, sous de multiples sources de radiations aux caractéristiques dédiées à des besoins spécifiques. L'articulation de cette thèse a été scindée en trois étapes divisées entre les chapitres III et IV.

Tout d'abord, les fibres optiques ou des éléments sensibles équivalents comme les rods, ont été irradiés sur des installations dites conventionnelles afin de déterminer leur réponse aux radiations. Cette réponse est dépendante du flux, du débit de dose par équivalence avec le flux et de la dose déposée. Elle a été calibrée afin de permettre la réalisation de profils de faisceaux de protons avec une résolution de l'ordre de 500 μm . A partir de cette réalisation expérimentale validant l'adéquation des fibres radioluminescentes à ce type d'application, une évolution directe serait la mesure de profil sur deux axes, par exemple pour la caractérisation de faisceau de protons. En déplaçant deux fibres ou rods sur les deux directions perpendiculaires à la propagation du faisceau gardant une instrumentation simple, un profil de la géométrie transverse du faisceau est réalisable. Avec une instrumentation plus complexe, une seconde évolution serait la réalisation d'une grille de fibres permettant de ne pas avoir à déplacer le détecteur pour la cartographie du faisceau. La silice n'ayant qu'une faible incidence sur la propagation du faisceau, le détecteur donnerait une carte spatiale de la géométrie du faisceau ainsi qu'une carte spatio-temporelle du flux de protons. Dans les installations d'irradiation conventionnelles, l'irradiation de fibres radioluminescentes sous rayons X de basse énergie a permis d'observer le caractère linéaire de la radioluminescence avec le débit de dose. Un suivi du débit de dose moyen entre le $\text{mGy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ et quelques dizaines de $\text{Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ est réalisable facilement avec une fibre dopée Azote particulièrement résistante à la dose. Cette propriété peut être améliorée par le couplage d'une fibre optique avec un miroir. Un miroir d'épaisseur de l'ordre de 150 nm, déposé à la surface de l'extrémité libre, permet de récupérer les photons de radioluminescence émis dans cette direction. Le miroir assiste la fibre avec un gain en luminescence mesuré proche des valeurs de réflectance des miroirs. Les effets de dose sur les fibres assistées d'un miroir semblent montrer un possible couplage entre les pertes de réflectance et la RIA qui modifie non linéairement la radioluminescence collectée. Un miroir en Or semble plus efficace qu'un miroir en Aluminium pour une fibre dopée Azote grâce à une propriété de filtre en longueur d'onde dans la réflectivité de l'Or. Cela deviendrait un inconvénient pour la fonctionnalisation de fibre dopée au Cérium ou au Gadolinium dont les bandes d'émission sont situées dans la partie UV du spectre en dessous de 500 nm. L'Aluminium est une solution gardant une réflectivité identique dans l'UV mais qui semble plus sensible à la dose. En choisissant des fibres ayant des sensibilités aux débits de dose différentes comme la fibre dopée Cérium, il serait possible d'explorer la gamme des bas débits de dose vers le $\mu\text{Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ qui est grandement demandé aujourd'hui.

La démonstration de faisabilité faite pour le suivi d'installations d'irradiation continue conventionnelles a permis d'explorer des sources d'irradiation exotiques. Faisceau continu de neutrons, faisceau impulsif de rayons X ou d'électrons, ces particularités rendent la dosimétrie plus complexe car elles nécessitent de déployer des sondes prévues pour ces installations. Depuis l'élément de détection jusqu'à l'instrumentation, l'ensemble doit permettre une mesure du faisceau d'irradiation fiable et répétable. Pour cela, le potentiel de deux types de fibres dopées a été étudié grâce à de nombreuses démonstrations expérimentales. Les fibres dopées Cérium et Azote avaient toutes deux montré des réponses prometteuses sous faisceau de rayons X continu. Les irradiations sous faisceau impulsif de rayons X ont permis de les distinguer en deux sondes de sensibilités différentes. La fibre dopée Cérium est plus sensible aux impulsions X que la fibre dopée Azote, c'est-à-dire qu'à débit de dose équivalent sous impulsions, la fibre dopée Cérium produit plus de lumière que la fibre dopée Azote. Toutefois, l'irradiation sous électrons de la fibre dopée Cérium conduit à une RIA très élevée de l'ordre de 20 à 80 dB/m aux longueurs d'onde comprises entre 430 et 760 nm couvrant sa bande d'émission. L'irradiation aux électrons permet d'étudier rapidement l'effet des hautes doses grâce aux débits de dose élevés accessibles avec l'installation ORIATRON du CEA. La fibre dopée Cérium sera donc utilisable pour réaliser des sondes dosimétriques de quelques centimètres de long où les débits de dose absolus ne dépassent pas 10^4 Gy(SiO₂)/s avec des doses cumulées limitées à 300 Gy(SiO₂) pour conserver des mesures de radioluminescence fiables. Les mesures sur ces deux fibres ont également démontré une différence de cinétique entre les mécanismes d'émission et d'absorption. En effet, bien que la fibre dopée Cérium ait été irradiée à des doses supérieures limites pour la RIA, la radioluminescence a pu être mesurée longuement cumulant des doses de l'ordre de 36 kGy(SiO₂). Une étude pourrait donc être menée s'intéressant à l'effet de la dose sur des sondes de fibre dopée Cérium destinées à mesurer de forts débits de dose. En effectuant des mesures par palier en dose, déterminer l'influence de la dose mais également de la phase de guérison entre deux irradiations successives permettrait de mieux définir cette limite en dose.

Pour la fibre dopée Azote, les conséquences de la dose n'ont pas le même impact. Grâce à des démonstrations préalables de sa résistance face à la dose, l'utilisation de la fibre dopée Azote dans des conditions d'irradiation extrêmes à débit de dose absolu très élevé devient possible. Cela a été étudié sur deux installations produisant des impulsions de rayons X à des débits de dose absolus de l'ordre du MGy(SiO₂)/s et du GGy(SiO₂)/s, avec des durées d'impulsions respectives de quelques microsecondes et quelques dizaines de nanosecondes. Pour des doses physiques déposées dans la gamme de $[10^{-2}-10^2]$ Gy(SiO₂), la fibre dopée Azote est capable de répondre aux flashes X très intenses, montrant une émission de photons linéaire avec le débit de dose instantané. La linéarité a été observée sur 12 décades en débit de dose depuis le mGy(SiO₂)/s jusqu'au GGy(SiO₂)/s. Cette observation permet également de synchroniser la production de radioluminescence avec le dépôt de dose physique et effectif. Si le dépôt de dose est stoppé alors la radioluminescence décline rapidement. L'utilisation de photodiodes sensibles

à la partie UV-visible du spectre lumineux ayant des temps de montée de l'ordre de la nanoseconde, pourrait aider à valider cette hypothèse. Enfin, ces deux fibres expérimentées ont montré leur capacité à séparer les impulsions sur des installations avec une cadence de production élevée de l'ordre de 250 Hz. Grâce à de faibles doses déposées dans ces conditions, les durées de guérison pour faire décroître la radioluminescence à des niveaux suffisamment bas sont assez courtes pour ne pas perturber la détection de l'impulsion suivante. Avec des impulsions à forts débits de dose absolus, la luminescence résiduelle après une impulsion devient assez intense pour ne plus autoriser des cadences aussi élevées. Dans ce cas, une superposition des pics de RIE relatifs aux impulsions de radiation est à prévoir, dégradant de plus en plus la détection résolue en temps des impulsions. Avec des débits de dose absolus de 140 Gy(SiO₂)/s pour des faisceaux de rayons X de type ORIATRON, la fibre dopée Cérium possède un pouvoir de séparation suffisant pour la détection d'impulsions à une cadence de 500 Hz.

L'irradiation de la fibre dopée Azote aux neutrons 14 MeV a montré par l'utilisation de grandes longueurs de fibre, une radioluminescence dont l'amplitude évolue linéairement avec le flux de neutrons compris entre 5×10^5 et 4×10^7 n.cm⁻².s⁻¹. L'utilisation de la simulation numérique a permis d'étudier l'impact du rayon de la fibre sur sa sensibilité à la fluence neutron. Entre 2 et 100 µm de rayon avec une concentration en Azote constante, une invariance à la dose déposée par un neutron incident a été soulevée par la simulation sous GEANT4. Cela permet donc d'étendre par la géométrie de la fibre utilisée le flux mesuré par cette sonde dosimétrique. Grâce à la modulation de la géométrie, cette sonde pourrait mesurer des flux de neutrons depuis quelques 10⁴ n.cm⁻².s⁻¹ jusqu'à des valeurs supérieures à 10¹² n.cm⁻².s⁻¹, flux attendu pour la fusion nucléaire aux abords d'un tokamak. La simulation permet également d'en extraire un coefficient de conversion du flux de neutron 14 MeV irradiant la fibre dopée Azote en débit de dose. Ce coefficient permet de confirmer que ces sondes ont la capacité d'explorer des débits de dose moyens dans la gamme du µGy(SiO₂)/s extensible jusqu'à plusieurs dizaines de Gy(SiO₂)/s offrant une dynamique très étendue.

Les irradiations aux neutrons soulèvent également la question de l'existence d'une différence de réponse des fibres par RIA et/ou RIE entre les neutrons et les photons. Des détecteurs neutrons/γ existent aujourd'hui basé sur des matériaux scintillants, mais ils nécessitent de gros volumes de collection et une instrumentation dédiée. Aucune solution n'existe aujourd'hui qui soit compatible avec l'irradiation de composants électroniques sans impacter leur exposition. Les fibres optiques par leur forme spatiale restreinte, leur sensibilité démontrée ici aux neutrons et photons ionisants, seront des candidats de premier choix. La dosimétrie de flux est ici assurée par une radioluminescence linéaire avec le flux de neutrons mais souffre encore de lacunes pour dissocier les effets induits par les deux types de radiations. Une première étape d'évolution serait le développement de sondes par une méthode industrielle. Les sondes diffèrent en fonction des installations ce qui doit avoir un impact conséquent sur la cohérence des mesures. En acquérant une production d'échantillons et de sondes industrialisées, ces disparités de fabrication des sondes pourraient être restreintes et leur impact réduit le plus possible.

Une sonde pourrait notamment servir deux fois, d'abord sur une source de neutrons produisant un champ mixte neutrons/ γ puis sur une source purement γ éliminant les effets des neutrons. Des variations de réponses à débit de dose équivalent pourraient être explorées avec ces sondes améliorées. Pour la discrimination neutron/ γ , les scintillateurs offrent également une voie d'exploration concrète. Si la détection du flux est effectuée par une sonde radioluminescente, cette radioluminescence pourrait être étudiée via la méthode nommée « Pulse Shape Discrimination ». Dans un scintillateur, organique ou solide, la quantité de photons de scintillation est différente selon l'interaction avec un neutron ou un photon X/ γ . Cette différence crée dans un scintillateur, des impulsions de photons de scintillation d'amplitude et de durée dépendante du type de particule. Grâce à une instrumentation dédiée ayant la capacité à sélectionner les événements en fonction de leur forme temporelle et de leur amplitude, la chaîne a la capacité de dissocier les impulsions de photons de scintillation produites par l'interaction d'un photon ou d'un neutron unique. La scintillation et la radioluminescence étant deux mécanismes similaires physiquement, les fibres optiques radioluminescentes pourraient être utilisées pour réaliser ce type d'analyse et permettre de discriminer les réponses liées aux neutrons et aux photons. Sur cette base, un détecteur discriminant serait ainsi constitué de deux fibres identiques. Une serait dédiée à la mesure de flux direct avec un tube photomultiplicateur ou une technologie équivalente comme démontré dans cette thèse. La seconde sonde, mise en parallèle, serait associée à l'instrumentation discriminante et permettrait de fractionner la luminescence en une contribution neutrons et une contribution photons. Toutefois, Cela induit une lourde contrainte sur l'instrumentation de comptage qui serait soumise à une haute fréquence d'évènements, c'est-à-dire un nombre de paquets de photons de radioluminescence produits par équivalence avec le flux de radiations mixtes. En disposant d'un détecteur proche de la source mesurant simplement le flux et une seconde sonde plus distante permettant de réduire le flux et d'améliorer le pouvoir de séparation des évènements, un détecteur discriminant neutrons/ γ pourrait ainsi être envisagé.

L'utilisation de la radioluminescence dans l'ensemble de ces installations a permis de montrer la capacité des fibres optiques à être modulables et adaptées pour la dosimétrie d'installations d'irradiation. Dans des conditions expérimentales diverses, plus ou moins extrêmes, sous impulsion ou faisceau continu, les fibres permettent un suivi des caractéristiques d'irradiation rigoureux et précis. En sélectionnant des fibres adaptées au besoin de l'installation ou de l'application, il est possible de concevoir une solution de détection qui répondra aux critères de la dosimétrie demandée. Le caractère faiblement intrusif des fibres et leur modularité, que ce soit en géométrie comme en composition, sont des atouts précédemment mis à avant et sont également apparents dans ce travail de thèse. Ces avantages sont aujourd'hui complétés par des réponses dosimétriques adaptées à une utilisation dans des moyens de hautes technologies en développement. Ces fibres optiques pourraient ainsi être exploitées pour l'instrumentation d'un accélérateur de particules ou pour le contrôle du taux de réactions d'un réacteur à fusion nucléaire.

Listes des publications

Articles publiés dans des journaux à comité de lecture comme auteur principal :

1. J. Vidalot, F. Fricano, A. Morana, C. Campanella, D. Lambert, J.-Y. Michalon, Y. Ouerdane, A. Boukenter, M. Raine, P. Paillet, S. Girard, “Mirror-Assisted Radioluminescent Optical Fibers for X-ray Beam Monitoring”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, soumis.
2. J. Vidalot, C. Campanella, J. Dachicourt, C. Marcandella, O. Duhamel, A. Morana, D. Poujols, G. Assailit, M. Gaillardin, A. Boukenter, Y. Ouerdane, S. Girard and P. Paillet, “Monitoring of Ultra-High Dose Rate Pulsed X-ray Facilities with Radioluminescent Nitrogen-Doped Optical Fiber,” *Sensors*, 22 (9), 3192 (2022), doi: 10.3390/s22093192
3. J. Vidalot, A. Morana, H. El Hamzaoui, A. Boukenter, G. Bouwmans, A. Cassez, B. Capoen Y. Ouerdane, M. Gaillardin, M. Bouzaoui, S. Girard, P. Paillet, “Optical Fiber-Based Monitoring of X-ray Pulse Series from a Linear Accelerator”, *Radiation* 2022, 2, 17-32. <https://doi.org/10.3390/radiation2010002>

Articles publiés dans des journaux à comité de lecture comme co-auteur :

4. V. De Michele, C. Marcandella, A. Morana, C. Campanella, J. Vidalot, P. Paillet, M. Gaillardin, E. Marin, Y. Ouerdane, A. Boukenter and S. Girard, “Pulsed X-Ray Radiation Response of Ultralow Loss Pure-Silica-Core Optical Fibers,” *Physica Status Solidi a*, 2021, doi: 10.1002/pssa.202100519
5. V. De Michele, A. Morana, C. Campanella, J. Vidalot, A. Alessi, A. Boukenter, M. Cannas, P. Paillet, Y. Ouerdane, S. Girard "Steady-State X-Ray Radiation-Induced Attenuation in Canonical Optical Fibers," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 67, no. 7, pp. 1650-1657, July 2020, doi: 10.1109/TNS.2020.2969717
6. A. Morana, C. Campanella, J. Vidalot, V. De Michele, E. Marin, I. Reghioua, A. Boukenter, Y. Ouerdane, P. Paillet and S. Girard, “Extreme Radiation Sensitivity of Ultra-Low Loss Pure-Silica-Core Optical Fibers at Low Dose Levels and Infrared Wavelengths”, *Sensors*, 20 (24), 7254 (2020), doi: 10.3390/s20247254
7. S. Girard, A. Morana, C. Hoehr, M. Trinczek, J. Vidalot, P. Paillet, C. Bélanger-Champagne, J. Mekki, N. Balcon, G. Li Vecchi, C. Campanella, D. Lambert, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane and E. Blackmore, “Atmospheric Neutron Monitoring through Optical Fiber-Based Sensing”, *Sensors*, 20 (16), 4510, 2020, doi: 10.3390/s20164510
8. M. Aubry, A. Ladaci, S. Girard, L. Mescia, A. Laurent, T. Robin, B. Cadier, M. Boutillier, J. Mekki, A. Morana, C. Campanella, J. Vidalot, E. Marin, Y. Ouerdane and A. Boukenter, “Radiation Effects on WDM and DWDM Architectures of Preamplifier and Boost-Amplifier”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 67 (1), 278-283 (2019), doi: 10.1109/TNS.2019.2953645
9. S. Girard, V. De Michele, A. Alessi, C. Marcandella, D. Di Francesca, P. Paillet, A. Morana, J. Vidalot, C. Campanella, S. Agnello, M. Cannas, M. Gaillardin, E. Marin, A. Boukenter and Y. Ouerdane, “Transient and Steady-State Radiation Response of Phosphosilicate Optical Fibers: Influence of H₂ Loading”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 67 (1), 289-295 (2019), doi: 10.1109/TNS.2019.2947583

Contribution aux conférences

Conférences internationales :

1. **Oral** : M. Aubry, A. Ladaci, S. Girard, L. Mescia, A. Laurent, T. Robin, B. Cadier, M. Boutillier, J. Mekki, A. Morana, C. Campanella, J. Vidalot, E. Marin, Y. Ouerdane and A. Boukenter, “*Radiation Effects on WDM and DWDM Architectures of Preamplifier and Boost-Amplifier*”, IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC), July 2019, San Antonio, USA
2. **Oral** : S. Girard, V. De Michele, A. Alessi, C. Marcandella, D. Di Francesca, P. Paillet, A. Morana, J. Vidalot, C. Campanella, S. Agnello, M. Cannas, M. Gaillardin, E. Marin, A. Boukenter and Y. Ouerdane, “*Transient and Steady-State Radiation Response of Phosphosilicate Optical Fibers: Influence of H₂ Loading*”, IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC), July 2019, San Antonio, USA
3. **Poster** : V. De Michele, A. Morana, C. Campanella, J. Vidalot, A. Alessi, A. Boukenter, M. Cannas, Y. Ouerdane and S. Girard, “*Characterization of the RIA Induced in Canonical Optical Fibers under Continuous X-ray Irradiation at Room and Liquid Nitrogen Temperatures*”, Radiation Effects on Components and Systems (RADECS), September 2019, Montpellier, France
4. **Oral** : J. Vidalot, A. Morana, O. Duhamel, C. Hoehr, H. El Hamzaoui, A. Boukenter, G. Bouwmans, A. Cassez, B. Capoen, M. Trinczek, Y. Ouerdane, P. Paillet, M. Gaillardin, M. Bouazaoui, S. Girard, “*Proton Beam Profile Monitoring with Silica-based Optical Materials*”, RADECS 2020, Octobre 2020, Virtuelle
5. **Oral** : J. Vidalot, P. Paillet, A. Morana, S. Girard, “*Neutron beam monitoring using optical fiber based materials*”, SiO₂, Juin 2021, Lille & virtuelle
6. **Oral** : C. Campanella, A. Morana, V. De Michele, J. Vidalot, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane and S. Girard, “*Photobleaching Effect on the Radiation-Induced Attenuation of an Ultra-Low Loss Optical Fiber at Telecommunication Wavelength*”, SiO₂ conference, Juin 2021, Lille & virtuelle
7. **Oral** : V. De Michele, C. Marcandella, A. Morana, C. Campanella, J. Vidalot, P. Paillet, E. Marin, Y. Ouerdane, A. Boukenter and S. Girard, “*Pulsed X-Ray Radiation Response of Ultra-Low Loss Pure-Silica-Core Optical Fiber*”, SiO₂ conference, Juin 2021, Lille & virtuelle
8. **Oral** : A. Morana, C. Campanella, J. Vidalot, V. De Michele, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane and S. Girard, “*Dose-rate dependence of the Radiation-Induced Attenuation of an Ultra-Low Loss Optical Fiber in the Near InfraRed*”, SiO₂ conference, Juin 2021, Lille & virtuelle
9. **Oral** : J. Vidalot, P. Paillet, M. Gaillardin, A. Morana, S. Girard, “*Neutron beam monitoring using optical fiber based materials*”, ANIMMA 2021, Juin 2021, Prague & virtuelle
10. **Oral** : J. Vidalot, A. Morana, G. Assaillit, M. Gaillardin, H. El Hamzaoui, G. Bouwmans, A. Cassez, B. Capoen, M. Bouazaoui, Y. Ouerdane, A. Boukenter, S. Girard, P. Paillet, “*Optical Fiber-based Monitoring of X-Ray Pulse Series from a Linear Accelerator*”, NSREC 2021, Juillet 2021, Virtuelle
11. **Poster** : J. Vidalot, C. Campanella, J. Dachicourt, C. Marcandella, O. Duhamel, A. Morana, D. Poujols, G. Assaillit, M. Gaillardin, A. Boukenter, Y. Ouerdane, S. Girard, P. Paillet, “*Ultra-high Dose Rate Pulsed X-ray Source Monitoring Based On Radioluminescent N-doped Optical Fiber*”, IEEE RADECS 2021, Septembre 2021, Vienne, Autriche
12. **Oral** : J. Vidalot, F. Fricano, A. Morana, C. Campanella, D. Lambert, J.-Y. Michalon, Y. Ouerdane, A. Boukenter, M. Raine, P. Paillet, S. Girard, “*Mirror-Assisted Radioluminescent Optical Fibers for X-ray Beam Monitoring*” NSREC 2022, Juillet 2022, Provo, Etats-Unis

Conférences nationales :

13. **Oral contribution**: J. Vidalot, F. Fricano, A. Morana, J.-Y. Michalon, Y. Ouerdane, A. Boukenter, P. Paillet, S. Girard, “*Mirror-assisted radioluminescent optical fiber based sensor*”, Radiation Effects on Optoelectronics and Photonics Technologies (RADOPT), Novembre 2021, Saint-Etienne, France

References

- [1] C. Bracco *et al.*, « Beam studies and experimental facility for the AWAKE experiment at CERN », *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.*, vol. 740, p. 48-53, mars 2014, doi: 10.1016/j.nima.2013.10.060.
- [2] R. Filippini, E. Carlier, L. Ducimetiere, B. Goddard, et J. Uythoven, « Reliability Analysis of the LHC Beam Dumping System », in *Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference*, mai 2005, p. 1201-1203. doi: 10.1109/PAC.2005.1590707.
- [3] P. Forck, « Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics », p. 147.
- [4] A. Takahashi, M. Nishizawa, Y. Inagaki, M. Koishi, et K. Kinoshita, « New femtosecond streak camera with temporal resolution of 180 fs », in *Generation, Amplification, and Measurement of Ultrashort Laser Pulses*, mai 1994, vol. 2116, p. 275-284. doi: 10.1117/12.175863.
- [5] G. Guido, « The Origin of the Color Charge into Quarks », *J. High Energy Phys. Gravit. Cosmol.*, vol. 5, n° 1, Art. n° 1, nov. 2018, doi: 10.4236/jhepgc.2019.51001.
- [6] F. Hinterberger, « Electrostatic accelerators », *CERN Document Server*, 2006. <https://cds.cern.ch/record/1005042> (consulté le 25 mars 2022).
- [7] D. A. Glaser et D. C. Rahm, « Characteristics of Bubble Chambers », *Phys. Rev.*, vol. 97, n° 2, p. 474-479, janv. 1955, doi: 10.1103/PhysRev.97.474.
- [8] C. W. Walter, « The Super-Kamiokande Experiment », in *Neutrino Oscillations*, WORLD SCIENTIFIC, 2008, p. 19-43. doi: 10.1142/9789812771971_0002.
- [9] The ATLAS Collaboration, « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC », *Phys. Lett. B*, vol. 716, n° 1, p. 1-29, sept. 2012, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [10] P. F. Dahl, *Flash of the Cathode Rays: A History of J J Thomson's Electron*. CRC Press, 1997.
- [11] A. A. C. Swinton et W. Crookes, « The occlusion of the residual gas and the fluorescence of the glass walls of crookes tubes », *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Contain. Pap. Math. Phys. Character*, vol. 81, n° 550, p. 453-459, déc. 1908, doi: 10.1098/rspa.1908.0104.
- [12] C. Mahuvava, « Monte Carlo evaluation of the dose perturbation effect of various hip prostheses during pelvic megavoltage photon radiotherapy », nov. 2016, Consulté le: 25 mars 2022. [En ligne]. Disponible sur: <http://scholar.ufs.ac.za/xmlui/handle/11660/5388>
- [13] G. P. Thomson, « An unfortunate experiment, Hertz and the nature of cathode rays », *Notes Rec. R. Soc. Lond.*, vol. 25, n° 2, p. 237-242, déc. 1970, doi: 10.1098/rsnr.1970.0032.
- [14] W. P. Healy, « Electrodynamics, Quantum », in *Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Edition)*, R. A. Meyers, Éd. New York: Academic Press, 2003, p. 199-217. doi: 10.1016/B0-12-227410-5/00207-6.
- [15] V. Venugopal et P. S. Bhagdikar, « Signatures of the differential Klein-Nishina electronic cross section in Compton's quantum theory of scattering of radiation », *ArXiv13060418 Quant-Ph*, mai 2013, Consulté le: 25 mars 2022. [En ligne]. Disponible sur: <http://arxiv.org/abs/1306.0418>
- [16] Y. YAZAKI, « How the Klein-Nishina formula was derived: Based on the Sangokan Nishina Source Materials », *Proc. Jpn. Acad. Ser. B Phys. Biol. Sci.*, vol. 93, n° 6, p. 399-421, juin 2017, doi: 10.2183/pjab.93.025.
- [17] D. E. Groom et S. R. Klein, « Passage of particles through matter », *Eur. Phys. J. C*, vol. 15, n° 1-4, p. 163-173, mars 2000, doi: 10.1007/BF02683419.

- [18] C. M. Davisson, « II - INTERACTION OF γ -RADIATION WITH MATTER**See also App. 1 at the end of this volume. », in *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, K. Siegbahn, Éd. Amsterdam: Elsevier, 1968, p. 37-78. doi: 10.1016/B978-0-7204-0083-0.50007-9.
- [19] J. Hyun, P. Piot, et T. Sen, « Optics and bremsstrahlung estimates for channeling radiation experiments at FAST », févr. 2018.
- [20] J. L. Shohet, « Plasma Science and Engineering », in *Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Edition)*, R. A. Meyers, Éd. New York: Academic Press, 2003, p. 401-423. doi: 10.1016/B0-12-227410-5/00584-6.
- [21] D. d'Enterria et B. Betz, « High-pT Hadron Suppression and Jet Quenching », in *Lecture Notes in Physics*, vol. 785, 2009, p. 285-339. doi: 10.1007/978-3-642-02286-9_9.
- [22] Particle Data Group *et al.*, « Review of Particle Physics », *Prog. Theor. Exp. Phys.*, vol. 2020, n° 8, p. 083C01, août 2020, doi: 10.1093/ptep/ptaa104.
- [23] Cloudylabs, *English: This rare picture show the 4 type of charged particles that we can detect in a cloud chamber : alpha, proton, electron and muons (probably). Picture taken at the Pic duMidi at 2877 m in a Phywe PJ45 diffusion cloud chamber. Size of the interaction surface if 45x45 cm.* 2014. Consulté le: 9 mai 2022. [En ligne]. Disponible sur: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Nuclear_particle_in_a_diffusion_cloud_chamber.png
- [24] V. N. Ivanchenko *et al.*, « Geant4 electromagnetic physics: improving simulation performance and accuracy », in *SNA + MC 2013 - Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications + Monte Carlo*, 2014, p. 03101. doi: 10.1051/snamc/201403101.
- [25] A. P. Zhukov, « Beam Loss Monitors (BLMs): Physics, Simulations and Applications in Accelerators », p. 13.
- [26] UCN τ Collaboration *et al.*, « Improved Neutron Lifetime Measurement with \mathcal{U}^{τ} », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 127, n° 16, p. 162501, oct. 2021, doi: 10.1103/PhysRevLett.127.162501.
- [27] R. Bergère, « LES RÉSONANCES GÉANTES », *J. Phys. Colloq.*, vol. 35, n° C5, p. C5-60, nov. 1974, doi: 10.1051/jphyscol:1974533.
- [28] P. Schillebeeckx *et al.*, « Neutron resonance spectroscopy for the characterization of materials and objects », *J. Instrum.*, vol. 7, n° 03, p. C03009-C03009, mars 2012, doi: 10.1088/1748-0221/7/03/C03009.
- [29] ProkopHapala, *English: Scattering (full line) and absorbtion (dotted) crossections of light elements commonly used as neutron moderators, reflectors and absorbers, the data was obtained from database NEA N ENDF/B-VII.1 using janis software [1] and plotted using matplotlib.* 2013. Consulté le: 9 mai 2022. [En ligne]. Disponible sur: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Common_light_element_moderators,_reflectors_and_absorbers.svg
- [30] « ITER - une énergie pour notre avenir », *ITER*. <http://www.iter.org/accueil> (consulté le 25 mars 2022).
- [31] « ITER - une énergie pour notre avenir », *ITER*. <http://www.iter.org/mach/tokamak> (consulté le 25 mars 2022).
- [32] « Fuelling the Fusion Reaction », *ITER*. <http://www.iter.org/sci/fusionfuels> (consulté le 25 mars 2022).
- [33] « Infrastructure | SCK CEN ». <https://www.sckcen.be/en/about-sck-cen/corporate-information/infrastructure> (consulté le 25 mars 2022).
- [34] N. Prantzos et S. Ekström, « Nucleosynthesis, Stellar », 2015, p. 1725-1736. doi: 10.1007/978-3-662-44185-5_1084.

- [35] X. Z. Li, B. Liu, S. Chen, Q. M. Wei, et H. Hora, « Fusion cross-sections for inertial fusion energy », *Laser Part. Beams*, vol. 22, n° 4, p. 469-477, oct. 2004, doi: 10.1017/S026303460404011X.
- [36] « Wendelstein 7-X ». <https://www.ipp.mpg.de/w7x> (consulté le 25 mars 2022).
- [37] U. Shumlak, « Z-pinch fusion », *J. Appl. Phys.*, vol. 127, n° 20, p. 200901, mai 2020, doi: 10.1063/5.0004228.
- [38] K. F. McKenna et R. E. Siemon, « Theta-pinch research at Los Alamos », *Nucl. Fusion*, vol. 25, n° 9, p. 1267-1270, sept. 1985, doi: 10.1088/0029-5515/25/9/045.
- [39] K. C. Hammond, R. Raman, et F. A. Volpe, « Application of Townsend avalanche theory to tokamak startup by coaxial helicity injection ». Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton University, septembre 2017. Consulté le: 25 mars 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://dataspace.princeton.edu/handle/88435/dsp01mk61rk59x>
- [40] G. Bayon, « LES CONTROLES NON DESTRUCTIFS ET LA NEUTRONOGRAPHIE EN 1994 », p. 5.
- [41] « Parameters of the accelerators / storage ring | French national synchrotron facility ». <https://www.synchrotron-soleil.fr/en/research/sources-and-accelerators/parameters-accelerators-storage-ring> (consulté le 25 mars 2022).
- [42] B. Lin *et al.*, « FLASH Radiotherapy: History and Future », *Front. Oncol.*, vol. 11, 2021, Consulté le: 25 mars 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.frontiersin.org/article/10.3389/fonc.2021.644400>
- [43] J. R. Hughes et J. L. Parsons, « FLASH Radiotherapy: Current Knowledge and Future Insights Using Proton-Beam Therapy », *Int. J. Mol. Sci.*, vol. 21, n° 18, Art. n° 18, janv. 2020, doi: 10.3390/ijms21186492.
- [44] H. Morrison, G. Menon, et R. S. Sloboda, « Radiochromic film calibration for low-energy seed brachytherapy dose measurement », *Med. Phys.*, vol. 41, n° 7, p. 072101, juill. 2014, doi: 10.1118/1.4881146.
- [45] « News », *GSI*, 1 juillet 2011. <https://www.gsi.de/en/start/news> (consulté le 9 mai 2022).
- [46] M. Plum, « Interceptive Beam Diagnostics—Signal Creation and Materials Interactions », *AIP Conf. Proc.*, vol. 732, n° 1, p. 23-46, nov. 2004, doi: 10.1063/1.1831132.
- [47] C. Andre *et al.*, « Optimization of Beam Induced Fluorescence Monitors for Profile Measurements of High Current Heavy Ion Beams at GSI », p. 5, 2014.
- [48] « Microchannel plates (MCPs) | Hamamatsu Photonics ». https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/electron_ion-sensor/mcp.html (consulté le 25 mars 2022).
- [49] T. Tsang, D. Gassner, et M. Minty, « Residual gas fluorescence monitor for relativistic heavy ions at RHIC », *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams*, vol. 16, n° 10, p. 102802, oct. 2013, doi: 10.1103/PhysRevSTAB.16.102802.
- [50] E. Gütlich, P. Forck, W. Ensinger, et B. Walasek-Höhne, « Scintillation Screen Investigations for High-Current Ion Beams », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, n° 3, p. 1414-1419, juin 2010, doi: 10.1109/TNS.2009.2035807.
- [51] R. Thurman-Keup *et al.*, « Synchrotron radiation based beam diagnostics at the Fermilab Tevatron », *J. Instrum.*, vol. 6, n° 09, p. T09003-T09003, sept. 2011, doi: 10.1088/1748-0221/6/09/T09003.
- [52] N. Huang, H. Deng, B. Liu, D. Wang, et Z. Zhao, « Features and futures of X-ray free-electron lasers », *Innov. N. Y. N.*, vol. 2, n° 2, p. 100097, mai 2021, doi: 10.1016/j.xinn.2021.100097.
- [53] J. B. Rosenzweig *et al.*, « An ultra-compact x-ray free-electron laser », *New J. Phys.*, vol. 22, n° 9, p. 093067, sept. 2020, doi: 10.1088/1367-2630/abb16c.

- [54] « Taking a closer look at LHC - Synchrotron radiation ». https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.synchrotron_radiation (consulté le 25 mars 2022).
- [55] O. Grimm et P. Schmueser, « Principles of longitudinal beam diagnostics with coherent radiation », Germany, avr. 2006.
- [56] L. Torino, *Longitudinal and Transverse Beam Diagnostic Using Synchrotron Radiation at ALBA: Tesi Di Dottorato Di Ricerca*. 2017.
- [57] J. F. Fowler, E. Shuttleworth, V. Svarcer, J. T. White, et C. J. Karzmark, « Fading in Thermoluminescent Lithium Fluoride used for Radiation Dosimetry », *Nature*, vol. 207, n° 5000, Art. n° 5000, août 1965, doi: 10.1038/207997a0.
- [58] T. Geber-Bergstrand, C. Bernhardsson, M. Christiansson, S. Mattsson, et C. L. Rääf, « Optically stimulated luminescence (OSL) dosimetry in irradiated alumina substrates from mobile phone resistors », *Radiat. Environ. Biophys.*, vol. 57, n° 1, p. 69-75, mars 2018, doi: 10.1007/s00411-017-0725-2.
- [59] S. Sholom, R. Dewitt, S. Simon, A. Bouville, et S. McKeever, « Emergency Optically Stimulated Luminescence Dosimetry Using Different Materials », *Radiat. Meas.*, vol. 46, n° 12, p. 1866-1869, déc. 2011, doi: 10.1016/j.radmeas.2011.03.004.
- [60] T. F. Silva *et al.*, « Optical transition radiation used in the diagnostic of low energy and low current electron beams in particle accelerators », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 83, n° 9, p. 093301, sept. 2012, doi: 10.1063/1.4748519.
- [61] M. P. Megret et U. de Mons, « Etude de verres pour la dosimétrie fibrée de rayonnements ionisants », p. 173, 2018.
- [62] A. C. Wright et M. F. Thorpe, « Eighty years of random networks », *Phys. Status Solidi B*, vol. 250, n° 5, p. 931-936, 2013, doi: 10.1002/pssb.201248500.
- [63] A. C. Wright, « Defect-Free Vitreous Networks: The Idealised Structure of SiO₂ and Related Glasses », in *Defects in SiO₂ and Related Dielectrics: Science and Technology*, G. Pacchioni, L. Skuja, et D. L. Griscom, Éd. Dordrecht: Springer Netherlands, 2000, p. 1-35. doi: 10.1007/978-94-010-0944-7_1.
- [64] G. M. Lo Piccolo, M. Cannas, et S. Agnello, « Intrinsic Point Defects in Silica for Fiber Optics Applications », *Materials*, vol. 14, n° 24, Art. n° 24, janv. 2021, doi: 10.3390/ma14247682.
- [65] G. Herrero-Saboya, L. Martin-Samos, A. Jay, A. Hémercyck, et N. Richard, « A comprehensive theoretical picture of E centers in silicon: from optical properties to vacancy-mediated dopant diffusion », *J. Appl. Phys.*, vol. 127, n° 8, p. 085703, févr. 2020, doi: 10.1063/1.5140724.
- [66] T. Jarrin, A. Jay, N. Richard, et A. Hémercyck, « Coping with the stochasticity of collision cascades in Molecular Dynamics simulations », *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. At.*, vol. 500-501, p. 1, août 2021, doi: 10.1016/j.nimb.2021.02.015.
- [67] N. Richard, « Simulation depuis l'échelle atomique pour le durcissement des composants électroniques et optoélectroniques (HDR) », thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2014. Consulté le: 25 mars 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01178623>
- [68] D. Di Francesca, « Roles of dopants, interstitial O₂ and temperature in the effects of irradiation on silica-based optical fibers », These de doctorat, Saint-Etienne, 2015. Consulté le: 25 mars 2022. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2015STET4002>
- [69] A. Morana, « Gamma-rays and neutrons effects on optical fibers and Bragg gratings for temperature sensors », phdthesis, Université Jean Monnet - Saint-Etienne ; Università degli studi (Palerme, Italie), 2013. Consulté le: 25 mars 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01064993>
- [70] S. Girard *et al.*, « Overview of radiation induced point defects in silica-based optical fibers », *Rev. Phys.*, vol. 4, p. 100032, nov. 2019, doi: 10.1016/j.revip.2019.100032.

- [71] L. Giacomazzi, L. Martin-Samos, A. Boukenter, Y. Ouerdane, S. Girard, et N. Richard, « EPR parameters of E' centers in v-SiO₂ from first-principles calculations », *Phys. Rev. B Condens. Matter Mater. Phys.* 1998-2015, vol. 90, p. 014108, juill. 2014, doi: 10.1103/PhysRevB.90.014108.
- [72] L. Skuja, « Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide », *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 239, n° 1, p. 16-48, oct. 1998, doi: 10.1016/S0022-3093(98)00720-0.
- [73] M. J. Nilges, Y. Pan, et R. I. Mashkovtsev, « Radiation-induced defects in quartz. III. Single-crystal EPR, ENDOR and ESEEM study of a peroxy radical », *Phys. Chem. Miner.*, vol. 36, n° 2, p. 61-73, févr. 2009, doi: 10.1007/s00269-008-0258-y.
- [74] Z. Peng *et al.*, « Conversion mechanisms of peroxy linkage defect in silica optical fiber », *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 498, p. 103-108, oct. 2018, doi: 10.1016/j.jnoncrysol.2018.06.017.
- [75] D. L. Griscom, « Self-trapped holes in amorphous silicon dioxide », *Phys. Rev. B*, vol. 40, n° 6, p. 4224-4227, août 1989, doi: 10.1103/PhysRevB.40.4224.
- [76] V. De Michele *et al.*, « Pulsed X-Ray Radiation Response of Ultralow Loss Pure-Silica-Core Optical Fibers », *Phys. Status Solidi A*, vol. 219, n° 2, p. 2100519, 2022, doi: 10.1002/pssa.202100519.
- [77] S. Girard *et al.*, « Radiation Effects on Silica-Based Optical Fibers: Recent Advances and Future Challenges », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 60, n° 3, p. 2015-2036, juin 2013, doi: 10.1109/TNS.2012.2235464.
- [78] L. Remy, G. Cheymol, A. Gusarov, A. Morana, E. Marin, et S. Girard, « Compaction in optical fibres and fibre Bragg gratings under nuclear reactor high neutron and gamma fluence », in *2015 4th International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*, avr. 2015, p. 1-7. doi: 10.1109/ANIMMA.2015.7465627.
- [79] E. M. Dianov *et al.*, « Radiation resistance of optical fibres with fluorine-doped silica cladding », in *Optical Fibre Sensing and Systems in Nuclear Environments*, déc. 1994, vol. 2425, p. 58-62. doi: 10.1117/12.198642.
- [80] S. Girard *et al.*, « Gamma-rays and pulsed X-ray radiation responses of nitrogen-, germanium-doped and pure silica core optical fibers », *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. At.*, vol. 215, n° 1, p. 187-195, janv. 2004, doi: 10.1016/j.nimb.2003.08.028.
- [81] A. Morana *et al.*, « Temperature Dependence of Low-Dose Radiation-Induced Attenuation of Germanium-Doped Optical Fiber at Infrared Wavelengths », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 69, n° 3, p. 512-517, mars 2022, doi: 10.1109/TNS.2021.3133421.
- [82] A. Alessi *et al.*, « Radiation Effects on Aluminosilicate Optical Fibers: Spectral Investigations From the Ultraviolet to Near-Infrared Domains », *Phys. Status Solidi A*, vol. 216, n° 3, p. 1800485, 2019, doi: 10.1002/pssa.201800485.
- [83] C. Campanella *et al.*, « Temperature Dependence of Radiation Induced Attenuation of Aluminosilicate Optical Fiber », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, p. 1-1, 2022, doi: 10.1109/TNS.2022.3150870.
- [84] T.-S. Peng, Y.-C. Hsieh, L. A. Wang, W.-C. Chiou, et R.-Y. Liu, « Effects of aluminum doping concentrations on radiation sensitivity of erbium-doped fibers », in *21st International Conference on Optical Fiber Sensors*, mai 2011, vol. 7753, p. 684-687. doi: 10.1117/12.886045.
- [85] A. V. Faustov *et al.*, « Comparison of Gamma-Radiation Induced Attenuation in Al-Doped, P-Doped and Ge-Doped Fibres for Dosimetry », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 60, n° 4, p. 2511-2517, août 2013, doi: 10.1109/TNS.2013.2273273.
- [86] B. Brichard, A. F. Fernandez, H. Ooms, et F. Berghmans, « Study of the radiation-induced optical sensitivity in erbium and aluminium doped fibres », *Proc. 7th Eur. Conf. Radiat. Its Eff. Compon. Syst. 2003 RADECS 2003*, 2003.

- [87] « Lumina : top départ pour la mesure des radiations dans l'ISS », *Mission Alpha*, 24 août 2021. <https://missionalpha.cnes.fr/fr/lumina-top-depart-pour-la-mesure-des-radiations-dans-l-iss> (consulté le 25 mars 2022).
- [88] « CERN-tested optical fibres now on the International Space Station | Knowledge Transfer ». <https://kt.cern/news/news/experiments/cern-tested-optical-fibres-now-international-space-station> (consulté le 25 mars 2022).
- [89] H. Henschel, O. Kohn, et H. U. Schmidt, « Radiation induced loss measurements of optical fibres with optical time domain reflectometers (OTDR) at high and low dose rates », in *RADECS 91 First European Conference on Radiation and its Effects on Devices and Systems*, sept. 1991, p. 380-382. doi: 10.1109/RADECS.1991.213571.
- [90] M. Olivero *et al.*, « Distributed X-Ray Dosimetry With Optical Fibers by Optical Frequency Domain Interferometry », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 70, p. 1-9, 2021, doi: 10.1109/TIM.2021.3075518.
- [91] D. Di Francesca *et al.*, « Distributed Optical Fiber Radiation Sensing in the Proton Synchrotron Booster at CERN », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 65, n° 8, p. 1639-1644, 2018, doi: 10.1109/TNS.2018.2818760.
- [92] D. D. Francesca *et al.*, « Qualification and Calibration of Single-Mode Phosphosilicate Optical Fiber for Dosimetry at CERN », *J. Light. Technol.*, vol. 37, n° 18, p. 4643-4649, sept. 2019, doi: 10.1109/JLT.2019.2915510.
- [93] N. Al Helou *et al.*, « Radioluminescence and Optically Stimulated Luminescence Responses of a Cerium-Doped Sol-Gel Silica Glass Under X-Ray Beam Irradiation », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 65, n° 8, p. 1591-1597, août 2018, doi: 10.1109/TNS.2017.2787039.
- [94] Y. Liu, « PHOTOLUMINESCENCE MECHANISM AND APPLICATIONS OF GRAPHENE QUANTUM DOTS », *Theses Diss.--Chem.*, janv. 2017, doi: <https://doi.org/10.13023/ETD.2017.267>.
- [95] R. Chen et V. Pagonis, *Advances in Physics and Applications of Optically and Thermally Stimulated Luminescence*. 2018. doi: 10.1142/q0172.
- [96] G. N. Chapman et A. J. Walton, « Triboluminescence of glasses and quartz », *J. Appl. Phys.*, vol. 54, n° 10, p. 5961-5965, oct. 1983, doi: 10.1063/1.331773.
- [97] M. F. L'Annunziata, Ž. Grahek, et N. Todorović, « Chapter 6 - Cherenkov counting », in *Handbook of Radioactivity Analysis: Volume 2 (Fourth Edition)*, M. F. L'Annunziata, Éd. Academic Press, 2020, p. 393-530. doi: 10.1016/B978-0-12-814395-7.00006-4.
- [98] R. A. Bagiyan, « Tamm-Frank equation derived from expressions for transient radiation », *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 40, n° 9, p. 753-756, sept. 1997, doi: 10.1007/BF02676526.
- [99] « How a particle racing through a vacuum leaves a trail of blue light », *Nature*, vol. 569, n° 7755, p. 162-162, mai 2019, doi: 10.1038/d41586-019-01430-0.
- [100] J. Lambert, Y. Yin, D. R. McKenzie, S. Law, et N. Suchowerska, « Cherenkov light spectrum in an optical fiber exposed to a photon or electron radiation therapy beam », *Appl. Opt.*, vol. 48, n° 18, p. 3362-3367, Juin 2009, doi: 10.1364/AO.48.003362.
- [101] K. W. Jang *et al.*, « Feasibility of fiber-optic radiation sensor using Cherenkov effect for detecting thermal neutrons », *Opt. Express*, vol. 21, n° 12, p. 14573-14582, juin 2013, doi: 10.1364/OE.21.014573.
- [102] F. Therriault-Proulx, L. Beaulieu, L. Archambault, et S. Beddar, « On the nature of the light produced within PMMA optical light guides in scintillation fiber-optic dosimetry », *Phys. Med. Biol.*, vol. 58, n° 7, p. 2073-2084, avr. 2013, doi: 10.1088/0031-9155/58/7/2073.

- [103] J. N. Demas et S. E. Demas, « Luminescence », in *Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Edition)*, R. A. Meyers, Éd. New York: Academic Press, 2003, p. 799-823. doi: 10.1016/B0-12-227410-5/00389-6.
- [104] T. Rivera, « Thermoluminescence in medical dosimetry », *Appl. Radiat. Isot. Data Instrum. Methods Use Agric. Ind. Med.*, vol. 71 Suppl, p. 30-34, déc. 2012, doi: 10.1016/j.apradiso.2012.04.018.
- [105] J. C. Polf, S. W. S. McKeever, M. S. Akselrod, et S. Holmstrom, « A real-time, fibre optic dosimetry system using Al₂O₃ fibres », *Radiat. Prot. Dosimetry*, vol. 100, n° 1-4, p. 301-304, 2002, doi: 10.1093/oxfordjournals.rpd.a005873.
- [106] A. Viamonte, L. a. R. da Rosa, L. A. Buckley, A. Cherpak, et J. E. Cygler, « Radiotherapy dosimetry using a commercial OSL system », *Med. Phys.*, vol. 35, n° 4, p. 1261-1266, avr. 2008, doi: 10.1118/1.2841940.
- [107] « microSTARii®: améliorer la sécurité du patient grâce au dosimètre OSL », *Landauer*. <https://www.landauer.eu/fr/produit/microstarii-ameliorer-la-securite-du-patient-grace-au-dosimetre-osl/> (consulté le 25 mars 2022).
- [108] F. H. Apostolakopoulos, N. Kržanović, K. Stanković, et L. Perazić, « Response of TL and OSL passive personal dosimetry systems in poly-energetic and multi-directional photon radiation fields », *Appl. Radiat. Isot. Data Instrum. Methods Use Agric. Ind. Med.*, vol. 151, p. 235-241, sept. 2019, doi: 10.1016/j.apradiso.2019.06.023.
- [109] « APex™ Dosimeter Beryllium Oxide (BeO) Optically Stimulated Luminescence (OSL) Dosimeter ». <https://www.mirion.com/products/apex-dosimeter-radiation-monitoring-with-you-in-mind> (consulté le 25 mars 2022).
- [110] Z. Qin *et al.*, « New model for explaining the over-response phenomenon in percentage of depth dose curve measured using inorganic scintillating materials for optical fiber radiation sensors », *Opt. Express*, vol. 27, n° 17, p. 23693-23706, août 2019, doi: 10.1364/OE.27.023693.
- [111] K. Yogo *et al.*, « Imaging Cherenkov emission for quality assurance of high-dose-rate brachytherapy », *Sci. Rep.*, vol. 10, n° 1, Art. n° 1, févr. 2020, doi: 10.1038/s41598-020-60519-z.
- [112] M. Cieslikiewicz-Bouet *et al.*, « Investigation of the Incorporation of Cerium Ions in MCVD-Silica Glass Preforms for Remote Optical Fiber Radiation Dosimetry », *Sensors*, vol. 21, n° 10, Art. n° 10, janv. 2021, doi: 10.3390/s21103362.
- [113] D. Söderström *et al.*, « Radioluminescence Response of Ce-, Cu-, and Gd-Doped Silica Glasses for Dosimetry of Pulsed Electron Beams », *Sensors*, vol. 21, n° 22, Art. n° 22, janv. 2021, doi: 10.3390/s21227523.
- [114] B. Capoen *et al.*, « Sol-gel derived copper-doped silica glass as a sensitive material for X-ray beam dosimetry », *Opt. Mater.*, vol. 51, p. 104-109, 2016, doi: 10.1016/j.optmat.2015.11.034.
- [115] S. Avino *et al.*, « Ionizing Radiation Detectors Based on Ge-Doped Optical Fibers Inserted in Resonant Cavities », *Sensors*, vol. 15, n° 2, 2015, doi: 10.3390/s150204242.
- [116] A. Vedda *et al.*, « Optical properties of Ce³⁺-doped sol-gel silicate glasses », *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.*, vol. 486, n° 1, p. 259-263, juin 2002, doi: 10.1016/S0168-9002(02)00713-1.
- [117] I. Reghioua *et al.*, « Cathodoluminescence Characterization of Point Defects in Optical Fibers », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 64, n° 8, p. 2318-2324, août 2017, doi: 10.1109/TNS.2016.2644981.
- [118] S. Addanki, I. S. Amiri, et P. Yupapin, « Review of optical fibers-introduction and applications in fiber lasers », *Results Phys.*, vol. 10, p. 743-750, sept. 2018, doi: 10.1016/j.rinp.2018.07.028.
- [119] D. Sporea, A. Sporea, S. O'Keefe, D. McCarthy, et E. Lewis, *Optical Fibers and Optical Fiber Sensors Used in Radiation Monitoring*. IntechOpen, 2012. doi: 10.5772/29119.

- [120] C. Hoehr *et al.*, « Novel Gd³⁺-doped silica-based optical fiber material for dosimetry in proton therapy », *Sci. Rep.*, vol. 9, n° 1, Art. n° 1, nov. 2019, doi: 10.1038/s41598-019-52608-5.
- [121] J. Bahout *et al.*, « Cu/Ce-co-Doped Silica Glass as Radioluminescent Material for Ionizing Radiation Dosimetry », *Materials*, vol. 13, n° 11, Art. n° 11, janv. 2020, doi: 10.3390/ma13112611.
- [122] N. Chiodini, A. Vedda, et I. Veronese, « Rare Earth Doped Silica Optical Fibre Sensors for Dosimetry in Medical and Technical Applications », *Adv. Opt.*, vol. 2014, p. e974584, oct. 2014, doi: 10.1155/2014/974584.
- [123] W. Chewpraditkul *et al.*, « Luminescence and scintillation of Ce³⁺-doped high silica glass », *Opt. Mater.*, vol. 34, n° 11, p. 1762-1766, sept. 2012, doi: 10.1016/j.optmat.2012.04.012.
- [124] H. E. Hamzaoui *et al.*, « Sol-gel derived ionic copper-doped microstructured optical fiber: a potential selective ultraviolet radiation dosimeter », *Opt. Express*, vol. 20, n° 28, p. 29751-29760, déc. 2012, doi: 10.1364/OE.20.029751.
- [125] N. Chiodini *et al.*, « High-efficiency SiO₂:Ce³⁺ glass scintillators », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, n° 23, p. 4374-4376, déc. 2002, doi: 10.1063/1.1524294.
- [126] S. Girard *et al.*, « X-rays, γ -rays and Proton Beam Monitoring with Multimode Nitrogen-doped Optical Fiber », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, p. 1-1, nov. 2018, doi: 10.1109/TNS.2018.2879791.
- [127] M. Bliss *et al.*, « Glass-fiber-based neutron detectors for high- and low-flux environments », *Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng.*, vol. 2551, sept. 1995.
- [128] M. F. L'annunziata, « 1 - NUCLEAR RADIATION, ITS INTERACTION WITH MATTER AND RADIOISOTOPE DECAY », in *Handbook of Radioactivity Analysis (Second Edition)*, M. F. L'Annunziata, Éd. San Diego: Academic Press, 2003, p. 1-121. doi: 10.1016/B978-012436603-9/50006-5.
- [129] J. G. Stacy et W. T. Vestrand, « Gamma-Ray Astronomy », in *Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Edition)*, R. A. Meyers, Éd. New York: Academic Press, 2003, p. 397-432. doi: 10.1016/B0-12-227410-5/00274-X.
- [130] J. Punnoose, J. Xu, A. Sisniega, W. Zbijewski, et J. H. Siewerdsen, « Technical Note: spektr 3.0—A computational tool for x-ray spectrum modeling and analysis », *Med. Phys.*, vol. 43, n° 8, p. 4711-4717, août 2016, doi: 10.1118/1.4955438.
- [131] S. Pang, Z. Zhu, G. Wang, et W. Cong, « Small-angle scatter tomography with a photon-counting detector array », *Phys. Med. Biol.*, vol. 61, n° 10, p. 3734-3748, mai 2016, doi: 10.1088/0031-9155/61/10/3734.
- [132] J. Damilakis, « x-ray spectrum calculator ». <http://ctdose-iqurad.med.uoc.gr/xsg/> (consulté le 28 avril 2022).
- [133] « Proton Irradiation Facility (PIF) Overview | TRIUMF : Canada's particle accelerator centre ». <https://www.triumf.ca/proton-irradiation-facility> (consulté le 29 avril 2022).
- [134] « Neutron Irradiation Facilities (NIF) Overview | TRIUMF : Canada's particle accelerator centre ». <https://www.triumf.ca/neutron-irradiation-facility> (consulté le 29 avril 2022).
- [135] A. Mirandola *et al.*, « Determination of ion recombination and polarity effects for the PTW Advanced Markus ionization chamber in synchrotron based scanned proton and carbon ion beams », *Phys. Medica PM Int. J. Devoted Appl. Phys. Med. Biol. Off. J. Ital. Assoc. Biomed. Phys. AIFB*, vol. 96, p. 149-156, avr. 2022, doi: 10.1016/j.ejmp.2022.03.007.
- [136] B. L. Doyle et P. S. Peercy, « Technique for profiling 1H with 2.5-MeV Van de Graaff accelerators », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 34, n° 11, p. 811-813, juin 1979, doi: 10.1063/1.90654.
- [137] « About the GENESIS facility ». <https://lpsc.in2p3.fr/index.php/en/peren-energie-nucleaire/presentation-genesis> (consulté le 28 avril 2022).

- [138] J. E. Stevens, « 7 - Electron Cyclotron Resonance Plasma Sources », in *High Density Plasma Sources*, O. A. Popov, Éd. Park Ridge, NJ: William Andrew Publishing, 1995, p. 312-379. doi: 10.1016/B978-081551377-3.50009-8.
- [139] C. Ahdida *et al.*, « New Capabilities of the FLUKA Multi-Purpose Code », *Front. Phys.*, vol. 9, 2022, Consulté le: 28 avril 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.frontiersin.org/article/10.3389/fphy.2021.788253>
- [140] G. Battistoni *et al.*, « Overview of the FLUKA code », *Ann. Nucl. Energy*, vol. 82, p. 10-18, août 2015, doi: 10.1016/j.anucene.2014.11.007.
- [141] P. Buaphad et S. C. Cha, « Development of 6 MeV European S-band Side-Coupled Industrial Electron Linear Accelerator at RTX & KAERI », p. 3, 2017.
- [142] M. E. Rising, F. B. Brown, J. R. Salazar, et J. E. Sweezy, « Overview of the MCNP6® SQA Plan and Requirements [Memorandum] », Los Alamos National Lab. (LANL), Los Alamos, NM (United States), LA-UR-20-26666, août 2020. doi: 10.2172/1657095.
- [143] P. R. Emtage et J. J. O'Dwyer, « Richardson-Schottky Effect in Insulators », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 16, n° 9, p. 356-358, févr. 1966, doi: 10.1103/PhysRevLett.16.356.
- [144] S. Clough *et al.*, « Triggering of 1.5 MV SF6 Filled Blumlein Switches », in *2005 IEEE Pulsed Power Conference*, juin 2005, p. 655-658. doi: 10.1109/PPC.2005.300744.
- [145] S. Girard *et al.*, « Recent advances in radiation-hardened fiber-based technologies for space applications », *J. Opt.*, vol. 20, n° 9, p. 093001, août 2018, doi: 10.1088/2040-8986/aad271.
- [146] D. Di Francesca *et al.*, « Distributed Optical Fiber Radiation Sensing in the Proton Synchrotron Booster at CERN », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 65, n° 8, p. 1639-1644, août 2018, doi: 10.1109/TNS.2018.2818760.
- [147] T. svg: *Photomultipliertube svg: P. D. work: Pdespres, *Photomultiplicateur*. 2010. Consulté le: 28 avril 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Photomultiplicateur.svg>
- [148] « Technical notes | Hamamatsu Photonics ». <https://www.hamamatsu.com/eu/en/resources/library/technical-notes.html> (consulté le 28 avril 2022).
- [149] « Photon counting head H7421-40 | Hamamatsu Photonics ». <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/pmt/pmt-module/photon-counting-head/H7421-40.html> (consulté le 28 avril 2022).
- [150] « Counting unit C8855-01 | Hamamatsu Photonics ». <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/pmt/accessory-for-pmt/counting-unit/C8855-01.html> (consulté le 28 avril 2022).
- [151] A. Meyer *et al.*, « X-Ray Radioluminescence in Diversely Doped Multimode Silica-based Optical Fibers », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, p. 1-1, 2022, doi: 10.1109/TNS.2022.3140392.
- [152] T. Gozen, H. Tanaka, A. Utsumi, T. Maeda, et S. Okamoto, « Radiation-resistant pure-silica core single-mode fibers », in *Conference on Electrical Insulation Dielectric Phenomena - Annual Report 1984*, oct. 1984, p. 65-70. doi: 10.1109/EIDP.1984.7683966.
- [153] A. L. Tomashuk et K. M. Golant, « Radiation-resistant and radiation-sensitive silica optical fibers », in *Advances in Fiber Optics*, mai 2000, vol. 4083, p. 188-201. doi: 10.1117/12.385646.
- [154] N. Alhelou, « Etude de verres pour la dosimétrie fibrée de rayonnements ionisants », These de doctorat, Université de Lille (2018-2021), 2018. Consulté le: 29 avril 2022. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2018LILUR032>
- [155] D. Di Martino *et al.*, « Gd-incorporation and luminescence properties in sol-gel silica glasses », *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 354, n° 32, p. 3817-3823, août 2008, doi: 10.1016/j.jnoncrysol.2008.05.027.

- [156] J. Vidalot *et al.*, « Optical Fiber-Based Monitoring of X-ray Pulse Series from a Linear Accelerator », *Radiation*, vol. 2, n° 1, Art. n° 1, mars 2022, doi: 10.3390/radiation2010002.
- [157] M. Smith et D. Roland, « Understanding differences between OTDR and cut-back attenuation measurements in multimode graded index fiber », in *Conference Proceedings LEOS'96 9th Annual Meeting IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, nov. 1996, vol. 1, p. 168-169 vol.1. doi: 10.1109/LEOS.1996.565178.
- [158] K. M. Golant *et al.*, « Fabrication of x-ray zone plates by surface-plasma chemical vapor deposition », *Appl. Opt.*, vol. 46, n° 23, p. 5964-5966, août 2007, doi: 10.1364/AO.46.005964.
- [159] M. A. Eronyan *et al.*, « MCVD method for manufacturing polarization-maintaining and radiation resistant optical fiber with germanosilicate elliptical core », *Mater. Lett.*, vol. 301, p. 130316, oct. 2021, doi: 10.1016/j.matlet.2021.130316.
- [160] N. Chiodini *et al.*, « Ce-doped SiO₂ optical fibers for remote radiation sensing and measurement », Orlando, Florida, USA, mai 2009, p. 731616. doi: 10.1117/12.818507.
- [161] E. M. Dianov, K. M. Golant, R. R. Khrapko, et A. L. Tomashuk, « Nitrogen doped silica core fibres: A new type of radiation-resistant fibre », *Electron. Lett.*, vol. 31, n° 17, p. 1490-1491, août 1995, doi: 10.1049/el:19951008.
- [162] A. Barnini, « Mise au point et caractérisation de nouvelles compositions de verres de silice dopée ytterbium par méthode plasma (SPCVD) pour application en tant que fibre laser », phdthesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017. Consulté le: 29 avril 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01754712>
- [163] N. Richard *et al.*, « Coupled theoretical and experimental studies for the radiation hardening of silica-based optical fibers », in *2013 14th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS)*, sept. 2013, p. 1-7. doi: 10.1109/RADECS.2013.6937444.
- [164] I. Reghioua, « Caractérisation par cathodoluminescence des défauts ponctuels dans les matériaux à base de silice : fibres optiques et nanoparticules », phdthesis, Université de Lyon, 2018. Consulté le: 29 avril 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02292892>
- [165] S. Girard *et al.*, « X-Rays, γ -Rays, and Proton Beam Monitoring With Multimode Nitrogen-Doped Optical Fiber », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 66, n° 1, p. 306-311, janv. 2019, doi: 10.1109/TNS.2018.2879791.
- [166] F. Moretti, G. Patton, A. Belsky, A. G. Petrosyan, et C. Dujardin, « Deep traps can reduce memory effects of shallower ones in scintillators », *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 18, n° 2, p. 1178-1184, déc. 2015, doi: 10.1039/C5CP05711F.
- [167] B. Mellish, *English: Reflectance vs. wavelength curves for aluminium (Al), silver (Ag), and gold (Au) metal mirrors at normal incidence. For optical coating. By Bob Mellish.* 2005. Consulté le: 16 mai 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Image-Metal-reflectance.png>
- [168] M. Fabian, E. Lewis, T. Neue, et S. Lochmann, « Optical fibre cavity for ring-down experiments with low coupling losses », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 21, p. 094034, juill. 2010, doi: 10.1088/0957-0233/21/9/094034.
- [169] G. Sauerbrey, « The use of quartz oscillators for weighing thin layers and for microweighing », *Z. Für Phys. C*, vol. 8, janv. 1959.
- [170] E. Mones *et al.*, « Ce-doped optical fibre as radioluminescent dosimeter in radiotherapy », *Radiat. Meas.*, vol. 43, n° 2, p. 888-892, févr. 2008, doi: 10.1016/j.radmeas.2008.01.031.
- [171] A. Kadys, K. Jarašiūnas, et D. Verstraeten, « Optical discrimination of deep trap contribution to carrier recombination in semi-insulating crystals », *J. Appl. Phys.*, vol. 106, n° 1, p. 013704, juill. 2009, doi: 10.1063/1.3158054.

- [172] L. Deveikis *et al.*, « Profiling of proton beams by fluence scanners », *Lith. J. Phys.*, vol. 61, n° 2, Art. n° 2, juin 2021, doi: 10.3952/physics.v61i2.4436.
- [173] Q. Z. Xing *et al.*, « Transverse profile tomography of a high current proton beam with a multi-wire scanner », *Phys. Rev. Accel. Beams*, vol. 21, n° 7, p. 072801, juill. 2018, doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.21.072801.
- [174] L. Faillace *et al.*, « Compact S-Band linear accelerator system for ultrafast, ultrahigh dose-rate radiotherapy », *Phys. Rev. Accel. Beams*, vol. 24, n° 5, p. 050102, mai 2021, doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.24.050102.
- [175] S. Girard, J. Baggio, J.-L. Leray, J.-P. Meunier, A. Boukenter, et Y. Ouerdane, « Vulnerability analysis of optical fibers for laser megajoule facility: preliminary studies », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, n° 5, p. 1497-1503, oct. 2005, doi: 10.1109/TNS.2005.855813.
- [176] J. L. Bourgade *et al.*, « Diagnostics hardening for harsh environment in Laser Mégajoule (invited) », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 79, n° 10, p. 10F301, oct. 2008, doi: 10.1063/1.2991161.
- [177] M. Jaccard *et al.*, « High dose-per-pulse electron beam dosimetry: Commissioning of the Oriatron eRT6 prototype linear accelerator for preclinical use », *Med. Phys.*, vol. 45, n° 2, p. 863-874, 2018, doi: 10.1002/mp.12713.
- [178] V. V. Afanas'ev, A. Stesmans, M. Bassler, G. Pensl, et M. J. Schulz, « Shallow electron traps at the 4H-SiC/SiO₂ interface », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, n° 3, p. 336-338, janv. 2000, doi: 10.1063/1.125737.
- [179] I. Veronese *et al.*, « Phosphorescence of SiO₂ optical fibres doped with Ce³⁺ ions », *Phys. Status Solidi C*, vol. 4, n° 3, p. 1024-1027, 2007, doi: 10.1002/pssc.200673758.
- [180] J. Krimmer, D. Dauvergne, J. M. Létang, et É. Testa, « Prompt-gamma monitoring in hadrontherapy: A review », *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.*, vol. 878, p. 58-73, janv. 2018, doi: 10.1016/j.nima.2017.07.063.
- [181] Z. H. Tarif *et al.*, « Time-Resolved Radioluminescence Dosimetry Applications and the Influence of Ge Dopants In Silica Optical Fiber Scintillators », *Quantum Beam Sci.*, vol. 6, n° 2, Art. n° 2, juin 2022, doi: 10.3390/qubs6020015.
- [182] F. Romano, C. Bailat, P. G. Jorge, M. L. F. Lerch, et A. Darafsheh, « Ultra-high dose rate dosimetry: Challenges and opportunities for FLASH radiation therapy », *Med. Phys.*, vol. 49, n° 7, p. 4912-4932, juill. 2022, doi: 10.1002/mp.15649.
- [183] M. R. Ashraf *et al.*, « Dosimetry for FLASH Radiotherapy: A Review of Tools and the Role of Radioluminescence and Cherenkov Emission », *Front. Phys.*, vol. 8, 2020, Consulté le: 29 août 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fphy.2020.00328>
- [184] G. McCracken et P. Stott, « Chapter 7 - Inertial-Confinement Fusion », in *Fusion (Second Edition)*, G. McCracken et P. Stott, Éd. Boston: Academic Press, 2013, p. 67-81. doi: 10.1016/B978-0-12-384656-3.00007-6.
- [185] R. J. Commisso *et al.*, « Overview of the 6-MV, rod-pinch experiment on ASTERIX », in *Digest of Technical Papers. PPC-2003. 14th IEEE International Pulsed Power Conference (IEEE Cat. No.03CH37472)*, juin 2003, vol. 1, p. 479-482 Vol.1. doi: 10.1109/PPC.2003.1277755.
- [186] A. Johan, B. Azais, C. Malaval, G. Raboisson, et M. Roche, « ASTERIX a new facility for simulation of dose rate effects on electronics », *Ann. Phys. Ulis Colloq.*, vol. 14, n° 6, p. 379-394, 1989.
- [187] « Matériaux thermoluminescents », *APVL*. <https://www.apvl.com/dosimetrie-a-lecture-differee/594-materiaux-thermoluminescents.html> (consulté le 29 août 2022).
- [188] M. Sadeghi, S. Sina, et R. Faghihi, « Investigation of LiF, Mg and Ti (TLD-100) Reproducibility », *J. Biomed. Phys. Eng.*, vol. 5, n° 4, p. 217-222, déc. 2015.

- [189] D. Lambert *et al.*, « TID Effects Induced by ARACOR, ⁶⁰Co, and ORIATRON Photon Sources in MOS Devices: Impact of Geometry and Materials », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 68, n° 5, p. 991-1001, mai 2021, doi: 10.1109/TNS.2021.3074711.
- [190] J. Allison *et al.*, « Recent developments in Geant4 », *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.*, vol. 835, p. 186-225, nov. 2016, doi: 10.1016/j.nima.2016.06.125.
- [191] J. Allison *et al.*, « Geant4 developments and applications », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, n° 1, p. 270-278, févr. 2006, doi: 10.1109/TNS.2006.869826.
- [192] S. Agostinelli *et al.*, « Geant4—a simulation toolkit », *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.*, vol. 506, n° 3, p. 250-303, juill. 2003, doi: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [193] A. Bourguin, A. Knyziak, M. Marinelli, R. Kranzer, A. Schüller, et R.-P. Kapsch, « Characterization of the PTB ultra-high pulse dose rate reference electron beam », *Phys. Med. Ampmathsemicolon Biol.*, vol. 67, n° 8, p. 085013, avr. 2022, doi: 10.1088/1361-6560/ac5de8.
- [194] I. E. Tamm, « General Characteristics of Vavilov-Cherenkov Radiation », *Science*, vol. 131, n° 3395, p. 206-210, 1960.
- [195] E. Ciarrocchi *et al.*, « Cherenkov luminescence measurements with digital silicon photomultipliers: a feasibility study », *EJNMMI Phys.*, vol. 2, n° 1, p. 32, nov. 2015, doi: 10.1186/s40658-015-0134-z.