Mesure haute température en environnement irradié par fibre optique utilisant l'effet Raman

Pierre Lecomte

▶ **To cite this version:**

Pierre Lecomte. Mesure haute température en environnement irradié par fibre optique utilisant l'effet Raman. Autre [cond-mat.other]. Université de Perpignan, 2017. Français. NNT : 2017PERP0067 . tel-01973289

HAL Id: tel-01973289

https://theses.hal.science/tel-01973289

Submitted on 8 Jan 2019

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

Docteur

Délivré par

UNIVERSITÉ DE PERPIGNAN VIA DOMITIA

Préparée au sein de l'école doctorale **305**

Énergie et Environnement

Et de l'unité de recherche

PROMES-CNRS UPR 8521

Spécialité

Physique

Présentée par

Pierre LECOMTE

Mesure haute température en environnement irradié par fibre optique utilisant l'effet Raman

Soutenue publiquement le 11 avril 2017 devant le jury composé de

M. Renaud GABET, Maître de conférences à Télécom ParisTech	Rapporteur
M. Sylvain GIRARD, Professeur à l'Université Jean Monnet	Rapporteur
M. Hamid KACHKACHI, Professeur à l'UPVD	Examinateur
M. Patrice MÉGRET, Professeur à l'Université de Mons	Examinateur
M. Frédéric TAILLADE, Chercheur expert à EDF R&D	Directeur de thèse
M. Matthieu CAUSSANEL, Maître de conférences à l'UPVD	Co-directeur de thèse
M. Sylvain BLAIRON, Ingénieur chercheur à EDF R&D	Invité

Table des matières

Table des matières iii

Remerciements vii

Introduction 1

1 Cartographie de température 5
1.1 État de l'art de la mesure de température . . . 5
1.1.1 Mesure ponctuelle déportée . . . 5
1.1.2 Mesure surfacique . . . 6
1.1.3 Résumé des différentes technologies . . . 7
1.2 Fibre optique . . . 8
1.2.1 Principe . . . 8
1.2.2 Caractéristiques . . . 13
1.2.3 Composition chimique . . . 17
1.3 Mesure de température par fibre optique . . . 18
1.3.1 Capteurs à fibre optique pour la mesure ponctuelle . . . 18
1.3.2 Mesure de température répartie . . . 22
1.3.3 Type de mesure par fibre optique retenu pour l'étude (instrumentation LEP) . . . 26
1.3.4 De la spectroscopie Raman à la mesure de température par fibre optique 27
1.4 Haute température . . . 34
1.4.1 Premier verrou : tenue de la fibre optique à la haute température . . 34
1.4.2 Deuxième verrou : variabilité de l'atténuation des fibres à revêtement métallique . . . 35
1.4.3 Décalage fréquentiel du spectre Raman en fonction de la température 36
1.5 Rayonnements ionisants . . . 37
1.5.1 Les défauts absorbants de la lumière . . . 38
1.5.2 Atténuation et émission radio-induite . . . 41
1.5.3 Paramètres influents sur l'atténuation radio-induite . . . 42
1.5.4 Troisième verrou : diminution de transmission lumineuse avec la dose cumulée . . . 47
1.5.5 Décalage fréquentiel du spectre Raman en fonction de l'irradiation . 47
1.6 Contrainte du milieu industriel : la protection mécanique du capteur . . . 48
1.7 Conclusion : choix du CFO et instrumentation associée . . . 49

2 Propriétés de la chaîne de mesure 51
2.1 RDTS : Évaluations métrologiques préliminaires . . . 52
2.1.1 Vérification de la résolution spatiale de détection du RDTS . . . 52
2.1.2 Calcul de température double-ended depuis la puissance rétro-diffusée 55
2.1.3 Dynamique de mesure du RDTS à haute température . . . 56
2.2 Tenue des capteurs à fibre optique à haute température . . . 60

2.2.1 Fibre à revêtement polyimide . . . 60
2.2.2 Fibre à revêtement or . . . 61
2.3 Étude numérique du dépôt d'énergie sur les fibres . . . 63
2.3.1 Modélisation des conditions d'irradiation : présentation de la démarche 64
2.3.2 Modélisation MCNP . . . 64
2.3.3 Modélisation Geant4 . . . 67
2.3.4 Limites de la modélisation . . . 70
2.4 Caractérisation spectroscopique de la composition des fibres . . . 70
2.4.1 Description du moyen de caractérisation . . . 71
2.4.2 Principaux résultats obtenus . . . 72
2.5 Conclusion sur les propriétés de la chaîne de mesure . . . 74

3 Démarche de caractérisation de l'atténuation radio-induite 77
3.1 Définition du plan d'expérience . . . 77
3.2 Caractéristiques du matériel utilisé pendant les essais d'irradiation . . . 78
3.2.1 Fibres optiques . . . 78
3.2.2 Instrumentation . . . 78
3.3 Essais d'irradiation . . . 83
3.3.1 Objectifs et principes . . . 83
3.3.2 Essai n° 1 : fort débit de dose à température ambiante . . . 83
3.3.3 Essai n° 2 : faible débit de dose à haute température . . . 89
3.3.4 Essai n° 3 : fort débit de dose à haute température . . . 95
3.4 Conclusion générale des essais . . . 101

4 Résultats de la caractérisation de l'atténuation radio-induite 103
4.1 Étude paramétrique de l'évolution de l'atténuation radio-induite . . . 104
4.1.1 Impact du type de rayonnements . . . 104
4.1.2 Impact de la dose totale reçue . . . 106
4.1.3 Impact des dopants présents dans les fibres . . . 109
4.1.4 Impact du revêtement de la fibre . . . 112
4.1.5 Facteur d'atténuation de la gaine FIMT . . . 114
4.2 Guérison thermique . . . 115
4.2.1 Comportement de l'ARI à haute température . . . 115
4.2.2 Évolution de l'atténuation radio-induite avec la température . . . 117
4.2.3 Évolution de l'atténuation radio-induite selon la dose à haute température . . . 118
4.3 Impact de l'ARI sur la dynamique de mesure du RDTS . . . 120
4.4 Conclusion de la caractérisation de l'atténuation radio-induite . . . 121

Conclusion et perspectives 125

A Glossaire 133

B Définitions métrologiques 135
B.1 Termes métrologiques généralistes . . . 135
B.1.1 Erreur systématique et aléatoire . . . 135
B.1.2 Justesse, fidélité et précision . . . 136
B.2 Métrologie appliquée à la mesure par fibre optique . . . 137

C Nucléides dans un cœur de REP 139

D Formule de calcul double-ended 141

E Caractérisation chimique par EPMA **143**
E.1 Moyen d'essai . . . 143
E.1.1 Principe . . . 143
E.1.2 Performances . . . 144
E.1.3 Préparation des échantillons . . . 144
E.2 Analyse des résultats . . . 144
E.2.1 Type de résultats obtenus . . . 144
E.2.2 Représentativité de la mesure . . . 147

Bibliographie **149**

Résumé **161**

Abstract **163**

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les personnes qui sont à l'origine de ce projet de thèse, grâce auxquelles je viens de passer trois années épanouissantes tant sur le plan professionnel qu'humain. À Frédéric Taillade, mon directeur de thèse, et Sylvain Blairon, mon encadrant EDF, pour leur soutient infaillible et la grande liberté d'action qu'ils m'ont accordé au cours de ces trois années de travail acharné. Ainsi qu'à Gautier Moreau, à qui je pense pouvoir dire aujourd'hui avoir su rester maître de ma thèse. Pour m'avoir accordé leur confiance, je leur en suis particulièrement reconnaissant.

Mes remerciements s'adressent aussi à Matthieu Caussanel, mon co-directeur de thèse, pour ses remarques avisées qui m'ont guidé tout au long de mes travaux. Ainsi qu'aux membres de son équipe Gwendal Beauvois et Hervé Duval pour leur support sur le banc de mesure ARI, et aux autres stagiaires et thésards du laboratoire avec qui j'ai pu discuter.

Mes remerciements les plus sincères à Didier Boldo, pour son suivi sans faille, ses inépuisables conseils et son rôle majeur durant ma thèse. Ainsi qu'à tous les membres du groupe DMP, et par extension de son département, avec qui j'ai pu partir en essais (Alexandre, Hervé, Marc et Nicolas), collaborer (Alexis, Arnaud, Barthélémy, Édouard, Emmanuel, Jean-Marie, José, Vincent, …), ou simplement partager un café. À Astrid, avec qui j'ai partagé un bureau, puis à Ting qui est venue nous rejoindre.

Mes remerciements et ma gratitude à Louis-Joseph Bonnaud, stagiaire avec qui j'ai apprécié travailler, qui m'a apporté des résultats désormais intégrés dans ce manuscrit de thèse.

Mes remerciements et mon respect aux membres du jury de thèse pour s'être intéressés à mes travaux. À Monsieur Patrice Mégret, professeur à l'université de Mons, pour avoir accepté de présider le jury de thèse. À Messieurs Renaud Gabet, maître de conférences à Télécom ParisTech, et Sylvain Girard, professeur à l'université Jean Monnet, pour avoir accepté d'être les rapporteurs. À Monsieur Hamid Kachkachi, professeur à l'UPVD, pour avoir accepté de faire partie du jury de thèse. Je leur exprime toute ma gratitude pour y avoir consacré du temps, ainsi que pour les remarques constructives qu'ils ont émis sur ce manuscrit afin d'en améliorer la qualité.

Enfin, mes remerciements et ma reconnaissance à ma famille et à mes proches, pour leur présence, leur patiente et leur support indéfectible.

Mesure de température en environnement sévère

Besoin et contexte : la cartographie en température de tuyauteries de centrales nucléaires

Actuellement, la part d'énergie électrique produite par la filière nucléaire dans le mix énergétique français oscille entre 70 et 85 %. L'évolution de cette répartition, fonction de l'heure et de la saison, peut être consultée en temps réel sur le site du *Réseau de transport d'électricité*[121]. Le groupe EDF exploite au quotidien l'ensemble du parc français de CNPE [1] depuis leur mise en service. Ce sont des REP [2] qui équipent les CNPE exploités par EDF.

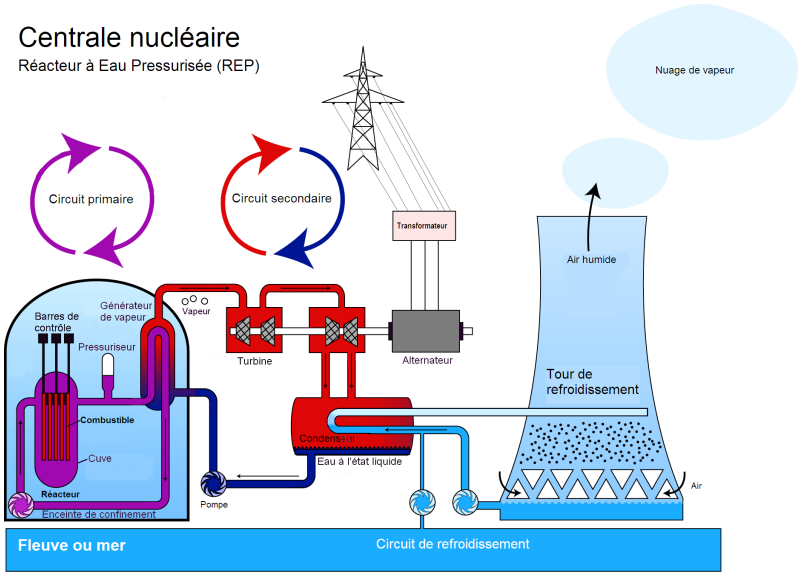

FIGURE 0.1 – Schéma de principe d'une centrale REP (d'après [145]).

La Figure 0.1 représente le principe de fonctionnement d'une centrale REP. On distingue trois éléments d'intérêt qui permettent de résumer le cycle nucléaire de production d'électricité :

— le cœur, dans lequel se produit la réaction du combustible nucléaire ;

1. Centre Nucléaire de Production d'Électricité
2. Réacteurs à Eau Pressurisée

— le circuit primaire, qui transporte l'énergie produite dans le cœur sous forme de chaleur grâce à de l'eau pressurisée ;

— le circuit secondaire, qui transporte de la vapeur créée par conduction de chaleur depuis le circuit primaire afin d'entraîner des turbines qui produisent de l'électricité.

La température moyenne de l'eau dans le cœur en fonctionnement est de 310 °C (voir figure 1.28). Afin d'éviter l'ébullition de l'eau du circuit primaire, l'eau est maintenue à une pression de 155 bars grâce au pressuriseur. Le pressuriseur est relié au circuit par une conduite appelée (LEP [3], voir Figure 0.2). Cette LEP est soumise à une forte pression ainsi qu'à un fort gradient de température allant de 310 à 350 °C, sur une longueur d'environ 20 m. Aujourd'hui, EDF souhaite améliorer le contrôle du gradient de température de la LEP (gradient longitudinal, vertical et horizontal du tuyau). Parce que la LEP est isolée thermiquement par un calorifuge, il n'est pas possible d'utiliser une solution d'imagerie de type caméra infrarouge. Une solution possible est la mesure par point de contact (de type thermocouple ou thermistance), mais elle nécessite autant de câbles que de points de mesure, ce qui peut s'avérer complexe à mettre en œuvre sur CNPE (plusieurs centaines de points nécessaires).

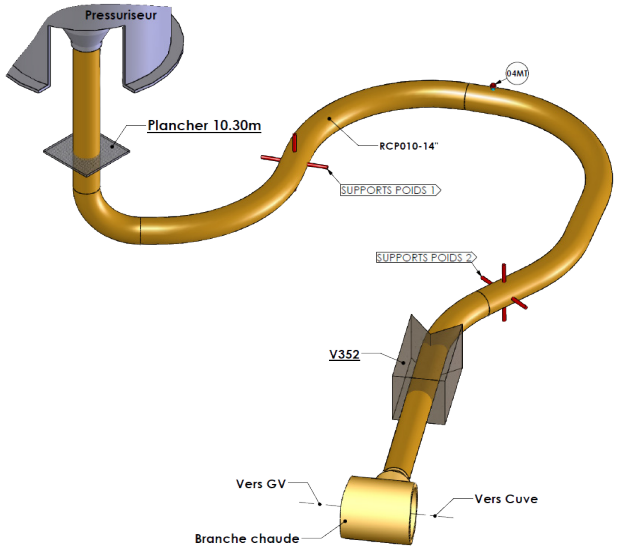

FIGURE 0.2 – Schéma d'une LEP de CNPE EDF. La forme particulière de cette tuyauterie s'explique par sa capacité à résister aux contraintes thermomécaniques et sismiques, ce qui diminue ses performances fonctionnelles et complexifie la mise en place de l'instrumentation.

L'instrumentation par fibre optique utilisant l'effet Raman a été identifiée comme l'une des technologies permettant de réaliser une cartographie de température de tuyauteries du circuit primaire. Une cartographie de température permet d'évaluer les gradients de température présents sur cette géométrie particulière de tuyauterie :

— gradient longitudinal, entre la base du pressuriseur et l'injection dans la branche chaude ;

— gradient vertical, entre le haut et le bas de la tuyauterie vue en coupe ;

— gradient horizontal, entre l'intrados et l'extrados de la tuyauterie sous pression.

3. Ligne d'Expansion du Pressuriseur

Dans le cadre de projets sur l'instrumentation innovante menés au sein d'EDF R&D, une étude sur la *mesure de température répartie par fibre optique utilisant l'effet Raman en environnement radiatif* a été proposée. Cette étude s'inscrit dans un cadre plus général de prolongation de la durée de vie des centrales nucléaires exploitées par EDF, avec des applications possibles pour de futurs réacteurs à neutrons rapides à caloporteur sodium. Les travaux réalisés pendant cette thèse ont principalement été menés au sein du groupe *Développement Mesure Physique* du département *PRISME*[4] d'EDF R&D, en collaboration avec l'équipe *COSMIC*[5] du laboratoire *PROMES*[6], une unité propre de recherche du CNRS rattachée à l'INSIS[7] conventionnée avec l'université de Perpignan via Domitia. L'un des axes de recherche sur lequel travaille l'équipe COSMIC est la caractérisation de composants et de matériaux, notamment des fibres optiques soumises à des radiations ionisantes destinées au développement de capteurs innovants.

L'objectif du travail présenté ici est d'observer et de quantifier les phénomènes en jeu lorsqu'une fibre optique est soumise aux hautes températures sous rayonnement γ. Le premier chapitre consiste en un état de l'art de la mesure de température pour réaliser des cartographies de température dans un environnement industriel nucléaire. L'intérêt du capteur à fibre optique, en particulier utilisant l'effet Raman, pour la mesure distribuée y est justifié. L'impact des conditions environnementales haute température et irradiation auxquels le capteur sera soumis sont présentés. Ensuite, le deuxième chapitre est l'occasion de vérifier certaines propriétés de la chaîne de mesure, telles que la résolution spatiale de l'instrument, la tenue des CFO[8] à la haute température, ou encore l'énergie déposée sur le CFO irradié. Puis, la démarche expérimentale des trois campagnes d'essais est développée dans le troisième chapitre. Les principaux résultats de chaque campagne sont présentés, car ils ont permis d'ajuster le cahier des charges des campagnes suivantes en fonction de l'ARI[9] mesurée sur les échantillons de CFO. Enfin, le quatrième chapitre consiste en une analyse détaillée des résultats obtenus lors des campagnes d'irradiation. Une étude paramétrique sur l'impact des rayonnements, de la dose cumulée, de la température et d'une gaine de protection est réalisée, ce qui a permis de conclure sur la pertinence du choix retenu pour l'instrumentation en environnement industriel sévère de la tuyauterie visible sur la figure 0.2.

4. Performance, Risque Industriel et Surveillance pour la Maintenance et l'Exploitation
5. COmmande des SystèMes, Instrumentation et Caractérisation
6. PROcédés, Matériaux et Energie Solaire (UPR 8521)
7. Institut des Sciences de l'Ingénierie et des Systèmes
8. Capteurs à Fibre Optique
9. Atténuation Radio-Induite

Chapitre 1

Cartographie de température

Ce chapitre constitue un état de l'art de la mesure de température qu'il est possible de mettre en œuvre sur CNPE pour répondre au besoin d'instrumentation. Différentes technologies sont abordées avant de conclure sur la nécessité de recourir à la mesure de température par fibre optique, et plus spécifiquement par la mesure de température par fibre optique utilisant l'effet Raman. Suivent les problématiques environnementales d'irradiation et de haute température qui risquent d'impacter ce principe de mesure retenu.

1.1 État de l'art de la mesure de température

Parce qu'il existe un très grand nombre de capteurs de température différents (thermomètre à dilatation de gaz/liquide, à tension de vapeur, à résistance de platine/nickel/cuivre, thermistance, thermocouple, pyromètre, thermomètre à vitesse du son, capacitif, à inductance, fibre optique, … [119]), cette partie développera uniquement les technologies actuellement mises en œuvre pour réaliser des mesures de température en CNPE. La thermographie infrarouge sera aussi évoquée, car elle est souvent utilisée pour la cartographie de température. La pertinence de l'utilisation d'un *Capteur à Fibre Optique* (CFO), pour réaliser des cartographies de température de tuyauteries de CNPE sera abordée en conclusion.

1.1.1 Mesure ponctuelle déportée

Deux grandes familles de capteurs de température par point de contact sont actuellement mises en œuvre en CNPE (Hervault [73]) :

- le Thermomètre à Résistance de Platine ;
- le Thermocouple.

Ces capteurs peuvent être déportés, ce qui permet d'avoir accès à la mesure en dehors des zones d'irradiation intenses localisées dans le bâtiment réacteur (cuve, circuit primaire). Ils ont été sélectionnés car ils offrent une réponse satisfaisante aux critères de choix suivants :

- gamme de température d'utilisation ;
- incertitude recherchée sur la mesure ;
- temps de réponse ;

— capacités d'exploitation et traitement de données ;

— coût global de la chaîne de mesure ;

— conditions d'utilisation et d'environnement.

Le principe physique du thermomètre à résistance est simple : la résistance électrique des métaux augmente avec la température. La résistance est liée à la température par la relation (Bentley [8]) :

$$R_T = R_0(1 + \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3 + ...) \tag{1.1}$$

Où R_0 est la résistance du matériau à 0 °C et α, β, γ sont des coefficients de résistance fonction de la température. Le platine est très souvent utilisé pour ce type de capteur, car il est un des métaux dont la résistance possède une réponse linéaire avec la température. On parle donc de Thermomètre à Résistance de Platine (abrégé Pt100). La sonde Pt100 permet de mesurer une température absolue.

Le thermocouple utilise le principe de l'effet Seebeck : il existe une différence de potentiel qui varie avec la température à la jonction de deux métaux A et B de composition chimique différente. Un thermocouple est composé de deux jonctions aux températures respectives T_1 et T_2. La différence de potentiel est liée à la température par la relation (Bentley [8]) :

$$E^{AB}_{T_1,T_2} = E^{AB}_{T_1} - E^{AB}_{T_2} = a_1(T_1 - T_2) + a_2(T_1^2 - T_2^2) + a_3(T_1^3 - T_2^3) + a_4(T_1^4 - T_2^4) + ... \tag{1.2}$$

Le thermocouple mesure donc une différence relative de température entre le point de mesure et un point de température connue. Les compositions des métaux A et B sont normalisées. Par exemple un thermocouple de type E est constitué d'une jonction Ni-Cr/Ni-Cu.

1.1.2 Mesure surfacique

Pour réaliser une cartographie avec les systèmes précédents, il est nécessaire de mettre en place autant de capteurs que de points de mesure. Une autre solution est l'imagerie thermique, qui permet de mesurer plusieurs points avec un seul capteur optique. Le principe physique consiste à mesurer l'émissivité d'un corps rayonnant. La distribution de luminance énergétique spectrale du rayonnement thermique du corps noir à l'équilibre thermique en fonction de sa température thermodynamique est définie par la loi de Planck. Et la puissance d'un corps rayonnée est liée à la température par la loi de Stefan-Boltzmann, en considérant une distribution spectrale infinie :

$$P = A\epsilon(\lambda)\sigma T^4 \tag{1.3}$$

où A est l'aire du corps rayonnant, $\epsilon(\lambda)$ son coefficient d'émissivité et σ la constante de Stefan-Boltzmann [1]. Le maximum d'émissivité d'un matériau est atteint pour une longueur d'onde fonction de la température. La loi du déplacement de Wien permet de déterminer cette longueur d'onde :

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \tag{1.4}$$

Où b est la constante de Wien [2]. Pour mesurer une gamme de température proche de 350 °C, il faut donc une caméra sensible aux rayonnements de l'ordre de 4.6 µm (thermographie infrarouge).

1. $\sigma = 5,670367 \cdot 10^{-8}\ W.m^{-2}.K^{-4}$
2. $b = 2,8977729 \cdot 10^{-3}\ m.K$

Pour être exacte, la mesure par thermographie doit être compensée des effets géométriques et atmosphériques. De plus, l'objet étudié doit être de composition chimique stable et la mesure doit être calibrée pour une surface de composition chimique homogène, ce qui est le cas pour l'acier qui compose la tuyauterie.

1.1.3 Résumé des différentes technologies

Les performances des différentes technologies évoquées sont résumées dans le tableau 1.1.

TABLE 1.1 – Quelques caractéristiques des technologies éprouvées de mesure de température. [1] % VM : pourcentage de la valeur mesurée. [2] : valable seulement sur un corps noir. [3] : en K pour T_{max}(°C) et t_{max}(heures). [4] : en % VM (modifié d'après Rogez et Le Coze [119]).

	Thermocouple	**Pt100**	**Thermographie IR**
Dynamique (°C)	−200 °C ⟶ 1200 °C	−200 °C ⟶ 500 °C	−75 °C ⟶ 2000 °C
Exactitude (% VM)[1]	±1	±0.5	?[2]
Dérive	2 K (600 °C, 1000 h)[3]	1 K (650 °C, 6000 h)[3]	3 ⟶ 15[4]
Sensibilité	27 ⟶ 80 µV K^{-1}	3.9 10^{-3} K^{-1}	$\frac{4}{T}$(K^{-1})
Coût	Faible	Moyen	Élevé

Les thermocouples et Pt100 sont des solutions qui offrent un bon compromis parmi tous les critères de choix évoqués dans la partie 1.1.1. Néanmoins, instrumenter une tuyauterie de 20 m avec une résolution longitudinale de 1 m et 4 points différents sur la circonférence du tuyau (pour obtenir un gradient horizontal et vertical sommaire) nécessite au minimum 80 capteurs. Soit autant de câbles à relier à l'instrumentation. Une instrumentation dédiée a été développée à EDF R&D sous forme d'une ceinture de 16 thermocouples (voir figure 1.1). Cette couronne permet de mesurer la stratification de température en peau externe d'une tuyauterie avec une excellente résolution circonférentielle. Il faut cependant placer autant de couronnes que de points de mesure longitudinaux voulus, ce qui est contraignant dans un CNPE.

FIGURE 1.1 – Pose d'une ceinture de thermocouples EDF R&D (gauche) sur une tuyauterie de CNPE (milieu) et points de mesure associés (droite). Les thermocouples sont reliés à la station d'acquisition par 16 câbles visibles sur la figure centrale.

Quant à la mesure par thermographie, elle ne pourra que mesurer la température de l'isolant thermique qui protège la LEP. De plus, l'instrumentation ne peut pas être déportée dans une

zone peu soumise aux rayonnements, afin de rester dans le champ de vision de l'élément d'intérêt. L'électronique de l'instrumentation risque de ne pas résister aux rayonnements ionisant qui sont émis par la LEP lorsque la tranche est en fonctionnement.

1.2 Fibre optique

Suite au constat de la difficulté de mise en œuvre des solutions de mesure de température usuelles, l'utilisation de capteurs de température par fibre optique est envisagée en complément de solutions traditionnelles ponctuelles. La fibre a pour avantage d'être à la fois l'élément sensible (le capteur), mais aussi le moyen de transmettre l'information (le mesurande). L'information peut y être transmise sur des distances allant jusqu'à plusieurs kilomètres. Ses faibles dimensions, de quelques millimètres à quelques centimètres de diamètre en fonction du type de gainage dans lequel elle est intégrée, permettent une installation dans de nombreux environnements. Certaines fibres peuvent supporter de larges gammes de températures : de −269 à 700 °C en fonction du revêtement qui les protège[40] (voire jusqu'à 1000 °C pour des fibres silice (SiO_2) et 1600 °C pour des fibres saphir (Al_2O_3) sans revêtement et non sollicitées mécaniquement (Busch *et al.* [24]; Petrie *et al.* [113]). Enfin, la fibre est insensible aux perturbations électromagnétiques qui altèrent la mesures de nombreux capteurs de précision (bruit à 50 Hz, ondes GSM, …).

1.2.1 Principe

Une fibre optique est un guide d'onde électromagnétique diélectrique qui permet la transmission d'énergie aux longueurs d'onde optiques allant du proche UV [3] à l'IR [4] (Kao et Hockham [86]). Une fibre optique est généralement composée d'un cœur de silice inséré dans une gaine optique de silice et protégée mécaniquement par un revêtement (voir figure 1.2). Cet ensemble, fragile, peut être protégé par des gaines supplémentaires pour améliorer sa résistance à l'environnement extérieur (contraintes mécaniques, humidité, température, …). On parle alors de câble fibre optique.

La fabrication d'une fibre optique standard est réalisée en deux étapes :

— création d'une préforme ($\varnothing \approx 15$ cm, $L \approx 40$ cm) ;

— fibrage depuis la préforme ($\varnothing \approx 155$ µm, $L > 400$ m).

La préforme est un cylindre de silice dans lequel des dopants ont, par exemple, été injectés sous forme vapeur pour obtenir une différence d'indice cœur/gaine optique (processus MCVD [5]). L'injection est réalisée sous vide, dans un cylindre chauffé à haute température homogène (voir figure 1.3 gauche). La préforme est ensuite placée en haut d'une tour de fibrage, sur un four haute température. Par gravité, la fibre va en être tirée selon un rapport $\frac{T_g}{\gamma}$ optimal, avec T_g la température de vitrification et γ la contrainte de tirage. La fibre ainsi produite sera ensuite enrobée d'un revêtement protecteur avant d'être bobinée (voir figure 1.3 droite). Ce revêtement protecteur est indispensable pour la résistance mécanique de la fibre optique et assurer sa souplesse lors de manipulations.

3. ultraviolet
4. infrarouge
5. Modifed Chemical Vapor Deposition

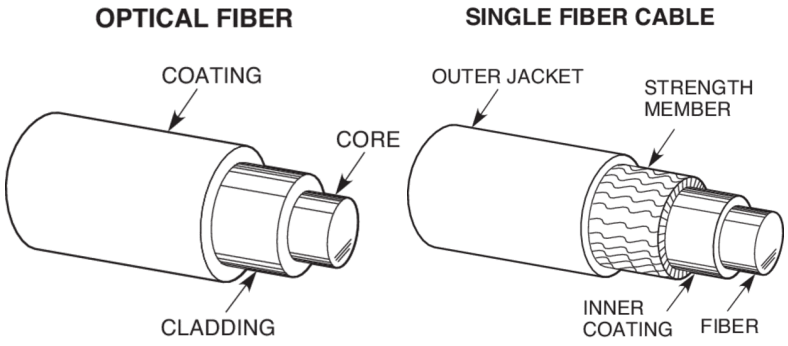

FIGURE 1.2 – Schéma d'une fibre optique (gauche), qui peut être insérée dans un câble fibre optique (droite) (d'après [110]).

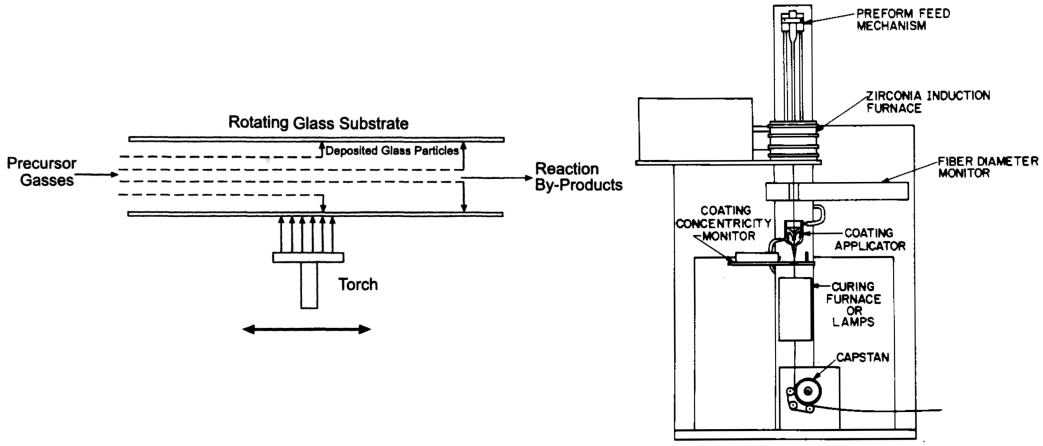

FIGURE 1.3 – Fabrication d'une fibre optique en deux étapes : la préforme obtenue (gauche, d'après Buck [23]) est tirée dans une tour de fibrage (droite, d'après Blyler et DiMarcello [12]).

La propagation de la lumière est décrite par les équations de Maxwell appliquées à un milieu diélectrique amagnétique non chargé (Buck [23]) :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \mu_0 \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= 0 \end{aligned} \tag{1.5}$$

où $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont les champs électriques et magnétiques, μ_0 la perméabilité du vide du vide et $\vec{D} = \epsilon_0 n(r)^2 \vec{E}$ la densité de flux électrique (avec ϵ_0 la permittivité du vide et $n(r)$ l'indice optique du milieu en fonction du rayon de la fibre). Il est possible de déduire des équations 1.5 la propagation du champ $\vec{E}$

$$\Delta \vec{E} - \frac{n(r)^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \tag{1.6}$$

où Δ est l'opérateur Laplacien et $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ est la célérité de la lumière dans le vide [6].

6. $c = 2,99 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$

Indice optique

Le guide de lumière est réalisé en dopant la silice de la fibre pour que l'indice optique de la gaine optique n_2 soit inférieur à celui du cœur n_1. L'indice optique n est défini selon la formule :

$$n = \frac{c}{v_p} \tag{1.7}$$

où v_p est la vitesse de phase de l'onde électromagnétique se propageant dans la silice dopée. Les conditions $n_1 > n_2$ dans la fibre permettent théoriquement d'obtenir le phénomène de réflexion totale qui confine la lumière (voir figure 1.4). Ce phénomène est défini par la relation de Snell-Descartes :

$$n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin \theta_g \tag{1.8}$$

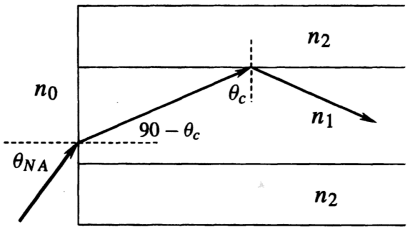

FIGURE 1.4 – Principe de la réflexion totale interne dans une fibre optique à saut d'indice (d'après Buck [23]).

où θ_c et θ_g sont respectivement les angles de réflexion et de réfraction de la lumière par rapport à la normale de l'interface entre les milieux cœur et gaine. On désigne l'angle limite θ_l à partir duquel se produit le phénomène de réflexion interne. θ_l est défini par la formule :

$$\sin \theta_l = \frac{n_2}{n_1} \tag{1.9}$$

$\sin \theta_l \in [-1 : 1]$, ainsi les conditions $n_1 > n_2$ propres à une fibre optique permettent de satisfaire l'équation 1.9. On obtient donc $\theta_c \geq \theta_l$, ce qui permet d'obtenir un guidage de la lumière dans la fibre.

Les propriété optiques d'une fibre sont principalement définies selon deux paramètres liés à la différence d'indice :

- la différence d'indice normalisé Δ ;
- l'ouverture numérique ON.

La différence d'indice normalisé Δ, qui renseigne sur la capacité d'une fibre à guider la lumière, est définie selon la relation suivante :

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \tag{1.10}$$

L'ouverture numérique ON, qui renseigne sur l'angle d'incidence maximum que peut avoir un rayon pénétrant une fibre pour y être guidé, est définie selon la relation suivante :

$$ON = \sin \theta_{ON} = \frac{1}{n_0}\sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{n_1}{n_0}\sqrt{2\Delta} \tag{1.11}$$

Où n_0 est l'indice optique de l'air. Δ et ON sont uniquement liés aux indices optiques (i. e. aux types et aux distributions de dopants qui seront présents dans le cœur, ou dans la gaine optique). La distribution transverse de dopants dans les fibres permet d'obtenir des profils d'indice sous forme de saut ou de gradient d'indice. Ceci permet de concevoir des fibres optiques monomodes et multimodes (voir partie 1.2.2).

D'autres paramètres peuvent intervenir dans la conception d'une fibre optique :

- son matériau de base (silice, plastique, saphir, …) ;
- sa structure (pleine, à trous, micro-structurée) ;
- son diamètre (de cœur et de gaine optique) ;
- son revêtement (acrylate, polyimide, métalique, carbone, …).

Ces paramètres permettent d'obtenir une fibre adaptée en fonction du besoin. Une fibre à revêtement métallique résistera par exemple mieux aux hautes températures qu'une fibre à revêtement acrylate, en contrepartie d'une atténuation plus élevée. Une fibre à gros diamètre de cœur résistera mieux à certains rayonnements ionisants, en contrepartie d'une dégradation accrue de la transmission lumineuse par micro-courbures (Boechat *et al.* [13]). L'impact de certains de ces paramètres sera donc évoqué dans les parties suivantes.

Atténuation

Si le phénomène de réflexion totale interne permet de guider la lumière dans une fibre optique, une infime quantité de lumière transmise dans la fibre est perdue par propagation le long du trajet optique. Cette atténuation varie avec la longueur d'onde. Plusieurs sources d'atténuation de la lumière dans les fibres optiques sont distinguées (voir figure 1.5 pour le proche IR) :

- pertes lumineuses intrinsèques (absorption UV, IR et diffusion Rayleigh) ;
- pertes lumineuses extrinsèques (impuretés, absorption OH) ;
- contraintes environnementales (courbures, revêtement, rayonnements ionisants, connecteurs et épissures, …).

La résonance dans l'UV est d'origine électromagnétique. Bien que centré dans la silice à ~ 240 nm pour une fibre germano-silicate standard (Atkins [4]), la queue du pic d'absorption atténue la lumière dans les petites longueurs d'onde. À l'opposé, des modes vibrationnels de la silice et de ses dopants tel que le germanium provoquent des pics d'absorption dans l'IR à respectivement 9 et 11 µm. Ainsi, les queues d'absorption atténuent la lumière dans le proche IR. Enfin, la diffusion Rayleigh est liée à l'interaction de la lumière avec les inhomogénéités de concentration des molécules de silice ou de dopants (l'interaction est majoritaire aux basses longueurs d'onde). L'absorption intrinsèque des fibres optiques est majoritairement due à la diffusion Rayleigh.

Si l'absorption extrinsèque des fibres optiques a pu être due à des impuretés agglomérées dans la silice lors du processus de fabrication des fibres (création de la préforme ou fibrage), les processus de fibrage modernes, mieux maîtrisé, s'affranchissent désormais de cette contrainte. Cependant, l'autre source d'absorption extrinsèque est la présence de groupements OH liés à l'interaction avec l'hydrogène [7]. Ils se forment lors du processus de fabrication par dépôt de vapeur d'eau,

7. $Si - O\bullet + H \longrightarrow Si - OH$

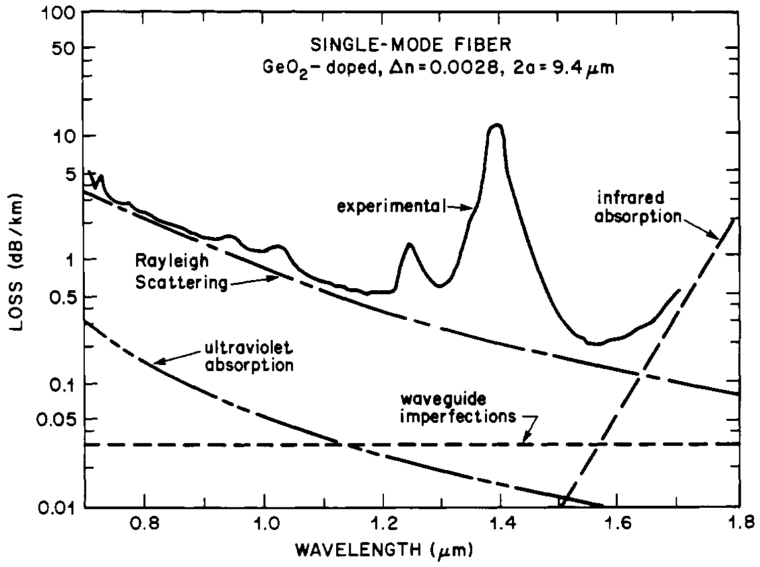

FIGURE 1.5 – Spectre d'absorption d'une fibre silice dopée Ge en fonction de la longueur d'onde (d'après Li [94]). Les longueurs d'onde généralement utilisées dans les fibres optiques (850, 1064, 1300 et 1500 nm) sont un compromis entre la maîtrise des lasers et les gammes de longueurs d'onde les moins atténuantes de la silice dopée.

ou par contact de la fibre avec l'eau par la suite. Certaines fibres ne présentent plus ce type de défauts en sortie d'usine grâce à la maîtrise du processus de fabrication des industriels. Les groupements OH sont responsables de plusieurs bandes d'absorption. Les bandes qui impactent le plus la transmission lumineuse d'une fibre optique sont situées à 950 et 1380 nm.

Enfin, l'absorption de la lumière peut être due à des contraintes environnementales. Un fort rayon de courbure par bobinage ou angle-droit (macro-courbures), ou encore des contraintes appliquées sur la fibre suite à de nombreuses manipulations ou un mauvais revêtement peuvent être la cause d'une augmentation de l'atténuation sur toute la gamme de transmission spectrale du guide d'onde. Des rayonnements ionisants peuvent aussi être la cause d'atténuation dans des bandes spectrales propres aux défauts absorbants engendrés dans la fibre. L'impact de l'atténuation par variation de contrainte liée à la température, ou l'atténuation induite par les rayonnements, sera respectivement développé dans les parties 1.4 et 1.5.

L'intensité lumineuse $I(\lambda)$ qui traverse une épaisseur z d'un milieu est liée à un coefficient d'atténuation $\alpha(\lambda)$ (en m^{-1}) du milieu par la relation de Beer-Lambert :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \exp\left(-\alpha(\lambda) z\right) \tag{1.12}$$

où $I_0(\lambda)$ est l'intensité de la source lumineuse. L'atténuation $\alpha(\lambda)$ d'une fibre est mesurée par un rapport de puissance entre deux points séparés d'une distance L, exprimée en $\mathrm{dB\,km}^{-1}$, grâce à la relation suivante :

$$\alpha(\lambda)_{dB} = \frac{10}{L} \log\left(\frac{P_{out}(\lambda)}{P_{in}(\lambda)}\right) \tag{1.13}$$

où $P_{in}(\lambda)$ et $P_{out}(\lambda)$ sont respectivement les puissances mesurées en entrée et en sortie de fibre. Il

est aussi possible de mesurer l'atténuation entre deux positions de la fibre par OTDR [8]. Grâce à la diffusion Rayleigh, une infime partie de la lumière injectée dans une fibre est rétro-diffusée vers la source (Barnoski *et al.* [6]). Les points $P_{in}(\lambda)$ et $P_{out}(\lambda)$ peuvent alors être déterminés à chaque position de la fibre, moyennant la connaissance de la vitesse de la lumière dans la fibre, grâce au temps de retour qui donne la position. Cette technique permet alors de calculer l'atténuation d'une portion de fibre ou de détecter un événement (coupure, courbure, connecteur, ...) à partir d'une seule extrémité de la fibre (voir figure 1.6).

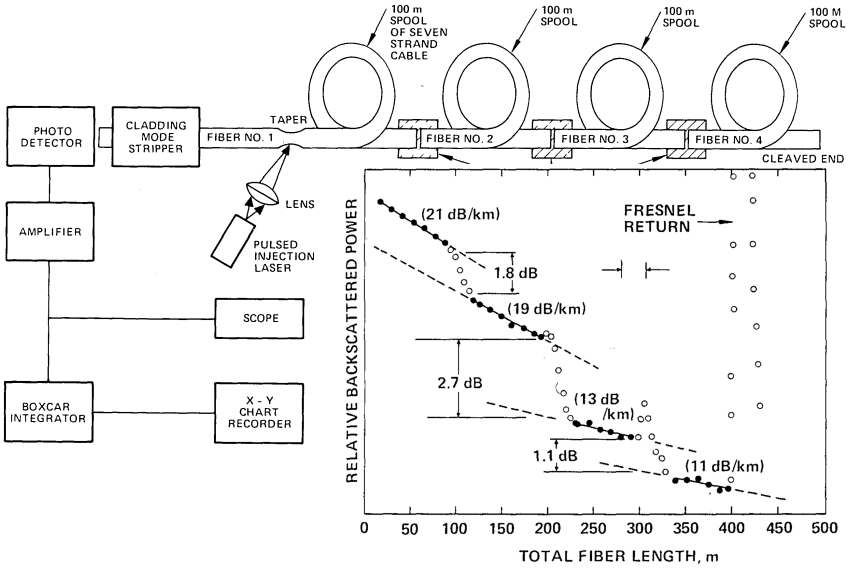

FIGURE 1.6 – Schéma de principe d'un OTDR et trace de l'atténuation de la ligne optique (modifié d'après Barnoski *et al.* [6]).

1.2.2 Caractéristiques

Pour une application de réflectométrie, la lumière qui se propage dans une fibre optique doit conserver au mieux sa forme impulsionnelle originelle le long du guide d'onde. Dans une structure radiale inhomogène de fibre, cela n'est possible que selon certains modes de propagations (Snitzer [131], voir figure 1.7). La concentration et la distribution des dopants dans une fibre optique permettent de concevoir des fibres (sous forme de saut ou de gradient d'indice) permettant le guidage de la lumière selon certains modes.

Une fibre optique autorise la propagation de un ou plusieurs modes allant du mode fondamental LP_{01} [9] jusqu'à une valeur déterminée par la fréquence de coupure. La fréquence de coupure V est définie selon la relation (Agrawal [1]) :

$$V = k_0 a\sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} = \frac{2\pi}{\lambda} a\sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \tag{1.14}$$

où λ est la longueur d'onde et a le rayon du cœur de la fibre. Le nombre de modes se propageant dans la fibre est donc lié à la longueur d'onde, au rayon du cœur et à la différence d'indice cœur/gaine.

8. Optical Time-Domain Reflectometer
9. Linearly Polarized

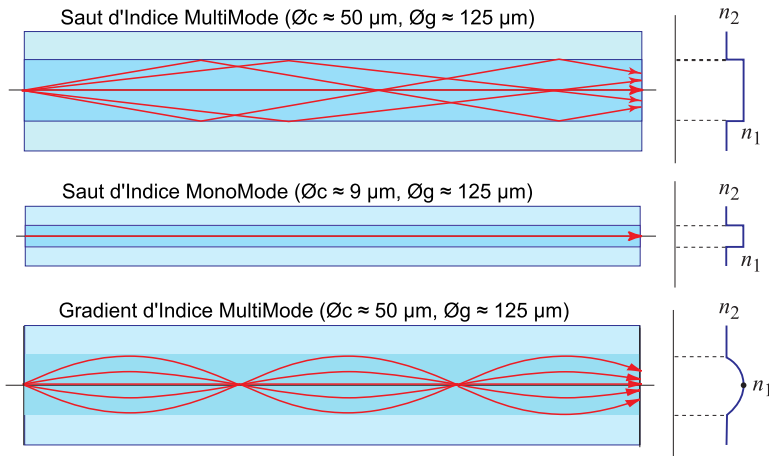

FIGURE 1.7 – Propagation schématique idéale de la lumière dans les fibres monomodes et multimodes (d'après Kao [85]).

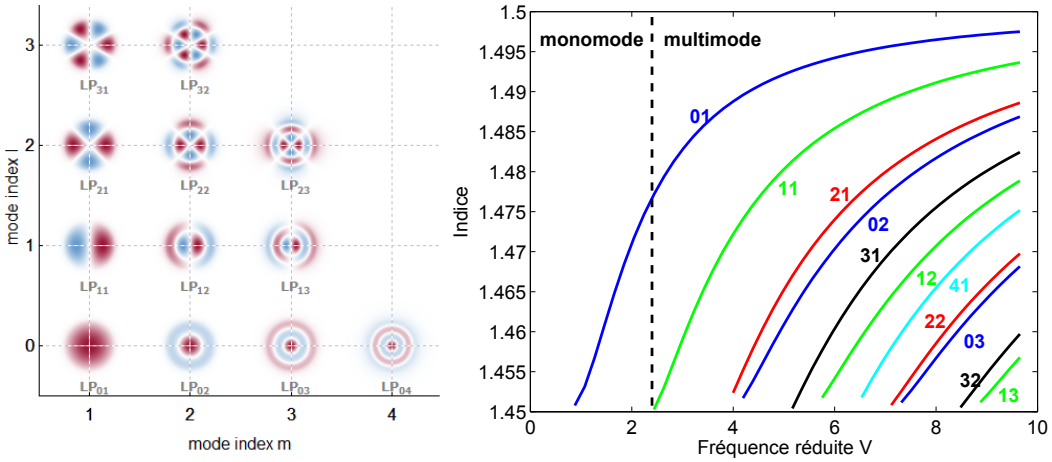

FIGURE 1.8 – Exemples de modes de propagation : amplitudes du champ $\vec{E}$ (gauche) et fréquences de coupure (droite) (d'après [120] et Lanticq [92]).

Monomode

Une fibre optique monomode ne permet que la propagation du mode LP_{01} lorsque $V \leq 2.405$ (voir figure 1.8) aux longueurs d'onde télécoms. La répartition transverse de ce mode peut être approximé par une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur correspond approximativement à la taille du cœur de la fibre. Le diamètre de cœur d'une fibre monomode varie entre 4 et 10 µm selon la longueur d'onde de travail ($\varnothing_c$ = 9 µm est adapté à λ = 1550 nm, voir figure 1.9).

Les fibres monomodes sont très utilisées dans l'industrie. Certaines fibres disponibles sur étagère ont des spécifications normées par différents organismes (IEC [10], ISO [11] et ITU [12]). Par exemple, la norme ITU-T G.652.D définit qu'une fibre monomode doit avoir un diamètre de coeur $\varnothing_c$ = (8.6 – 9.5) ± 0.6 µm, un diamètre de gaine $\varnothing_g$ = 125 ± 1 µm et une atténuation maximum α =

10. International Electrotechnical Commission
11. International Organization for Standardization
12. International Telecommunication Union

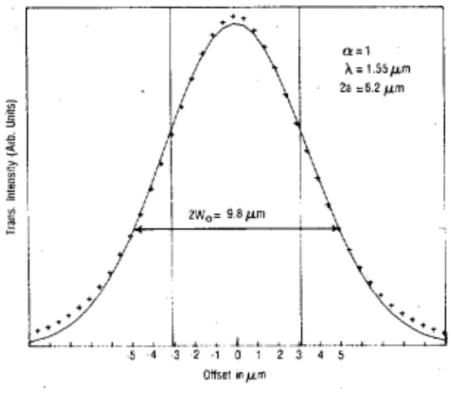

FIGURE 1.9 – Intensité transmise en fonction de la position du diamètre dans une fibre monomode à 1550 nm (d'après Jang *et al.* [81]).

0.3 dB km^{-1}@ 1550 nm (ITU-T [79]).

Multimode

Lorsque $V > 2.405$, une fibre optique multimode permet la propagation de plusieurs modes à partir du mode LP_{01}. D'après la formule 1.14, le diamètre de cœur de ces fibres est plus grand que celui des fibres monomodes (pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de µm). Dans le domaine des télécommunications, les fibres multimodes sont préférées pour transmettre de l'information sur des plus courtes distances que les fibres monomodes : la tolérance pour y coupler de la lumière est plus grande (et permet l'utilisation de sources lumineuses moins onéreuses), mais les pertes lumineuses sont plus élevées (dispersion intermodale de l'impulsion, rayonnement de certains modes proches de l'interface cœur/gaine, interférences entre les modes, ...). Par exemple, la norme ITU-T G.651.1 définit qu'une fibre multimode doit avoir un diamètre de cœur $\varnothing_c = 50 \pm 3$ µm, un diamètre de gaine $\varnothing_g = 125 \pm 2$ µm et une atténuation maximum $\alpha = 3.5$ dB km^{-1}@ 850 nm et $\alpha = 1$ dB km^{-1}@ 1300 nm (ITU-T [78]).

Saut d'indice

Une fibre à saut d'indice est une fibre dont la concentration de dopants est différente entre le cœur d'une part, et dans la gaine d'autre part. La distribution des dopants est homogène dans chaque parties. En fonction du diamètre de cœur, une fibre à saut d'indice peut être monomode ou multimode. Une fibre à saut d'indice multimode provoque un élargissement temporel de l'impulsion lumineuse, qui augmente avec la distance de propagation. Alors que d'autres phénomènes peuvent aussi perturber la forme de l'impulsion (SPM [13] ou XPM [14], Agrawal [1]).

La composition chimique et la distribution des dopants ne sont pas communiqués par les fabricants de fibres. Il est possible de caractériser la composition et la distribution chimique des fibres par analyse EPMA [15], pour obtenir la concentration de dopants appelée pourcentage massique

13. Self-Phase Modulation
14. Cross-Phase Modulation
15. Electron Probe MicroAnalyzer

(wt%) en fonction de la position radiale dans les fibres (voir figure 1.10). La vue schématique du

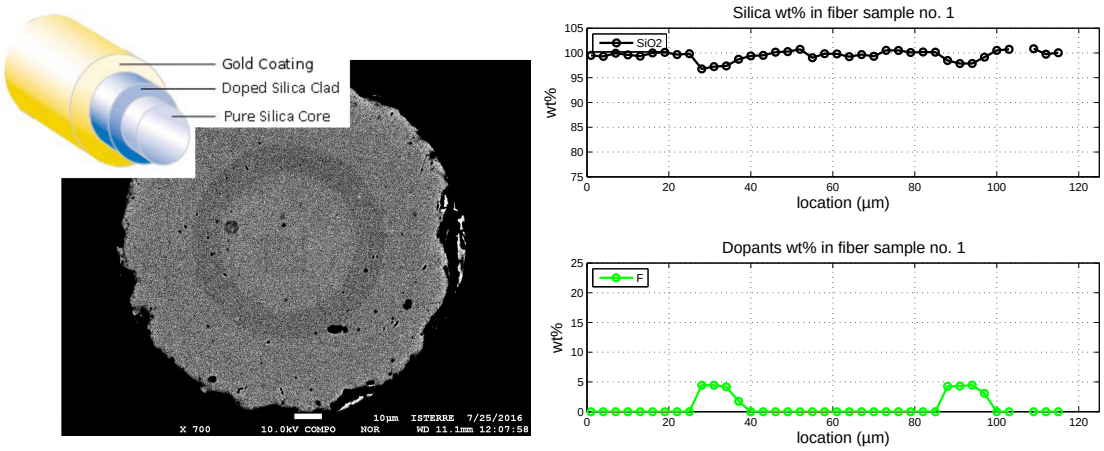

FIGURE 1.10 – Vue en coupe (gauche) et mesure EPMA de la distribution de dopants selon la position (droite) d'une fibre multimode saut d'indice dopée F auquel le revêtement or a préalablement été retiré.

cœur dans une gaine optique dopée tel que représenté sur la figure 1.2 n'est pas exactement représentative de la réalité. Ici, un cœur de silice est inclus dans une gaine de silice dopée incluse dans une gaine de silice. Un des processus de fabrication les plus courants tels que le MCVD ne permet par exemple que de déposer un mélange silice/dopants dans un tube de silice au moment de la création de la préforme (Keck et Schultz [87]).

Gradient d'indice

Une fibre à gradient d'indice est une fibre dont la concentration de dopants évolue graduellement du cœur vers la gaine. La distribution des dopants est homogène longitudinalement, ainsi que par symétrie radiale (voir figure 1.11). Une fibre à gradient d'indice est conçue pour la propagation

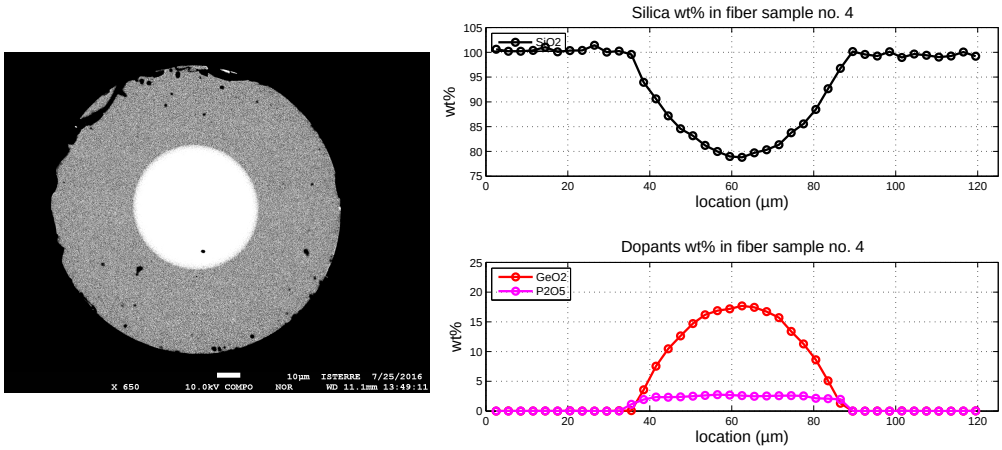

FIGURE 1.11 – Vue en coupe (gauche) et mesure EPMA de la distribution du *wt%* en fonction de la position (droite) d'une fibre multimode gradient d'indice dopée phosphore/germanium auquel le revêtement or a préalablement été retiré.

multimode. Les modes lumineux ne se propagent pas tous à la même vitesse. Les modes d'ordres élevés ont un trajet plus long que ceux d'ordre faible. Dans une fibre à gradient d'indice, le chemin optique des modes d'ordre élevé est réduit grâce au fait que la lumière, en s'éloignant du centre, traverse une région d'indice plus faible, ce qui augmente sa vitesse et compense partiellement le trajet plus long. Cela permet de minimiser la dispersion intermodale et l'élargissement d'une impulsion lumineuse.

1.2.3 Composition chimique

Il existe une grande variété de dopants permettant d'obtenir les conditions de réflexion totale interne dans une fibre optique. Ces dopants sont déposés sous phase vapeur lors de la fabrication de la préforme. Plusieurs conceptions sont possibles :

- utiliser un ou plusieurs dopants dans le cœur pour augmenter l'indice optique (Ge [16], P [17], Al [18], …) ;
- utiliser un ou plusieurs dopants dans la gaine optique pour abaisser l'indice optique (F [19], B [20], …) ;
- utiliser un ou plusieurs dopants dans le cœur et la gaine optique pour respectivement augmenter et abaisser l'indice optique.

La table 1.2 résume l'impact de différents dopants sur l'indice optique de la silice.

TABLE 1.2 – Impact de différents dopants sur l'indice optique de la matrice de silice (d'après Lanticq [92]).

Dopants	GeO_2	F	P_2O_5	Al_2O_3	B_2O_3
$\frac{\Delta n\%}{wt\%}$	0,056	-0,31	0,02	0,063	-0,33

Utilisé depuis de nombreuses années lors de la fabrication de fibres optiques, l'usage du germanium est prédominant. Il permet d'obtenir un Δn idéal, tout en ayant une concentration qui ne risque pas de rendre la fibre cassante, pendant ou après le processus de vitrification (Murata [107]). L'ajout de phosphore ou de bore en plus du germanium permet encore d'améliorer les conditions de fibrage grâce à une meilleure maîtrise de la dilatation thermique cœur/gaine (Chen et Jaluria [26]). L'utilisation d'autres dopants tels que le fluor est nécessaire pour obtenir des fibres PSC [21]. L'aluminium modifie la réponse de la fibre à la contrainte, ce qui pourrait avoir un intérêt dans la conception d'un capteur de déformation (Mamdem [98]). Enfin, certains dopants comme le fluor ou des terres rares peuvent améliorer la résistance de la fibre aux rayonnement ionisants (voir section 1.5.3).

16. Germanium
17. Phosphore
18. Aluminium
19. Fluor
20. Bore
21. Pure Silica Core

1.3 Mesure de température par fibre optique

Développé depuis le début des années 70, les *Capteurs à Fibre Optique* (CFO) ont très rapidement été imaginés pour de nombreuses applications, comme gyroscopes ou microphone hydroacoustique (Vali et Shorthill [139]; Cole *et al.* [28]). Il s'agissait principalement de capteurs utilisant le principe physique d'interférométrie laser. Depuis, les recherches sur les CFO ont permis le développement de différentes sous-catégories de capteurs, fonctionnant avec des principes physiques différents, pour répondre à des applications toujours plus variées (accélération, acoustique, contrainte, déplacement, niveau liquide ou encore température, Hill *et al.* [74]; Giallorenzi *et al.* [50]). Seuls les CFO de température seront abordés par la suite.

Actuellement, il existe deux [22] grandes familles de capteurs de température à fibres optiques (voir figure 1.12) :

— les capteurs à fibre optique pour la mesure ponctuelle ;

— les capteurs à fibre optique pour la mesure répartie.

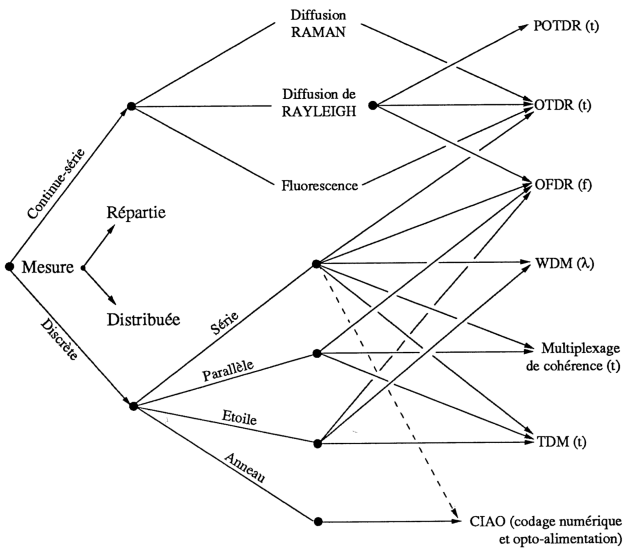

FIGURE 1.12 – Classification des CFO (d'après Ferdinand [38]). Les sigles sont définis dans l'annexe A.

1.3.1 Capteurs à fibre optique pour la mesure ponctuelle

Il existe deux catégories de CFO pour la mesure de température ponctuelle : les réseaux de Bragg (FBG [23]) et les capteurs interférométriques (Fabry-Perot, Mach-Zehnder, Michelson et Sagnac) [24]. Les capteurs ponctuels sont intéressants pour mesurer précisément un ou plusieurs points de mesure d'intérêt de position connue. Ces capteurs ne sont en revanche pas les plus adaptés pour réaliser une cartographie de température.

22. On distingue la *Mesure Répartie* de la *Mesure Ponctuelle* en français, toutes deux traduites par *Distributed Temperature Sensing* en anglais.

23. Fiber Bragg Gratings

24. Fondamentalement, les capteurs basés sur les principes de Michelson, Mach-Zehnder et Sagnac font interférer deux ondes, alors que ceux basés sur les principes de Bragg et Fabry-Perot sont des techniques interférométriques à ondes multiples.

Les réseaux de Bragg

Les FBG sont des portions de fibres le long desquelles des réseaux de Bragg ont été photo-inscrits (voir figure 1.13). Ces réseaux de période Λ réfléchissent une gamme étroite de longueur d'onde,

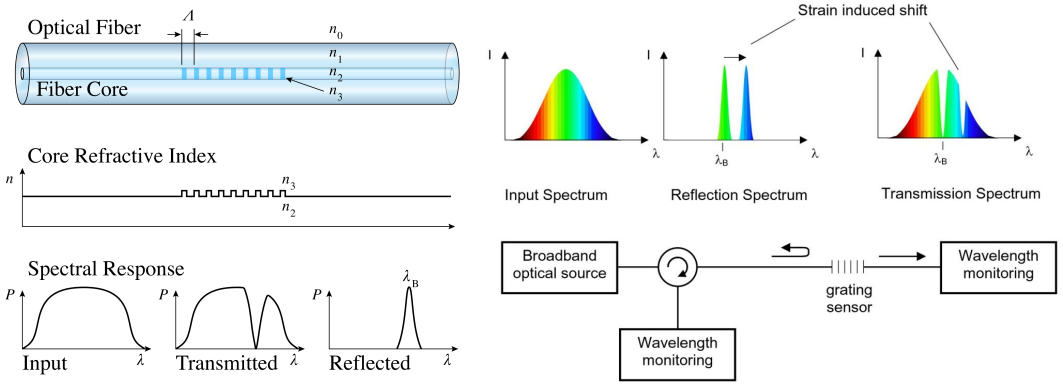

FIGURE 1.13 – Principe de fonctionnement d'un FBG (gauche, d'après [146]) et décalage spectral d'un FBG (d'après Mihailov [103]).

centrée autour de λ_B, et laisse passer toutes les autres longueurs d'onde. λ_B est définie par la relation $\lambda_B = 2n_3\Lambda$, où n_3 est l'indice effectif du réseau. La photo-inscription est par exemple réalisée en irradiant les fibres dopées germanium par faisceau ultraviolet (UV) à travers un masque de phase. Des défauts *oxygen deficiency centers* absorbants, modifiant l'indice optique, sont alors créés et un FBG normé est obtenu *Type I Grating* (Meltz *et al.* [102]). Plusieurs types de réseaux aux méthodes de fabrication différentes permettent d'obtenir des réponses différentes en fonctions des besoins d'instrumentation (Mihailov [103]). Ils peuvent être très faciles à mettre en œuvre avec de la fibre monomode standard : si $n_3 \approx 1.46$ et $\Lambda \approx 0.5$ µm alors $\lambda_B \approx 1.46$ µm (proche 1550 nm).

Les FBG sont sensibles à la déformation ϵ et à la variation de température ΔT (effet thermo-optique, changement d'indice optique lié à la température, et dilatation thermique de la fibre). Cette déformation se traduit par un décalage spectral de $\Delta\lambda_B$, lié par la relation : $\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = P_e\epsilon + \left[P_e\left(\alpha_S - \alpha_f\right) + \xi\right]\Delta T$ (voir figure 1.13), où P_e est le coefficient de contrainte, α_S, α_f des coefficients d'expansion thermique et ξ le coefficient thermo-optique (Kersey *et al.* [88]; Mihailov [103]). Pour décorréler les coefficients de contrainte et température, un réseau témoin encapsulé dans un *loose tube* peut, par exemple, être utilisé. Ainsi, il ne sera pas sollicité mécaniquement (Kinet *et al.* [90]).

Les premiers CFO de température ont été réalisés grâce à des FBG (Hill *et al.* [74]), ils ont fait l'objet de nombreuses recherches au point qu'actuellement, il a été démontré que :

- des FBG de *Type II* photo-inscrits dans des fibres de silice ($\varnothing_{cladding}$ = 400 µm) sont capables de réaliser des mesures à des températures de l'ordre de 1000 °C, pour de brèves durées (~ 100 h, Grobnic *et al.* [62]) ;
- des FBG de *Type I-IR* et *II-IR* photo-inscrits dans des fibres à saut d'indice dopées F ont été irradiés au ^{60}Co, la valeur de λ_B dérive de ~ 4 pm pour une dose cumulée de 1 kGy, puis reste stable jusqu'à 100 kGy (Grobnic *et al.* [61]) ;

— des FBG photo-inscrits dans des fibres microstructurées ont une réponse linéaire jusqu'à des pressions de ~ 140 bar (Jewart *et al.* [84]).

Les FBG sont des CFO adaptés aux environnements sévères (Morana [105]). Ils restent néanmoins des capteurs ponctuels : au mieux quelques réseaux peuvent être photo-inscrits en série le long d'une même ligne optique pour être interrogés par multiplexage. Ce nombre est limité par la largeur spectrale de la source laser et par la dynamique de mesure du système. En pratique, pour mesurer une large gamme de température (0 à 800 °C), on ne peut pas interroger plus de 7 FBG sur une seule ligne optique (Magne [97]). Une alternative à cette contrainte est d'interroger plusieurs fibres en parallèle, étoile ou anneau, mais la problématique de multiplicité des câbles et des instruments de mesure ré-apparaît comme pour les capteurs ponctuels 1.1.1.

Les capteurs interférométriques

Les capteurs de Fabry-Perot (FPI [25]) ont pour principe physique l'interférence entre une onde source transmise et sa réflexion sur un miroir. La réflexion peut avoir lieu dans une cavité composée d'air, ou dans la fibre elle même (voir figure 1.14). La différence du phase δ_{FPI} est liée à

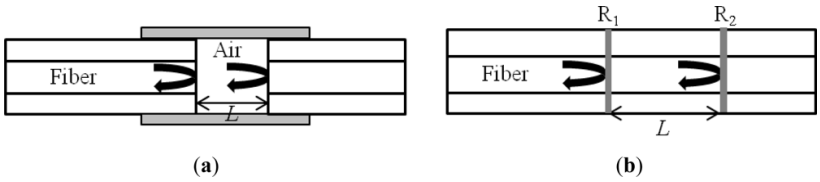

FIGURE 1.14 – Principe d'un CFO Fabry-Perot extrinsèque (a) et intrinsèque (b) (d'après Lee *et al.* [93]).

l'extension de la cavité L par la relation $\delta_{FPI} = \frac{2\pi}{\lambda} n2L$, où λ est la longueur d'onde la source et n l'indice optique de la cavité. L peut varier par dilatation thermique. Il est ainsi possible de remonter à la valeur de température dans la cavité.

Les capteurs de Mach-Zehnder ont pour principe physique la séparation du chemin optique le long de deux lignes optiques différentes : un bras de référence et un bras de mesure (voir figure 1.15). Des interférences sont obtenues grâce à la différence de chemin optique des deux

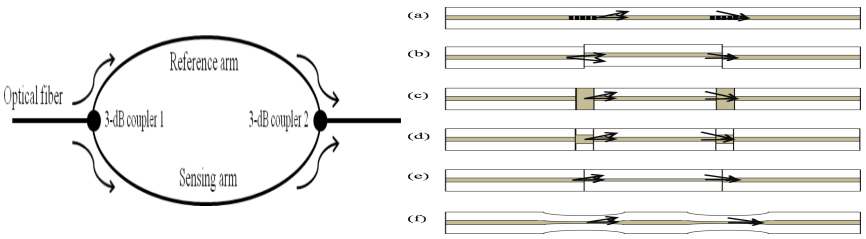

FIGURE 1.15 – Principe d'un CFO Mach-Zehnder (gauche) et différents designs possibles en mono-fibre (droite) (d'après Lee *et al.* [93]).

signaux recombinés. Comme pour les FBG, la ligne de référence est isolée de toute variation de

25. Fabry-Perot Interferometer

température ou contrainte. Une variation du signal d'interférence est alors détectée suite à une modification du chemin optique qu'implique une variation de température sur le bras de mesure.

Les capteurs de Michelson utilisent le même principe que les capteurs de Mach-Zehnder, à la différence que le signal est réfléchi sur un miroir à l'extrémité des lignes de référence et de mesure (voir figure 1.16).

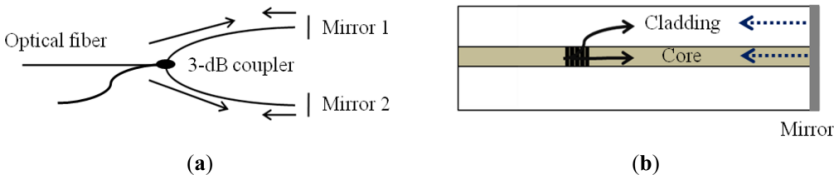

FIGURE 1.16 – Principe d'un CFO Michelson (d'après Lee *et al.* [93]), inspiré de l'interféromètre éponyme.

Ici aussi, une variation du signal d'interférence est alors détectée suite à une modification du chemin optique qu'implique une variation de température. L'avantage de cette conception est qu'il suffit d'avoir accès à une seule extrémité de la fibre optique.

Les capteurs de Sagnac consistent en deux faisceaux contra-propagatifs dans une boucle, séparés en amont de la boucle par un coupleur (voir figure 1.17). Ici, les deux faisceaux sont

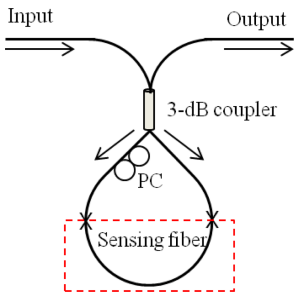

FIGURE 1.17 – Principe d'un CFO Sagnac (d'après Lee *et al.* [93]).

polarisés selon un mode rapide et un mode lent. La différence de phase est liée par la relation $\delta_{FPI} = \frac{2\pi}{\lambda} BL$, où $B = |n_r - n_l|$ avec n_r l'indice optique du mode rapide et n_l l'indice optique du mode lent. B varie en fonction de la température avec une assez bonne linéarité sur des fibres dopées Ge (Moon *et al.* [104]).

Les CFO interférométriques ne sont pas encore aussi largement répandus que les FBG. La recherche est néanmoins très active dans ce domaine, notamment pour développer de nouveaux conditionnements grâce aux fibres micro-structurées (Frazao *et al.* [44]). Pour le besoin de cartographie en température, ces capteurs subissent les mêmes limitations que les FBG (nombre de capteurs limité sur une même ligne optique). De plus, une mesure de température réalisée grâce à un mesurande de différence de phase implique une résolution du capteur très élevée, mais aussi une dynamique de mesure de température limitée.

1.3.2 Mesure de température répartie

La mesure de température répartie par CFO, abrégée DTS [26], utilise le principe de l'OTDR (voir section 1.6). Lorsque qu'une impulsion laser de longueur d'onde λ_0 se propage dans une fibre optique à cœur silice, une infime partie de la lumière guidée est diffusée lors de l'interaction avec les molécules de silice qui composent le cœur de la fibre. Une infime partie de l'infime partie de lumière diffusée est rétro-diffusée le long de la fibre optique grâce aux propriétés de guidage de la fibre (voir figure 1.18).

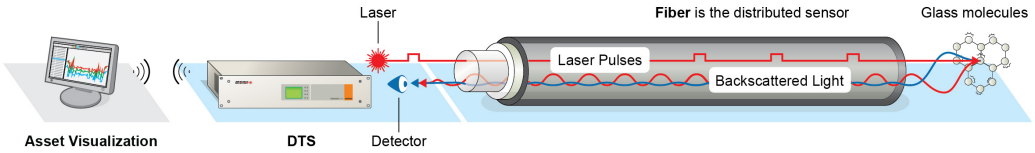

FIGURE 1.18 – Principe de la mesure ponctuelle dans un CFO de température (©AP Sensing 2016, reprographie autorisée [3]).

Trois composantes distinctes, sensibles aux contraintes physique de température et/ou déformation, composent le spectre rétro-diffusé (voir figure 1.19) :

- la rétro-diffusion Rayleigh, sensible à la température et à la déformation ;
- la rétro-diffusion Brillouin, sensible à la température et à la déformation ;
- et la rétro-diffusion Raman, sensible à la température.

Sur la figure 1.19, une raie Rayleigh se distingue de deux paires de raies Brillouin et Raman. La rétro-diffusion Rayleigh est un phénomène de diffusion élastique (i. e. le signal rétro-diffusé est à la même longueur d'onde que le signal incident), alors que les rétro-diffusions Brillouin et Raman sont des phénomènes de diffusion inélastiques (i. e. les longueurs d'onde des signaux rétro-diffusés sont décalées par rapport à la longueur d'onde du signal incident). Les paires de pics Brillouin et Raman, visibles sur le spectre de rétro-diffusion, sont appelées Stokes et anti-Stokes [27], respectivement $\lambda_S = \lambda_0 + \Delta\lambda$ et $\lambda_{aS} = \lambda_0 - \Delta\lambda$. Grâce à l'analyse du spectre de rétro-diffusion lumineuse et du temps de retour, il est possible d'obtenir une information sur la contrainte physique auquel le CFO est soumis en fonction de la position le long de la fibre. La résolution spatiale Δz d'un DTS est liée à la durée de l'impulsion lumineuse τ par la relation :

$$\Delta z = \frac{\tau c}{2 n_{eff}} \tag{1.15}$$

où n_{eff} est l'indice effectif de la fibre. La résolution spatiale Δz reste une valeur très théorique liée à la fréquence d'échantillonnage de l'appareil, elle ne reflète pas réellement la capacité à détecter plus de 90 % d'une variation du mesurande entre deux pas de mesures (valeur arbitraire, voir partie 2.1.1).

26. Distributed Temperature Sensing
27. En référence à George Stokes, qui a démontré que le phénomène de fluorescence est visible par l'émission d'une lumière à une longueur d'onde plus basse que la lumière incidente absorbée.

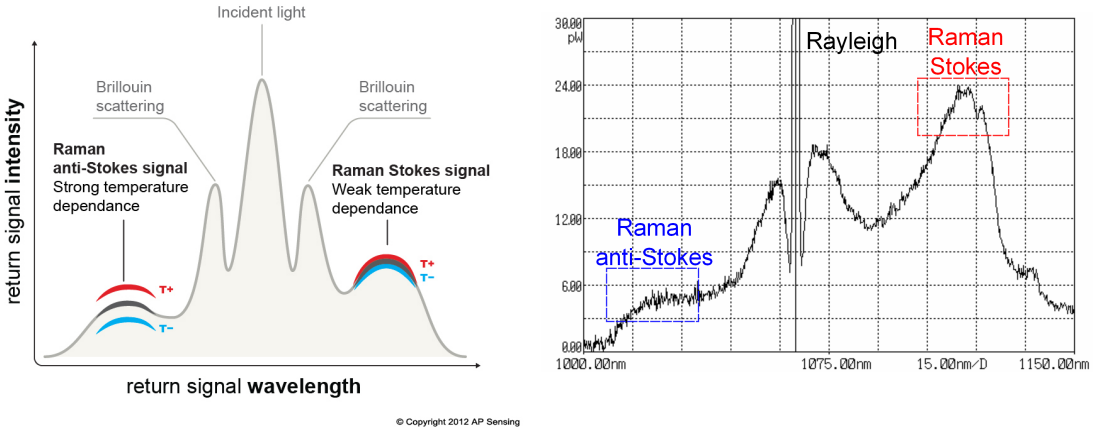

FIGURE 1.19 – Spectre de la lumière rétro-diffusée dans la silice (gauche, ©AP Sensing 2016, reprographie autorisée [3]) et spectre Raman @ 1064 ± 50 nm patatoïde réel à température indéterminée (droite, modifié d'après Suh et Lee [133]).

Diffusion Rayleigh

Un CFO de température utilisant la rétro-diffusion Rayleigh réalise des mesures par OFDR [28]. Un laser accordable balaie une gamme de fréquence ΔF, qui est à liée à la résolution spatiale par la relation :

$$\Delta z = \frac{c}{2n_{eff}\Delta F} \tag{1.16}$$

Augmenter la gamme de fréquence améliore la résolution spatiale (jusqu'à ~ 1 mm). La mesure Rayleigh est sensible à la variation locale de la permittivité $\Delta\epsilon$ (en fonction de la résolution spatiale, voir figure 1.20). La permittivité ϵ est liée à la température et à la déformation.

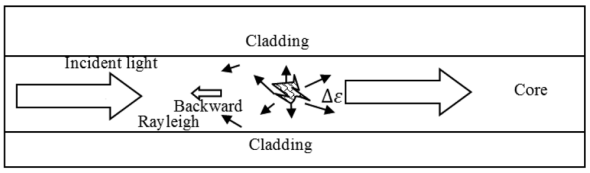

FIGURE 1.20 – Principe de la diffusion Rayleigh dans une fibre optique (d'après Bao et Chen [5]).

La méthode de mesure OFDR consiste à comparer une transformée de Fourier du spectre de rétro-diffusion Rayleigh mesurée sur une fibre de référence (lors de la calibration) à celle obtenue sur la partie sensible d'un CFO. Le décalage fréquentiel $\Delta\nu_R$ est obtenu par inter-corrélation. $\Delta\nu_R$ est lié à la variation de température et déformation selon la relation :

$$\Delta\nu_R = C_T^R \Delta T + C_\epsilon^R \epsilon \tag{1.17}$$

où C_T^R et C_ϵ^R sont respectivement les coefficients de sensibilité en température et en déformation qui sont propres au type de fibre utilisé comme CFO. La résolution spatiale (~ 1 mm), de

28. Optical Frequency-Domain Reflectometer

température (0.1 °C) et de déformation (1 $\mu\epsilon$) sont meilleures que pour les autres technologies de mesure répartie par fibre optique. En revanche, la longueur sensible du CFO est relativement faible (< 100 m), elle est limitée par la longueur de cohérence lumineuse de la source et le maintien de la polarisation dans la fibre (Froggatt et Moore [48]).

Des OFDR commerciaux utilisent le principe OFDR-Rayleigh (Luna Innovations).

Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin spontanée est liée à l'interaction de la lumière incidente (photons) avec l'oscillation acoustique (phonons) de la silice. Un décalage fréquentiel est observé entre la lumière incidente et la lumière rétro-diffusée. Ce décalage Brillouin ν_B est lié à la vitesse du son v_a, de l'indice de réfraction n_{eff} et de la longueur d'onde incidente λ_0 :

$$\nu_B = \frac{2 n_{eff} v_a}{\lambda_0} \tag{1.18}$$

avec une vitesse $v_a = 5900\ \mathrm{m\,s^{-1}}$, $n_{eff} \approx 1.456$ et $\lambda_0 = 1550$ nm, $\nu_B \approx 11$ GHz. Le décalage Brillouin est à la fois sensible aux variations de température et de déformation. La variation $\Delta\nu_B$ obtenue entre une mesure de référence et la partie sensible du CFO est donnée par la relation :

$$\Delta\nu_B = C_T^B \Delta T + C_\epsilon^B \epsilon \tag{1.19}$$

où C_T^B et C_ϵ^B sont respectivement des coefficients de sensibilité de température et déformation qui sont propres au type de fibre utilisé comme CFO. De nombreux travaux ont été réalisés pour décorréler température et déformation, en fonction du type de mesure souhaité (Lanticq [92]). Il est par exemple possible de s'intéresser à la réponse du capteur en fonction de sa conception et de son environnement (Mamdem [98]; Henault [70]), ou par post-traitement des données mesurées (Buchoud [22]).

On distingue deux types de mesures Brillouin :

— spontanée (BOTDR [29]) ;

— stimulée (BOTDA [30]).

La mesure BOTDR utilise la simple rétro-diffusion spontanée. Il est par exemple possible de mesurer $\Delta\nu_B$ en comparant la fréquence des raies rétro-diffusées avec celle fournie comme référence par un oscillateur local. L'avantage de cette méthode est la simplicité de mise en œuvre, une seule extrémité de la fibre est nécessaire pour réaliser la mesure. La résolution spatiale (~ 1 m), de température (2 – 3 °C) et de déformation (60 $\mu\epsilon$) sont possibles pour une distance d'interrogation (20 à 50 km) élevée.

La mesure BOTDA utilise la rétro-diffusion stimulée. Une impulsion lumineuse *pompe* est envoyée à une extrémité de la fibre, alors qu'une onde *sonde* lumineuse continue est envoyée depuis l'autre extrémité. Lorsque les deux ondes contra-propagatives se superposent et qu'il y a un décalage fréquentiel de l'ordre du spectre du gain Brillouin, le signal de l'onde sonde est amplifié par le phénomène d'émission stimulée (Fellay *et al.* [37]). Cette méthode permet d'améliorer le

29. Brillouin Optical Time-Domain Reflectometry
30. Brillouin Optical Time-Domain Analysis

rapport SNR [31], mais elle complexifie l'instrumentation, et des effets non-linéaires créés par la stimulation peuvent venir perturber la mesure. La résolution spatiale (2 à 200 cm), de température (1 – 2 °C) et de déformation (20 $\mu\epsilon$) sont possibles pour une distance d'interrogation (2 à 150 km) potentiellement très élevée.

Des BOTD commerciaux utilisent les principes BOTDR/BOTDA (Febus Optics, fibrisTerre, Neubrex, Omnisens, OZ Optics, Sensornet, Yokogawa).

Diffusion Raman

La diffusion Raman spontanée est liée à l'interaction de la lumière incidente guidée avec les molécules de silice dopée qui composent la fibre (Raman et Krishnan [117]; Dakin *et al.* [31]). En fonction de la température de l'environnement dans laquelle la fibre est positionnée, l'agitation moléculaire de la silice varie selon la répartition des niveaux d'énergie définis par la loi de Maxwell-Boltzmann. Une infime partie de la lumière rayonnée (approximativement 1 photon sur 1 million, Bao et Chen [5]) est diffusée suite à l'interaction avec une molécule de silice dopée. Cette lumière possède alors une énergie plus grande ou plus petite. La longueur d'onde est respectivement plus petite (λ_{aS}, anti-Stokes) ou plus grande (λ_S, Stokes) que la lumière incidente selon la relation $E = \frac{hc}{\lambda}$, avec h, la constante de Planck [32]. L'intensité des raies Stokes et anti-Stokes rétro-diffusées est principalement liée à la distribution de molécules à l'état fondamental ou excité, et donc à la température. Le ratio des intensités Stokes I_S et anti-Stokes I_{aS} permet de calculer la température absolue T (K) le long de la fibre optique selon la relation (Dakin *et al.* [31]) :

$$\frac{I_{aS}}{I_S} = \left(\frac{\lambda_S}{\lambda_{aS}}\right)^4 \exp\left(-\frac{hc\tilde{\nu}}{k_B T}\right) \tag{1.20}$$

où $\tilde{\nu}$ est le nombre d'onde de décalage Raman dans le matériau (440 cm^{-1} dans la silice, Stolen et Walrafen [132]) et k_B la constante de Boltzmann [33]. L'équation 1.20 montre que $\frac{I_{aS}}{I_S}$ est uniquement sensible à la température. De plus, le ratio $\frac{I_{aS}}{I_S}$ permet d'éliminer l'influence de nombreux paramètres impactant la fonction de transfert de l'instrument de mesure (variabilité de la puissance laser source, de la sensibilité de la photodiode, des amplificateurs, ...). En revanche, il est nécessaire de prendre en compte l'impact de la différence d'attenuation des longueurs d'onde λ_S et λ_{aS} (espacées de ~ 100 nm) dans l'équation 1.20 pour corriger la dérive qu'entraîne la longueur cumulée de fibre. Plusieurs méthodes de calibration sont possibles : intégration de l'atténuation constante, recalage des signaux avec des sondes ponctuelles positionnées sur la fibre et moyenne des signaux selon deux mesures contra-propagatives par chaque extrémité de la fibre. L'obtention de résolutions spatiales (~ 0.25 à 17 m) et de température (< 1 °C) sont possibles pour une distance d'interrogation (1 à 37 km) potentiellement élevée. La mesure Raman sera plus détaillée dans la partie 1.3.4.

Des RDTS [34] commerciaux utilisent le principe Raman (Lios, SensorTran, Silixa).

31. Signal over Noise Ratio
32. $h = 6,62 \cdot 10^{-34}\ m^2.kg.s^{-1}$
33. $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}\ m^2.kg.s^{-2}.K^{-1}$
34. Raman Distributed Temperature Sensor

1.3.3 Type de mesure par fibre optique retenu pour l'étude (instrumentation LEP)

Le tableau 1.3 résume les performances des différentes technologies DTS disponibles.

TABLE 1.3 – Quelques caractéristiques des principaux DTS existants (modifié d'après Bao et Chen [5]). Les doubles valeurs présentes dans certaines cases sont les compromis possibles entre grande longueur d'interrogation ou haute résolution.

	BOTDA[95]	**BOTDR[125]**	**RDTS[75]**	**OFDR[6]**
Température et déformation	T, ϵ	T, ϵ	T	T, ϵ
Résolution spatiale (m)	0.02 (2 km)[33] 2 (150 km)[32]	~ 1	0.4 (1 km)[75] 17 (37 km)[112]	1.10^{-3}[48]
Longueur d'interrogation (km)	2 150	20-50	1 37	0.035
Temps d'intégration (min)	2-5	1-5	<3	<< 1
Résolution en température (°C)	1 (2 km) 2 (150 km)	2-3	0.8 (1 km) 3 (37 km)	0.1
Résolution en déformation ($\mu\epsilon$)	20	60	-	1
Calibration	Liée aux propriétés de la fibre	Liée aux propriétés de la fibre	Mesure relative	Référence nécessaire à chaque mesure

Le besoin d'instrumentation d'une tuyauterie nécessite :

- une longueur d'interrogation raisonnable (~ 80 m de câble CFO, éventuellement des câbles de déport supplémentaires entre le CFO et le RDTS) ;
- un câble à revêtement métallique (résistant à 350 °C) ;
- un mesurande insensible à la contrainte ;
- la plus haute résolution spatiale possible ;
- un coût raisonnable (< 50 K€).

En conséquence, la technologie retenue pour répondre au mieux au besoin est un RDTS haute résolution spatiale Silixa Ultima-S[127]. De plus, le RDTS est le seul instrument dont le mesurande, dans des conditions environnementales classiques, est uniquement sensible à la température. Le principe physique du RDTS est décrit dans la partie suivante afin de mieux comprendre les performances et spécificités de l'instrument de mesure.

1.3.4 De la spectroscopie Raman à la mesure de température par fibre optique

Un milieu peut légèrement modifier la fréquence de la lumière y circulant. Ce décalage fréquentiel a été prédit par Adolf Smekal (Smekal [129]) en 1923, puis mis en avant par Chandrashekhara Venkata Râman et Kariamanickam Srinivasa Krishnan (Raman et Krishnan [117]) en 1928, indépendamment de Grigory Landsberg et Leonid Mandelstam (Landsberg [91]) la même année. Ce phénomène a d'abord été utilisé pour des mesures de spectroscopie, permettant de retrouver un élément chimique grâce à sa trace caractéristique de décalage fréquentiel. Il est aussi employé afin de mettre en avant les états vibrationnels et rotationnels d'un système chimique (Long [96]).

L'équation 1.20 démontre qu'il est possible de réaliser des mesures de caractérisation chimique spectroscopique à partir de signatures caractéristiques en observant les variations de λ_S, λ_{aS}, $\tilde{\nu}$ et en fixant T. Inversement, si le milieu dans lequel se propage la lumière est connu (au hasard, de la silice dopée), alors λ_S, λ_{aS} et $\tilde{\nu}$ sont fixées, et il devient possible d'observer la variabilité de T.

Les premiers travaux sur les capteurs de température par fibre optique utilisant la rétro-diffusion Raman datent du milieu des années 80 (Hartog [66]; Dakin *et al.* [31]). À la fin des années 90, cette technologie a principalement été développée pour répondre aux besoins du secteur industriel de l'*Oil & Gas*, où il est nécessaire de surveiller avec exactitude la température le long des puits de pétrole et des pipelines (Hurtig *et al.* [76]; Foerster *et al.* [43]; Williams *et al.* [148]). Ces dernières années, de nombreuses recherches environnementales (observation de gradients de température dans les sols, les lacs, …) ont pu être réalisées grâce aux CFO (Tyler *et al.* [137]; Reinsch et Henninges [118]; Hausner *et al.* [68]).

Diffusion Raman spontanée dans un milieu homogène

La lumière incidente qui se propage dans une fibre optique peut être absorbée par les molécules de silice. Elle est alors ré-émise selon trois cas de figure possibles (voir figure 1.21) :

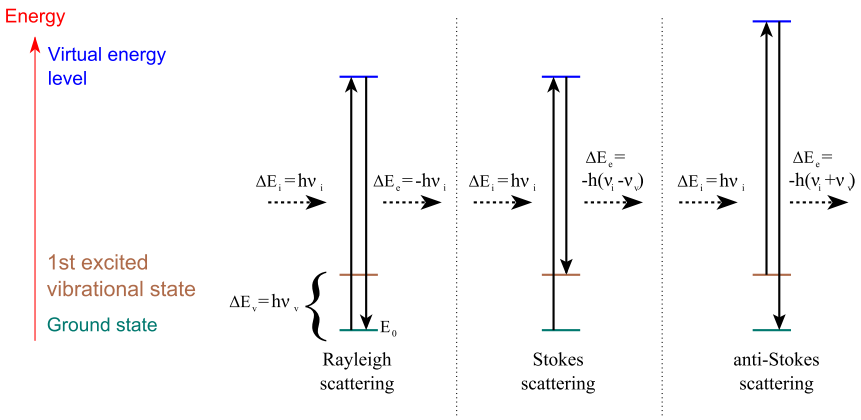

FIGURE 1.21 – Différence entre la diffusion Rayleigh et la diffusion Raman (modifié d'après [147]).

— la lumière incidente d'énergie $E_i = h\nu_i$ est absorbée par une molécule au niveau vibrationnel fondamental E_0, la molécule est excitée à un niveau énergétique virtuel supérieur $E_0 + E_i$

avant de se désexciter à un niveau vibrationnel final E_0 en émettant un photon Rayleigh d'énergie $E_e = E_i$;

— la lumière incidente d'énergie $E_i = h\nu_i$ est absorbée par une molécule au niveau vibrationnel fondamental E_0, la molécule est excitée à un niveau énergétique virtuel supérieur $E_0 + E_i$ avant de se désexciter à un niveau vibrationnel final E_v en émettant un photon Stokes d'énergie $E_e = h(\nu_i - \nu_v)$;

— la lumière incidente d'énergie $E_i = h\nu_i$ est absorbée par une molécule au niveau vibrationnel excité E_v, la molécule est excitée à un niveau énergétique virtuel supérieur $E_v + E_i$ avant de se désexciter à un niveau vibrationnel final fondamental E_0 en émettant un photon anti-Stokes d'énergie $E_e = h(\nu_i + \nu_v)$;

Les deux derniers cas de figure correspondent à la diffusion Raman spontanée [35]. Pour décrire la diffusion Raman d'une molécule, on écrit la puissance radiative Stokes émise par un moment dipolaire $\frac{dP_{S,mol}}{d\Omega}$ selon un angle solide (Farahani et Gogolla [36]) :

$$\frac{dP_{S,mol}}{d\Omega} = \frac{k_S^3 \omega_S}{32\pi^2 \epsilon_r \epsilon_0} |p_S|^2 \sin^2(\theta) \tag{1.21}$$

où θ est l'angle entre la direction du moment dipolaire des molécules du milieu et de la radiation émise, $k_S = \frac{\omega_S n}{c}$ le nombre d'onde, $p_S = \alpha_R E_0 \exp(j\omega_S t)$ le moment dipolaire oscillant qui émet une onde Stokes de fréquence ω_S, l'angle solide $d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\varphi$ (avec l'altitude θ et l'azimut φ), $E_0 = \sqrt{\frac{2I_0}{nc\epsilon_0}}$ avec I_0 l'intensité de la lumière incidente, $\epsilon_r = n^2$, et enfin α_R la polarisabilité de la molécule. En négligeant la partie imaginaire, et en intégrant la distribution du spectre Raman $g(\omega_S)$ (ou *band density of states*, d'après Shuker et Gammon [126]) approximée par une forme gaussienne (voir figure 1.19) :

$$g(\omega_S) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\omega_S} \exp\left[-\left(\frac{\omega_S - \omega_{S0}}{\Delta\omega_S}\right)\right] \tag{1.22}$$

où $\Delta\omega_S$ est la largeur à mi-hauteur de la gaussienne centrée à ω_{S0}. Grâce à l'équation 1.21, la puissance radiative Stokes émise par un moment dipolaire $d^2P_{S,mol}$ vaut :

$$d^2P_{S,mol} = \frac{d\sigma}{d\Omega}\left(\frac{\pi}{2}, \omega_{S0}\right) I_0 \cos^3(\beta) d\beta d\varphi \tag{1.23}$$

avec $\frac{d\sigma}{d\Omega}\left(\frac{\pi}{2}, \omega_{S0}\right)$ la section efficace différentielle Raman :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\left(\frac{\pi}{2}, \omega_{S0}\right) = \frac{\alpha_R^2}{16\pi^2 \epsilon_0^2 c^4} \omega_{S0}^4 \tag{1.24}$$

Diffusion Raman spontanée dans une fibre optique

Dans le cas d'une fibre optique, la lumière incidente prend généralement la forme d'une impulsion laser monochromatique. L'angle critique β_C est l'angle maximum pour lequel la diffusion Raman est rétro-diffusée (i. e. guidée) le long de la fibre optique multimode à saut d'indice (voir figure 1.4 et équation 1.11) :

$$\beta_C = \arccos\left(\frac{n_1}{n_2}\right) \cong \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2} = \frac{ON}{n_1} \tag{1.25}$$

35. On distingue la diffusion Raman des phénomènes de fluorescence ou de phosphorescence par le fait qu'en Raman, les niveaux d'énergie d'excitation atteints sont virtuels. Le temps de désexcitation de la molécule est virtuellement instantané.

De même φ_C, pour un fibre de révolution circulaire :

$$\varphi_C = \sqrt{2\frac{\beta_C^2 - \beta^2}{2 - \beta^2}} \tag{1.26}$$

Ceci permet d'obtenir $P_{S,mol}$ la puissance Stokes rayonnée selon les contraintes de guidage optique d'une fibre saut d'indice multimode :

$$P_{S,mol} \cong I_0 \frac{d\sigma}{d\Omega}\left(\frac{\pi}{2}, \omega_{S0}\right)\pi\beta_C^2 \tag{1.27}$$

Dans un volume de cœur de fibre à saut d'indice Adz, il y a $NAdz$ molécules de silice dopée. Les puissance Stokes et anti-Stokes rétro-diffusées $\Delta P_{S,step}$ et $\Delta P_{aS,step}$ valent donc :

$$\begin{aligned} \Delta P_{S,step} &= \wp_S \Gamma_{S,step} P_0 \Delta z \\ \Delta P_{aS,step} &= \wp_{aS} \Gamma_{aS,step} P_0 \Delta z \end{aligned} \tag{1.28}$$

où les coefficients de capture Stokes $\Gamma_{S,step}$ et anti-Stokes $\Gamma_{aS,step}$ valent respectivement :

$$\begin{aligned} \Gamma_{S,step} &= \pi\beta_c^2 N \frac{d\sigma}{d\Omega}\left(\frac{\pi}{2}, \omega_{S0}\right) \\ \Gamma_{aS,step} &= \pi\beta_c^2 N \frac{d\sigma}{d\Omega}\left(\frac{\pi}{2}, \omega_{aS0}\right) \end{aligned} \tag{1.29}$$

où la puissance source P_0 émise vaut :

$$P_0 = I_0 A \tag{1.30}$$

Pour les fibres à gradient d'indice, les coefficients de capture Stokes $\Gamma_{S,grad}$ et anti-Stokes $\Gamma_{aS,grad}$ doivent être convolués par la distribution radiale de dopants (Farahani et Gogolla [36]). Chaque élément chimique possède une section efficace différentielle Raman propre (voir figure 1.22). Par simplification, les indices $_{step}$ et $_{grad}$ ne sont plus distingués dans la suite des équations car un ratio $\frac{\Gamma_{S,grad}}{\Gamma_{aS,grad}}$ sera appliqué.

$\wp_S$ et $\wp_{aS}$ sont les probabilités de distribution Stokes et anti-Stokes des phonons de Bose-Einstein définies par (Long [96]) :

$$\begin{aligned} \wp_S &= \frac{1}{1 - \exp(-\Delta E/k_B T)} \\ \wp_{aS} &= \frac{\exp(-\Delta E/k_B T)}{1 - \exp(-\Delta E/k_B T)} \end{aligned} \tag{1.31}$$

où ΔE est la différence entre l'énergie de la lumière incidente E_0 et la lumière Raman diffusée E_e. Les équations 1.28 peuvent être intégrées en puissances rétro-diffusées le long de la fibre P_S et P_{aS} en fonction d'un pas Δz (Hausner *et al.* [68]) tout en prenant en compte la loi de Beer-Lambert définie par l'équation 1.12 :

$$\begin{aligned} P_S(z) &= \wp_S \Gamma_S \hat{P}_0 \exp(-\alpha_0 z) \\ P_{aS}(z) &= \wp_{aS} \Gamma_{aS} \hat{P}_0 \exp(-\alpha_0 z) \end{aligned} \tag{1.32}$$

où $\hat{P}_0$ et α_0 sont respectivement la puissance laser source et son atténuation. Après l'interaction Raman, la puissance mesurée par la photodiode à $z = 0$ vaut :

$$\begin{aligned} P_S(z) &= \wp_S \Gamma_S \hat{P}_0 \exp(-\alpha_0 z)\exp(-\alpha_S z) \\ P_{aS}(z) &= \wp_{aS} \Gamma_{aS} \hat{P}_0 \exp(-\alpha_0 z)\exp(-\alpha_{aS} z) \end{aligned} \tag{1.33}$$

où α_S et α_{aS} sont respectivement les atténuations des longueurs d'onde Stokes et anti-Stokes. Le ratio $\frac{P_{aS}(z)}{P_S(z)}$ vaut alors :

$$\frac{P_{aS}}{P_S}(z) = \frac{\wp_{aS}\Gamma_{aS}\exp(-\alpha_{aS}z)}{\wp_S\Gamma_S\exp(-\alpha_S z)} \tag{1.34}$$

où $\frac{\Gamma_{aS}}{\Gamma_S} \cong \left(\frac{\lambda_{aS}}{\lambda_S}\right)^4$ grâce aux équations 1.24 et 1.29. Ainsi, l'équation 1.34 peut être simplifiée sous la forme :

$$\frac{P_{aS}}{P_S}(z) = \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right)\left(\frac{\lambda_{aS}}{\lambda_S}\right)^4 \exp(-\Delta\alpha z) \tag{1.35}$$

où $\Delta\alpha = \alpha_{aS} - \alpha_S$ est le coefficient d'atténuation différentielle entre les signaux anti-Stokes et Stokes. Il est alors possible de réarranger l'équation 1.35 pour calculer la température T, tout en ajoutant le ratio $\frac{R_{aS}}{R_S}$ qui définit la sensibité relative de la photodiode du DTS aux signaux Stokes et anti-Stokes (Farahani et Gogolla [36]) :

$$T\left(z, \frac{P_S}{P_{aS}}\right) = \frac{\Delta E/k_B}{\ln\frac{P_S}{P_{aS}} + \ln\frac{R_{aS}}{R_S} + \ln\left[\left(\frac{\lambda_{aS}}{\lambda_S}\right)^4\right] - \Delta\alpha z} \tag{1.36}$$

où P_S et P_{aS} correspondent aux puissances mesurées par la photodiode du DTS. ΔE, R_S et R_{aS} sont fonction de l'instrument de mesure (la longueur d'onde de travail et la sensibilité de l'instrumentation). Ces valeurs peuvent êtres modifiées par la température, l'humidité et les variations des amplificateurs ou de l'alimentation de l'appareil (Hausner *et al.* [68]). En fonction des caractéristiques physico-chimiques du CFO, $\Delta\alpha z$ est aussi affectée par ces facteurs, en plus de l'irradiation (voir les parties 1.4 et 1.5). Enfin, l'équation 1.36 est simplifiée sous la forme suivante pour simplifier la calibration des données brutes mesurées :

$$T(z) = \frac{\gamma}{\ln\frac{P_S}{P_{aS}} + C - \Delta\alpha z} \tag{1.37}$$

où $\gamma = \frac{\Delta E}{k_B}$ et $C = \ln\frac{R_{aS}}{R_S} + \ln\left[\left(\frac{\lambda_{aS}}{\lambda_S}\right)^4\right]$ un terme sans dimensions.

Caractéristiques préférentielles du CFO utilisé pour le RDTS

Les coefficients de capture Raman (voir équation 1.29) dépendent du nombre N de molécules avec lesquelles la lumière interagit, mais aussi de la section efficace différentielle Raman (voir équation 1.24). Celle-ci est environ 7 fois plus importante avec du GeO_2 que du SiO_2 (voir figure 1.22).

Ce qui explique pourquoi un CFO composé d'une fibre Corning de gros diamètre 100/140 µm, à gradient d'indice fortement dopée GeO_2, a été utilisé lors de la première mise en œuvre expérimentale d'un RDTS (Dakin *et al.* [31]). De plus, ce type de fibre à ON élevée permet d'y injecter plus facilement la source laser tout en permettant un guidage plus efficace de la lumière diffusée par interaction Raman. Aujourd'hui encore, les fibres multimodes 50/125 µm à gradient d'indice dopées GeO_2 sont recommandées par les fabricants de RDTS, afin d'obtenir un meilleur SNR avec une dispersion de l'impulsion mieux maîtrisée le long de la fibre pour un coût du CFO raisonnable [36].

36. Alors que la recherche sur les fibres optiques destinées aux applications télécoms tend à minimiser au maximum les pertes optiques, l'utilisation de fibres comme CFO pour la mesure répartie Raman nécessite des pertes.

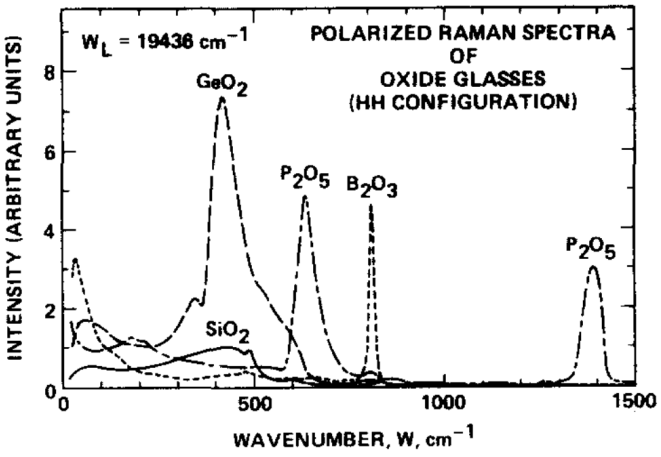

FIGURE 1.22 – Spectre de rétro-diffusion relatif de différents dopants de la silice (d'après Galeener *et al.* [49]).

Calibration RDTS

Trois méthodes de calibration sont possibles pour calculer $T(z)$ (voir équation 1.37 et quelques possibilités illustrées sur la figure 1.23) :

1. au moins deux mesures de température différentes sont réalisées par des sondes de référence à deux positions différentes sur la ligne optique : $\Delta\alpha z$ peut alors être déterminé pour tous les autres points de mesure réalisés par le CFO ;
2. l'atténuation αz est connue aux longueurs d'onde Stokes et anti-Stokes : elle est alors directement intégrée dans l'équation ;
3. les deux extrémités de la fibre sont reliées à l'appareil de mesure [37] : il est démontré que l'atténuation différentielle $\Delta\alpha z$ peut être négligée et qu'un coefficient calculé depuis la bobine interne thermalisée doit être intégré au calcul de température.

Chaque méthode va être développée par la suite.

La première méthode nécessite la mise en place de fibres bobinées dans des bains thermostatés et instrumentés en continu. Pour une meilleure exactitude, les températures T_2 et T_3 doivent être supérieures et inférieures aux températures maximum et minimum mesurées le long de la ligne optique pour ne pas subir de dérive liée à la dynamique de mesure. De plus, elle doivent être idéalement positionnées en début et fin de ligne optique pour pouvoir compenser un éventuel décalage de température calculée en extrémité de fibre.

La deuxième méthode nécessite de connaître parfaitement l'atténuation de la fibre optique aux longueurs d'onde Stokes et anti-Stokes. Certains RDTS ne font pas la distinction : ils approximent ces valeurs en fonction de l'atténuation à la longueur d'onde source. De plus, l'atténuation doit rester constante le long de la partie sensible du CFO, ainsi qu'au cours du temps. Une alternative pour limiter l'impact de l'atténuation différentielle à deux longueurs d'onde différentes a été trouvée par l'utilisation de deux sources laser différentes ayant une rétro-diffusion Stokes

37. double-ended

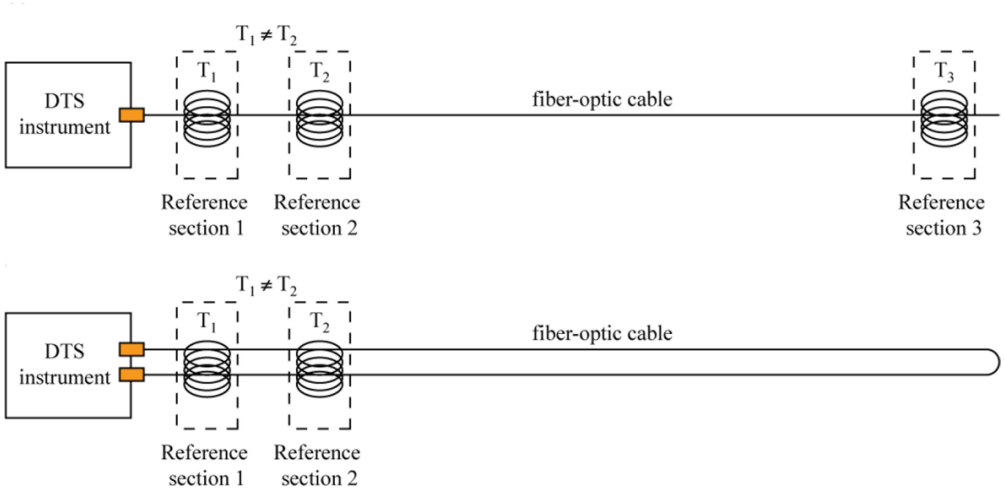

FIGURE 1.23 – Différence entre une calibration single-ended et double-ended. Il est possible que le RDTS intègre directement la bobine thermalisée T_1 dans son châssis (modifié d'après Hausner *et al.* [68]). Ajouter d'autres portions de fibre dans un environnement thermostaté permet d'ajuster la mesure de température par fibre optique à la mesure obtenue par sonde de référence.

pour l'une et anti-Stokes pour l'autre, toutes deux à la même longueur d'onde (Suh et Lee [133]). L'inconvénient de cette méthode est la perte du bénéfice à faire le ratio $\ln \frac{P_S}{P_{aS}}$ dans l'équation 1.37 qui permet de supprimer l'influence de la fonction de transfert de l'appareil.

La calibration double-ended a pour inconvénient majeur de doubler la longueur de ligne optique (bien qu'il soit possible de relier le CFO à des fibres de déport peu coûteuse à faible atténuation). Le principal avantage réside dans le fait qu'il a été démontré que ce type de calibration permet d'éliminer l'atténuation différentielle $\Delta\alpha z$ (Van De Giesen *et al.* [140]) de l'équation 1.37. En effet, celle-ci peut être ré-écrite :

$$T(z,t) = \frac{\gamma}{\ln \frac{P_S(z,t)}{P_{aS}(z,t)} + C - \int_0^z \Delta\alpha dz} \tag{1.38}$$

D'après l'équation 1.38, une mesure de température à la même position z sur une fibre de longueur Z vaut, dans les deux sens de lecture en mode double-ended :

$$\begin{aligned} T(z,t) &= \frac{\gamma}{\ln \frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}} + C - \int_0^z \Delta\alpha dz} \\ T(z,t) &= \frac{\gamma}{\ln \frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}} + C - \int_z^Z \Delta\alpha dz} \end{aligned} \tag{1.39}$$

où $\overrightarrow{P_S(z,t)}$, $\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}$, $\overleftarrow{P_S(z,t)}$ et $\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}$ sont les puissances Stokes et anti-Stokes mesurées dans les deux sens de lecture de la fibre à un point z et un temps t. Cette égalité permet de déduire l'atténuation totale de la fibre qui est alors ré-injectée dans l'équation 1.38 et permet d'en déduire la valeur $T(z,t)$ (le détail du calcul est donné en annexe D, d'après Blairon et Boldo [11]) :

$$T(z,t) = \frac{\gamma}{\frac{1}{2}\left(\ln \frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}} + \ln \frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}\right) + C_{int}(t)} \tag{1.40}$$

où $C_{int}(t)$ est un coefficient déterminé avant chaque mesure de $T(z, t)$ sur une bobine thermalisée localisée dans l'instrument de mesure et dont la température est connue par une sonde Pt100. L'équation 1.40 permet de calculer la température en négligeant $\Delta\alpha$ si :

— les mesures sont parfaitement recalées spatialement, ce qu'il est possible de réaliser en post-traitement à l'aide d'une routine d'inter-corrélation qui détecte un point chaud/froid réalisé en début et fin de mesure dans les deux sens de la fibre ;

— l'atténuation différentielle ne varie pas entre deux mesures séquentielles dans un sens de lecture puis dans l'autre, ce qui est le cas lorsque le temps d'intégration est inférieur à la minute, en regard des cinétiques de variation de température ou d'atténuation radio-induite plus lentes.

FIGURE 1.24 – Visualisation de la température calculée (gauche) en mode double-ended par le logiciel *DTS Viewer* de Silixa. Un exemple de saut de température est affiché. Les signaux bruts Stokes et anti-Stokes depuis lesquels la température est calculée sont visibles dans les deux sens de lecture (droite).

De plus, ce type de calibration permet d'obtenir une mesure de température avec le plus grand rapport signal sur bruit en milieu de ligne optique, en moyennant le signal dans les deux sens de lecture (Van De Giesen *et al.* [140]). Ce qui, dans le cas de la configuration double-ended, est généralement la portion de ligne optique où est branchée le CFO positionné sur l'élément d'intérêt à mesurer.

La figure 1.24 représente la température calculée lors d'un essai de saut de température depuis les signaux Stokes et anti-Stokes. L'équation 1.40 de calcul de température est utilisée pour l'intégralité de ces travaux, elle permet de retrouver la même valeur de température affichée par l'instrument de mesure.

1.4 Haute température

La mesure RDTS haute température > 300 °C est rare dans la littérature. La haute température peut avoir un impact sur plusieurs paramètres intervenant dans la mesure RDTS :

— ensemble de définition de la formule 1.40 (i. e. gamme de température) ;

— tenue de la fibre optique à la haute température ;

— dynamique de mesure de la photodiode du RDTS.

En théorie, la formule 1.38 est valable pour une température supérieure à 0 K (cf. équations 1.31) jusqu'à une température où il ne reste plus une seule molécule du milieu à l'état fondamental. Des mesures spectroscopiques Raman ont été réalisées pour des températures allant de la limite de détection du signal anti-Stokes par le capteur, 20 K (Hass [67]), jusqu'à ~ 1500 K où la queue d'émission du corps noir a été reportée comme source d'interférence avec les signaux Stokes Raman diffusés dans la silice (McMillan *et al.* [101], cf. équation 1.4). En pratique, la gamme de mesure de température d'un RDTS est conditionnée par la dynamique de mesure du signal anti-Stokes de la photodiode de l'appareil et par la tolérance à la température d'une fibre optique. Des mesures RDTS sur des fibres germano-silicates à revêtement or ont par exemple mis en avant une saturation du signal anti-Stokes à partir de 500 °C (Mandal *et al.* [99]).

1.4.1 Premier verrou : tenue de la fibre optique à la haute température

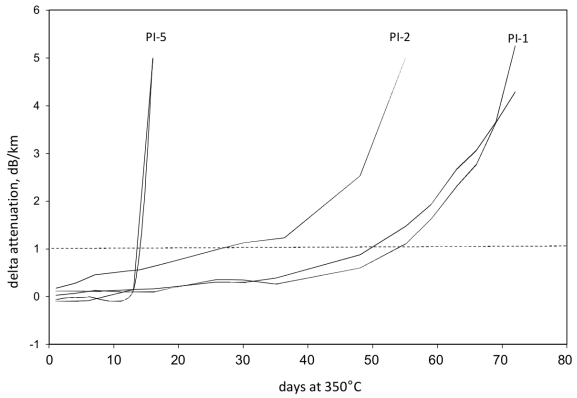

FIGURE 1.25 – Essai de tenue en température de fibres à revêtement polyimide et polyimide *"très haute température"* chauffées à 350 °C au cours du temps. La plus résistante des fibres a tenu ~ 70 *jours* avant que son atténuation augmente brusquement. Il est possible que la concentration de groupements OH augmente progressivement dans la fibre suite à la perte du pouvoir protecteur du revêtement polyimide (d'après Overton *et al.* [111]).

Une fibre optique télécoms standard SMF-28® est protégée mécaniquement par un revêtement acrylate. Ce type de revêtement (le plus utilisé) permet à la fibre d'être spécifiée pour une utili-

sation courante entre -60 et 85 °C ([29]). Au-delà, le revêtement fond et la fibre optique toujours fonctionnelle devient fragile et peut casser à la moindre sollicitation mécanique. Des revêtements polyimide *haute température* pour des fibres dédiées à des applications idoines permettent de protéger la fibre jusqu'à une température de 300 °C en continu, voire un peu plus en pointe. Des essais ont été réalisés : le revêtement polyimide de ce type de fibre peut se vaporiser en quelques semaines à des températures > 300 °C (Overton *et al.* [111], voir figure 1.25 et partie 2.2).

Enfin, des fibres à revêtements métalliques permettent de protéger la fibre pour de plus hautes températures : respectivement 400, 450 et 700 °C pour les revêtements Al[38], Cu[39] et Au[40] du commerce [42; 80]. Les performances des fibres à revêtement aluminium, cuivre et or ont été évaluées : les fibres or ont été retenues car leur atténuation est la moins élevée des trois (de l'ordre de 10 à 15 dB km^{-1} @ 1064 nm @ 25 °C) pour une résistance à des températures plus élevées. De plus, des applications d'instrumentations autres que le nucléaires pourraient être imaginées grâce à ce type de fibres (solaire thermodynamique et thermique à flammes).

1.4.2 Deuxième verrou : variabilité de l'atténuation des fibres à revêtement métallique

En plus de leur atténuation bien plus élevée que des fibres multimode G.651.1 (de l'ordre de 2 dB km^{-1}@ 1064 nm contre ~ 15 dB km^{-1}@ 1064 nm) à température ambiante, les fibres à revêtement or ont une atténuation qui varie avec la température. Cette variation d'atténuation en

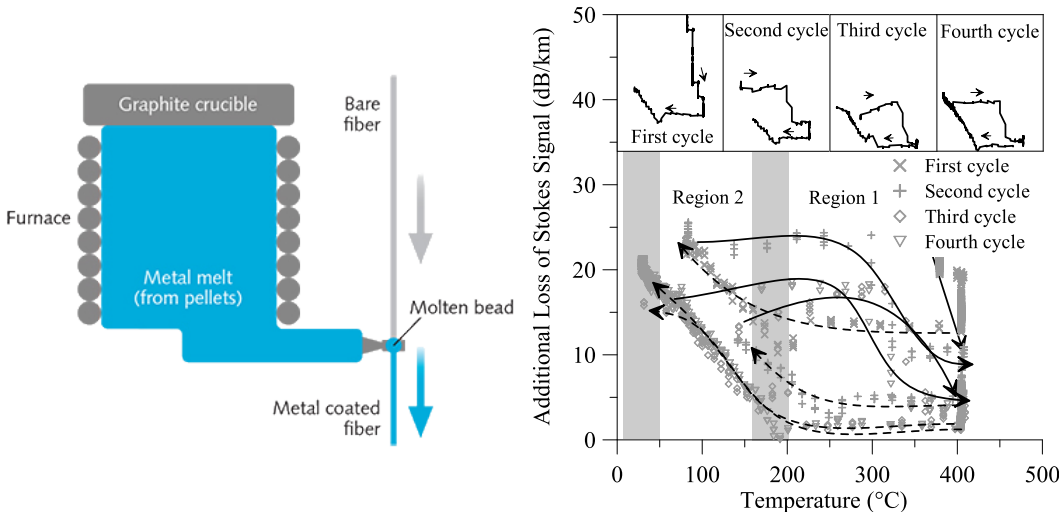

FIGURE 1.26 – Processus de dépôt d'une couche métallique de 10 – 15 µm (d'après Emslie [35]) lors du tirage d'une fibre optique (celle-ci passe à travers une goute de métal en fusion) et impact des variations de température sur l'atténuation d'une fibre à revêtement or @ ~ 1115 nm (droite, d'après Reinsch et Henninges [118]).

fonction de la température n'est pas linéaire et peut nécessiter plusieurs cycles de chauffe avant d'être reproductible (voir figure 1.26). D'une façon générale : plus la température augmente et

38. Aluminium
39. Cuivre
40. Or

plus l'atténuation de la fibre métallique diminue. Ce phénomène peut être expliqué par un relâchement de contraintes induites par l'or sur la fibre lorsque la température dépasse ~ 200 °C (Reinsch et Henninges [118]). Ces contraintes sont à l'origine de micro-courbures responsables d'une atténuation plus élevée (voir partie 1.2.1). Néanmoins, les brusques variations de température en dessous d'une valeur seuil de ~ 200 °C ont tendance à amplifier l'atténuation de ce type de fibre, à cause de la lente déformation du métal (les coefficients de dilatation de la silice et du métal sont différents). L'atténuation d'une fibre or décroit ensuite fortement jusqu'à tendre vers une valeur de quelques dB km^{-1} au-delà de 300 °C.

La figure 1.26 montre que la valeur d'atténuation est minimale dans la gamme 300 ⟶ 700 °C, ce qui est optimal pour réaliser des mesures de température à ~ 350 °C. L'atténuation d'une fibre or varie donc avec la variation locale de température, ce qui impose une calibration double-ended du RDTS (voir formule 1.40) pour s'affranchir d'une dérive de la mesure de température dans la zone où la température aura varié après calibration.

1.4.3 Décalage fréquentiel du spectre Raman en fonction de la température

Le spectre Raman (pic à 440 cm^{-1} dans le spectre de diffusion de la silice à température ambiante, Hass [67]) est susceptible de varier en fréquence en fonction de la température. Une étude du spectre de diffusion Raman sur des échantillons de silicium entre -253 et 497 °C a mis en avant un décalage spectral de la fréquence de diffusion Raman de l'ordre de 20 cm^{-1} (voir figure 1.27).

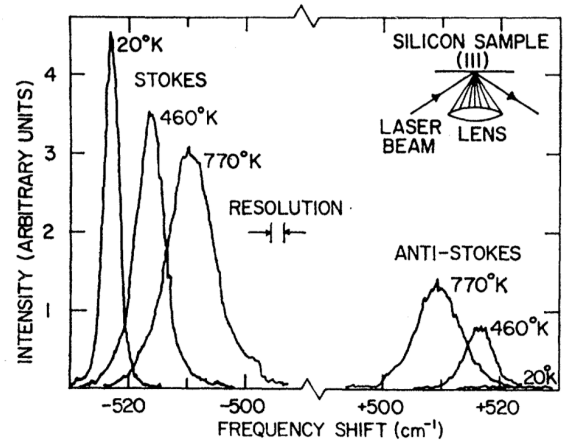

FIGURE 1.27 – Spectre de diffusion Raman du silicium à température variable (d'après Hart *et al.* [64]).

Si l'on suppose un décalage spectral du même ordre de grandeur sur la silice (~ 10 cm^{-1} pour passer de 25 à 400 °C), et qu'on applique la formule permettant de déterminer le décalage en longueur d'onde :

$$\frac{1}{\lambda_{aS,S}} = \frac{1}{\lambda_0} \pm \Delta\gamma \tag{1.41}$$

où $\Delta\gamma$ est la valeur du pic du décalage spectral. Ce qui permet alors d'estimer $\lambda_{aS}(440\ \text{cm}^{-1}) = 1016,4$ nm et $\lambda_{aS}(430\ \text{cm}^{-1}) = 1017,4$ nm. En fonction du filtrage des signaux Stokes et anti-Stokes collectés par la photodiode, une erreur sur le calcul de température peut être induit. Son

influence, probablement faible (voir figure 1.19) ainsi que la correction nécessaire à apporter par calibration restent à évaluer.

1.5 Rayonnements ionisants

Le CFO sera positionné autour d'une canalisation du circuit primaire dans laquelle circule de l'eau sous pression à haute température, activée. L'activation de l'eau est principalement due aux réactions des neutrons produits dans le cœur d'un REP avec l'O^{16} [41] de l'eau et le N^{15} [42] de l'air dissous dans l'eau. Ceux-ci produisent toute une population de nucléides tels que N^{16}, N^{17} et O^{19} (voir annexe C).

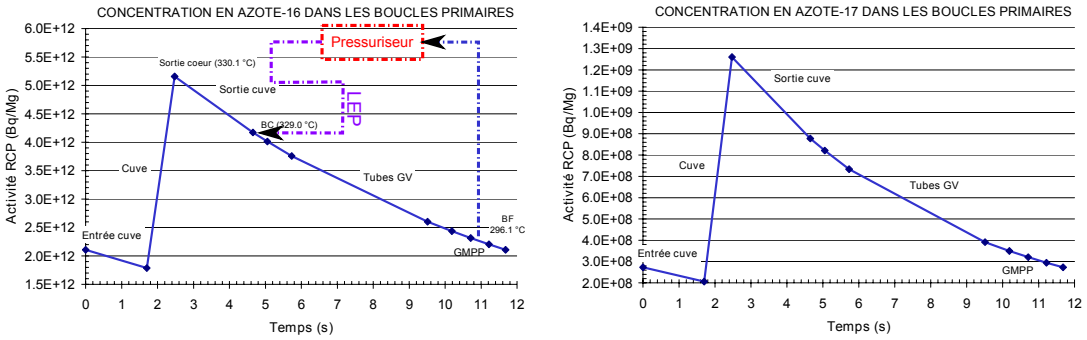

FIGURE 1.28 – Activité estimée du N^{16} (source rayons-γ) et N^{17} (source neutrons) en fonction de la position dans le circuit primaire d'un REP EPR (Flamanville 3, modifié d'après [34]). L'eau qui circule dans la LEP est arrive depuis le GMPP (Groupe Moteur Pompe Primaire) avant d'être pressurisée puis ré-injectée dans le circuit primaire en sortie de BC (Branche Chaude). L'activité massique (en $Bq.Mg^{-1}$) du N^{16} est deux ordres de grandeurs supérieurs à tous les autres nucléides.

L'abondance isotopique, la période de demi-vie ainsi que l'énergie des différents nucléides formés conduisent à estimer que les principaux éléments susceptibles d'endommager le CFO autour de la LEP sont des rayons-γ issus de la désintégration de N^{16}, avec une raie dans le spectre énergétique à $6,13$ MeV (voir figure 1.29), et dont le débit de dose environnant à l'extérieur de la canalisation est de l'ordre de $0,6$ Gy h^{-1} (Boldo [14]). Les neutrons issus de la désintégration de N^{17} sont négligés (voir figure 1.28). L'impact des rayonnements ionisants doit être évalué sur la tenue des fibres optiques utilisées comme CFO.

Les premiers travaux réalisés sur l'impact des rayonnements ionisants sur des milieux diélectriques pour des applications dans le domaine de l'énergie atomique datent des années 50 (Berman *et al.* [9]). Des études plus poussées, notamment sur la silice, ont été réalisées pendant la décennie suivante (impact des propriétés optiques, Primak [115], et mécaniques, Primak et Edwards [114]). À la suite de ces travaux, les premières études sur les propriétés de transmission des fibres optiques en environnement radiatif ont été menées (Mattern *et al.* [100]). Des synthèses sur les différents défauts absorbants induits par les rayonnements dans la silice (Griscom [58]) et dans les fibres optiques (Friebele [46]) ont par la suite été réalisées.

41. Oxygène
42. Azote

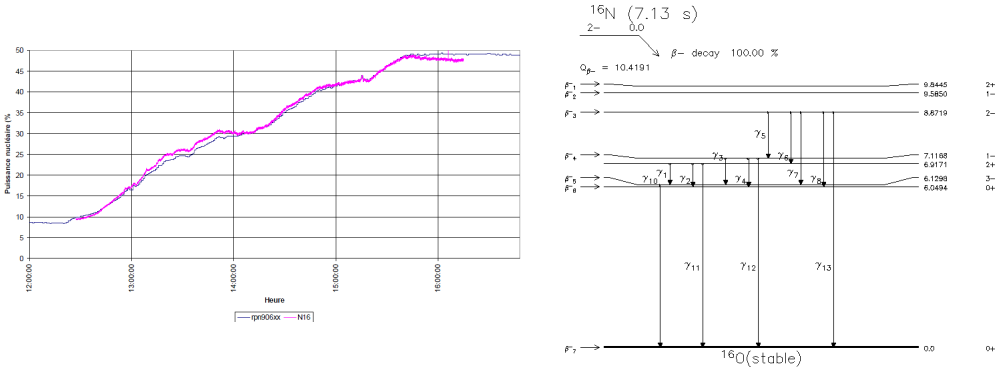

FIGURE 1.29 – Activité neutronique et gamma dans un cœur d'une des tranches EDF Cattenom lors d'une montée en puissance (gauche, d'après Coulon [30]) et schéma de désintégration du N^{16} (droite, $\gamma_{10} = 6,13$ MeV majoritaire, d'après[109]).

1.5.1 Les défauts absorbants de la lumière

Lorsque de la silice dopée est irradiée par des rayonnements ionisants, les particules y déposent tout ou une partie de leur énergie. L'interaction des particules avec la matière peut provoquer des défauts dans la structure atomique qui compose la matière (paires électrons-trous, ou déplacements atomiques). Ces défauts peuvent alors se recombiner, se réparer ou rester à l'état de défauts (voir figure 1.30). Pour le domaine nucléaire, les irradiations photoniques (rayons-γ) et

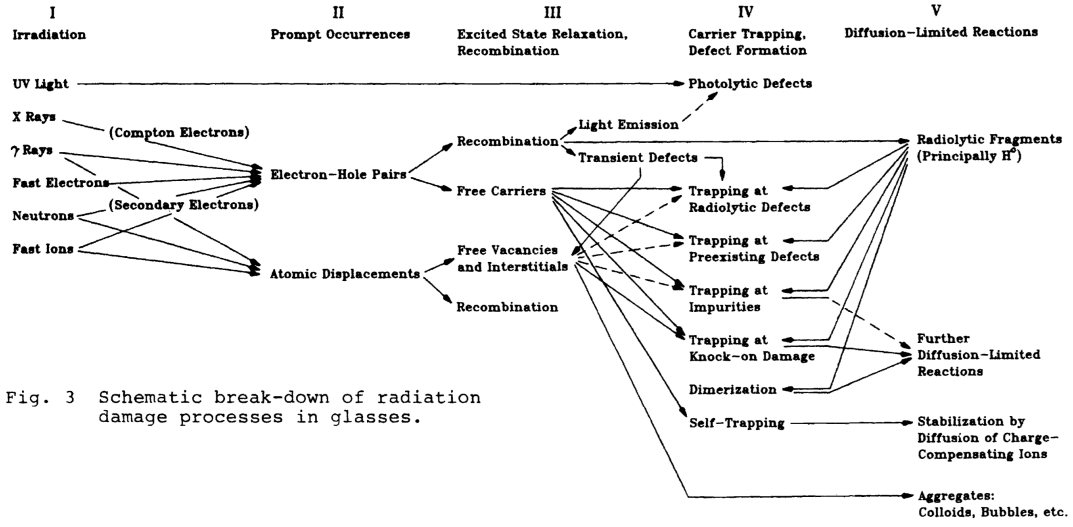

Fig. 3 Schematic break-down of radiation damage processes in glasses.

FIGURE 1.30 – Processus de créations de défauts dans la silice en fonction du type de rayonnement incident (d'après Griscom [57]).

neutroniques sont majoritaires.

Interaction des photons dans la matière

Trois types d'interactions sont possibles entre les photons et la matière, en fonction de leur énergie incidente et du numéro atomique Z de l'absorbeur. Dans la gamme d'énergie à laquelle les

CFO sont soumis, la diffusion Compton est majoritaire dans la silice dopée (voir figure 1.31). L'interaction Compton est définie par la réaction suivante :

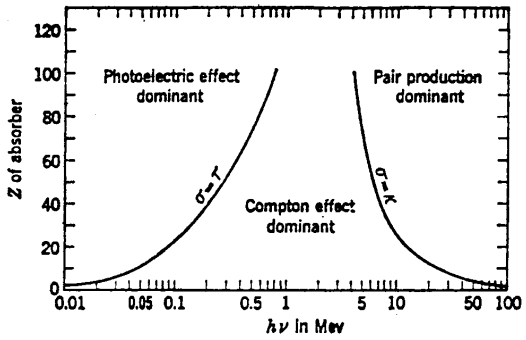

FIGURE 1.31 – Évolution des types d'interactions des photons en fonction de leur énergie et du numéro atomique Z du milieu d'interaction (d'après [138]).

$$\gamma + Atome \longrightarrow \gamma' + e^- + Atome^{*+} \tag{1.42}$$

Plusieurs diffusions Compton sont possibles tant que le rayon γ' est suffisamment énergétique, avant l'interaction photo-électrique. Les électrons libérés à la suite de cette réaction peuvent encore interagir avec le milieu en fonction de l'énergie résiduelle par collisions (loi de Coulomb), Fluorescence ou rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). L'interaction photo-électrique est alors définie par la réaction suivante :

$$\gamma + Atome \longrightarrow e^- + Atome^{*+} \tag{1.43}$$

Interaction des neutrons dans la matière

Les neutrons, qui ne possèdent pas de charge électrique, sont insensibles à l'interaction électromagnétique. Ils peuvent donc traverser une importante quantité de matière. Trois types d'interactions sont possibles entre les neutrons et la matière : la diffusion élastique, la capture radiative et la fission.

La diffusion élastique est définie par la réaction suivante :

$$n + Atome_1 \longrightarrow n + Atome_1^* \tag{1.44}$$

La capture radiative est définie par la réaction suivante :

$$n + Atome_1 \longrightarrow Atome_2 + \gamma \tag{1.45}$$

La fission est définie par la réaction suivante (où k est un entier positif) :

$$n + Atome_1 \longrightarrow Atome_2 + Atome_3 + k \times n \tag{1.46}$$

Au dessus du MeV la diffusion domine, les captures et fissions sont prépondérantes à basse énergie. Les γ et autres particules chargées libérées pendant ces interactions peuvent aussi interagir avec la matière.

Défauts induits

L'interaction des rayons-γ, des neutrons et des électrons avec la silice amorphe qui compose les fibres peut alors provoquer différents types de défauts : désorganisation de la structure du milieu, liaisons atomiques manquantes favorisant les recombinaisons avec des impuretés (H, Cl) (voir figure 1.32).

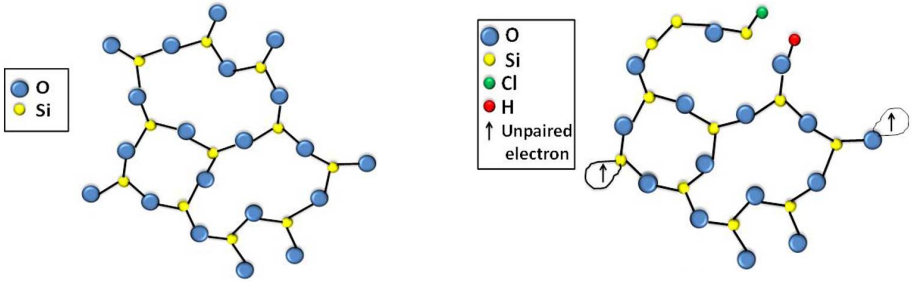

FIGURE 1.32 – Principaux défauts induits (droite) de la silice pure amorphe (gauche), que l'on peut par exemple retrouver le cœur des fibres PSC (modifié d'après Girard *et al.* [52]).

Les principaux défauts identifiés sur de la silice amorphe ($\equiv Si - O - Si \equiv$) que l'on peut retrouver dans les fibres optiques irradiées sont listés dans le tableau 1.4 (Centres E', ODC [43], NBOHC [44], POR [45], STH [46] et Absorption OH). Ces défauts sont responsables d'une augmentation de l'absorption de la lumière dans des gammes d'énergies caractéristiques (voir figure 1.33). La longueur d'onde impactée λ (en nm) est liée à l'énergie E (en eV) par la relation :

$$E = \frac{hc}{\lambda C_e} \tag{1.47}$$

où C_e est la charge d'un e^- en coulomb [47]. L'absorption dans certaines gammes de longueurs d'onde, notamment par l'apparition de défauts dans la fibre, est appelée centres colorés.

L'ajout de dopants à la silice pour la fabrication de fibres optiques a aussi un impact sur la création de défauts dans le milieu soumis aux rayonnements. De nouveaux centres colorés apparaissent dans les fibres Ge, B et P, ce qui diminue la transmission lumineuse. Inversement certains dopants comme le F protègent les fibres de l'atténuation de transmission lumineuse dans les fibres irradiées. Les graphes de la figure 1.33 présentent des centres colorés pour des longueurs d'onde comprises entre 830 et 173 nm, là où les centres colorés de forme gaussienne sont centrés. L'impact de ces centres est moins important dans les plus grandes longueurs d'onde, notamment à 1064 ± 50 nm. Néanmoins, les queues des gaussiennes des centres colorés de basses énergies ($\sim 2\ eV$) peuvent avoir une influence sur la diminution de la transmission des signaux anti-Stokes, λ_0 et Stokes.

43. Oxygen Deficiency
44. NonBridging-Oxygen Hole Center
45. Peroxy Radicals
46. Self-Trapped Holes
47. $1\ eV = 1,6021 \times 10^{-19}\ C$

TABLE 1.4 – Quelques caractéristiques des principaux défauts présents dans la silice amorphe irradiée (d'après Griscom [58]; Skuja [128]; Brichard *et al.* [21]; Salh [122]; Girard *et al.* [52]; Petrie *et al.* [113]).

Défaut	Description	Représentation	Pics d'absorption (nm)
Centres E'	O manquant	$\equiv Si\bullet$	214
ODC	O manquant	$\equiv Si - Si \equiv$ $= Si:$	163, 248
NBOHC	O non lié à Si	$\equiv Si - O\bullet$	257, 618 $_{Si-NBOHC}$ 627 $_{Ge-NBOHC}$
POR	double O	$\equiv Si - O - O\bullet$	230, 635
STH	trou sur O	$\equiv Si - \dot{O} - Si \equiv$	570 $_{STH_1}$ 635 $_{STH_2}$
Absorption OH	-	-	940, 1240, 1380, 2220, 2720

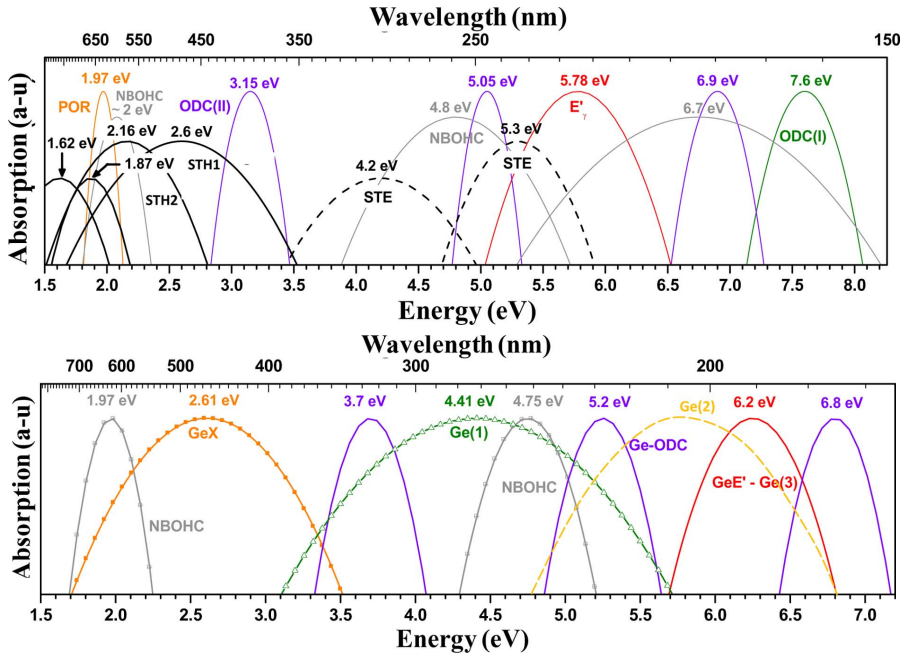

FIGURE 1.33 – Centres d'absorption que l'on peut par exemple retrouver dans des fibres PSC (haut), en plus des défauts qu'engendre le GeO_2 (bas) des fibres germano-silicates qui peuvent s'y ajouter (d'après Girard *et al.* [52]). La forme des centres colorés peut être approximée par des gaussiennes d'amplitude et de largeur à mi-hauteur variables (Girard *et al.* [54]).

1.5.2 Atténuation et émission radio-induite

Atténuation radio-induite

Le cumul des gaussiennes d'absorption qu'engendre la création des défauts induits dans les fibres soumises aux rayonnements diminue la transmission lumineuse. Avant irradiation, l'atténuation d'une fibre optique varie avec la longueur d'onde (voir partie 1.2.1). Au cours de l'irradiation, l'atténuation d'une fibre optique augmente plus à certaines longueur d'ondes qu'à d'autres. C'est le phénomène d'*Atténuation Radio-Induite* (ARI). Les principaux paramètres d'influence de l'ARI

sont discutés dans la partie 1.5.3. L'ARI est calculée à l'aide de l'équation 1.13 et de la dose absorbée D (en Gy ou $J.kg^{-1}$) par la fibre irradiée :

$$\alpha_{ARI}(\lambda, D) = -\frac{10}{L}\log\left(\frac{P(\lambda, D)}{P_0(\lambda, D)}\frac{P_0(\lambda, 0)}{P(\lambda, 0)}\right) \tag{1.48}$$

où $P_0(\lambda, 0)$ et $P(\lambda, 0)$ sont les puissances mesurées avant l'irradiation. D est définie par la relation suivante :

$$D = \frac{A\epsilon(r, S)TE_{pc}}{M} \tag{1.49}$$

où A est l'activité de la source (Bq), $\epsilon(r, S)$ le rapport de radiations émise par la source et reçue par le milieu (en fonction de la distance à la source r et de la surface exposée S), T le temps, E_{pc} l'énergie des particules absorbées (eV), et M la masse du milieu. Le débit de dose $\dot{D}$ est simplement défini par :

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \tag{1.50}$$

Ainsi, il est possible d'exprimer l'ARI $\alpha_{ARI}(\lambda, D)$ en fonction de la dose cumulée absorbée ou du temps si le débit de dose est constant.

Émission radio-induite

L'ERI [48] est un phénomène caractérisé par l'émission de lumière par une fibre soumise aux rayonnements ionisants. L'excitation du milieu par les particules incidentes peut produire de la lumière (radio-luminescence), tout comme l'effet Cherenkov. La radio-luminescence a été observée dans les gammes de longueur d'ondes où certains défauts induits absorbent la lumière (Brichard *et al.* [19]; Morono et Hodgson [106]). L'émission Cherenkov est principalement limitée aux basses longueurs d'onde (avec un maximum autour de 400 nm). L'ERI risque de ne pas avoir d'impact sur la mesure RDTS à 1064 ± 50 nm.

1.5.3 Paramètres influents sur l'atténuation radio-induite

Plusieurs paramètres peuvent avoir une influence sur l'ARI. Il est possible de les regrouper en trois grandes catégories :

- rayonnements (type, énergie, débit de dose, dose cumulée, temps de récupération) ;
- optiques (longueur d'onde, puissance optique, type de fibre, dopants) ;
- systèmes (température, blindage, courbure).

Rayonnements

La source de rayonnements ionisants sur la fibre, peut modifier l'ARI. La figure 1.34 représente l'atténuation de deux éprouvettes de deux échantillons de fibres PSC irradiées aux rayons-X et γ en fonction de la longueur d'onde. La tendance générale qui met en avant une atténuation plus élevée aux basses longueurs d'onde est respectée quelle que soit la source. Mais l'impact de celle-ci est clairement mis en avant, avec par exemple ~ 10 fois plus d'ARI sur la fibre PSC *unloaded* [49]

48. Émission Radio-Induite
49. Par opposition aux fibres H_2-*loaded*

irradiée aux rayons-X sur toute la gamme de longueurs d'onde observée. Ici, les rayons-X sont émis sous forme de brèves impulsions pour un débit de dose bien supérieur au rayonnement-γ continu du ^{60}Co.

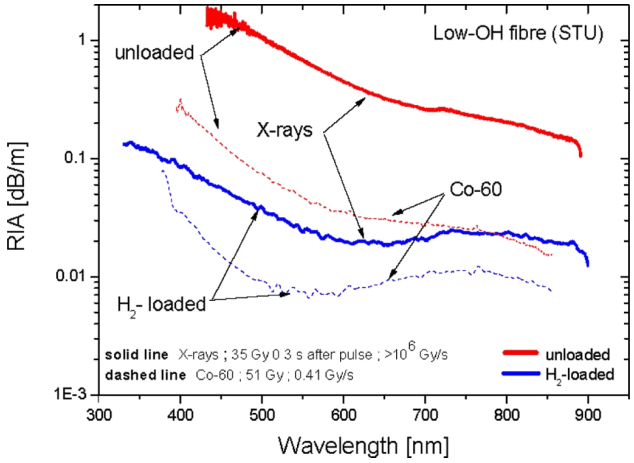

FIGURE 1.34 – ARI de fibres PSC irradiées par rayons-X et les rayons-γ en fonction de la longueur d'onde (d'après Girard *et al.* [52]). La fibre *H_2-loaded* est saturée en hydrogène, ce qui réduit les défauts NBOHC, d'où une ARI moins élevée.

En considérant que les rayons-X et les rayons-γ sont des rayonnements ionisants mitoyens, la figure 1.34 peut mettre en avant un effet du débit de dose ou de l'énergie incidente d'irradiation sur l'ARI.

Le débit de dose est aussi un paramètre qui impacte l'ARI (Chigusa *et al.* [27]; Van Uffelen *et al.* [141]). La figure 1.35 représente l'atténuation d'une fibre germano-silicate (monomode) en fonction de la dose cumulée pour plusieurs débits de dose. Pour une dose cumulée de 100 Gy,

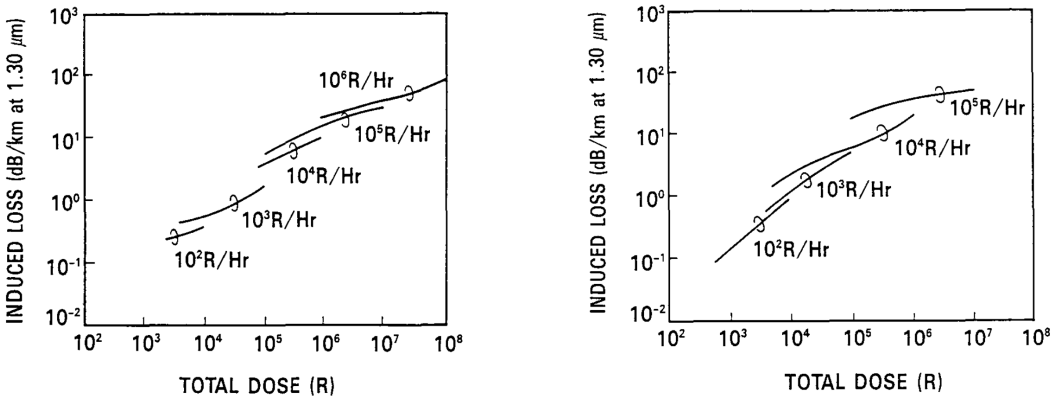

FIGURE 1.35 – ARI de fibres PSC (gauche) et germano-silicate (droite) monomodes irradiées par rayons-γ en fonction de la dose cumulée (en *Rads*, 1 Gy = 100 *Rads*), pour plusieurs débits de dose @ 1300 nm (d'après Chigusa *et al.* [27]).

l'ARI d'une fibre germano-silicate (monomode) est ~ 2 fois plus faible pour un débit de dose $\dot{D}$ = 1 Gy h^{-1} (de l'ordre du débit de dose opérationnel d'un réacteur) que pour $\dot{D}$ = 100 Gy h^{-1} @ 1300 nm (de l'ordre du débit de dose accidentel d'un réacteur).

Cela ne signifie pas forcément que pour une même dose cumulée, plus de défauts ont été créés dans la fibre soumise à fort débit de dose. La cinétique de réparation d'une fibre irradiée est aussi à prendre en compte.

La dose cumulée reçue modifie l'ARI, avec une réponse qui n'est pas toujours linéaire. Une partie des défauts induits par l'irradiation peuvent se réparer avec une cinétique de récupération variable, ce qui peut modifier la transmission lumineuse de la fibre au cours de la dose cumulée. La figure 1.36 représente l'atténuation de plusieurs échantillons de fibres (monomode) en fonction de la dose cumulée pour un seul débit de dose @ 1300 nm. Des comportements de paliers ont

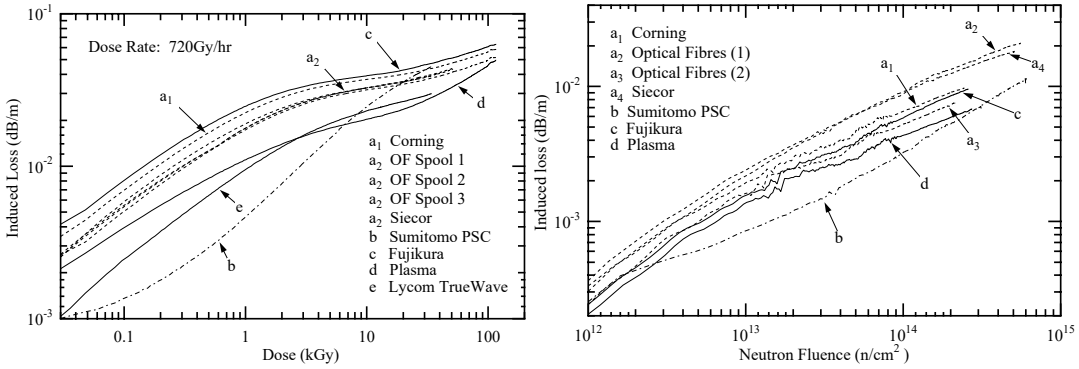

FIGURE 1.36 – Évolution de l'ARI pour plusieurs échantillons de fibres monomodes irradiées sous rayonnements γ (gauche) et neutroniques (droite) @ 1300 nm (modifiés d'après Troska *et al.* [136]).

été observés à des doses intermédiaires (1 kGy, 100 kGy, Henschel *et al.* [72]; Troska *et al.* [136]; Van Uffelen *et al.* [141]).

Enfin, l'arrêt de l'irradiation permet à certains défauts induits dans la fibre de se recombiner, ce qui répare la fibre et diminue l'ARI. La cinétique de récupération est propre à chaque type de fibre (voir figure 1.37).

Optique

Le comportement spectral de l'ARI n'est pas constant. Avant même l'irradiation, l'atténuation en fonction de la longueur d'onde de propagation est variable (voir partie 1.2.1). Aux phénomènes classiques d'atténuation du milieu viennent s'ajouter les bandes d'absorptions liées aux défauts discutées dans la partie 1.5.1. La figure 1.37 représente l'ARI de plusieurs échantillons de fibres en fonction de la longueur d'onde pour une dose cumulée de 10^3 Gy. Le pic d'absorption @ 600 nm est caractéristique des défauts NBOHC et POR (Brichard *et al.* [21]). De même, l'absorption de la fibre peut augmenter au-delà de ~ 1300 nm.

Le type et la concentration de dopants impactent directement l'ARI des fibres. Les fibres multimodes ont des concentrations de dopants plus élevées, avec une formulation généralement plus hétérogène que les fibres monomodes. La structure de silice amorphe dans les fibres multimodes est alors plus complexe, favorisant les créations de défauts. Les fibres multimodes sont

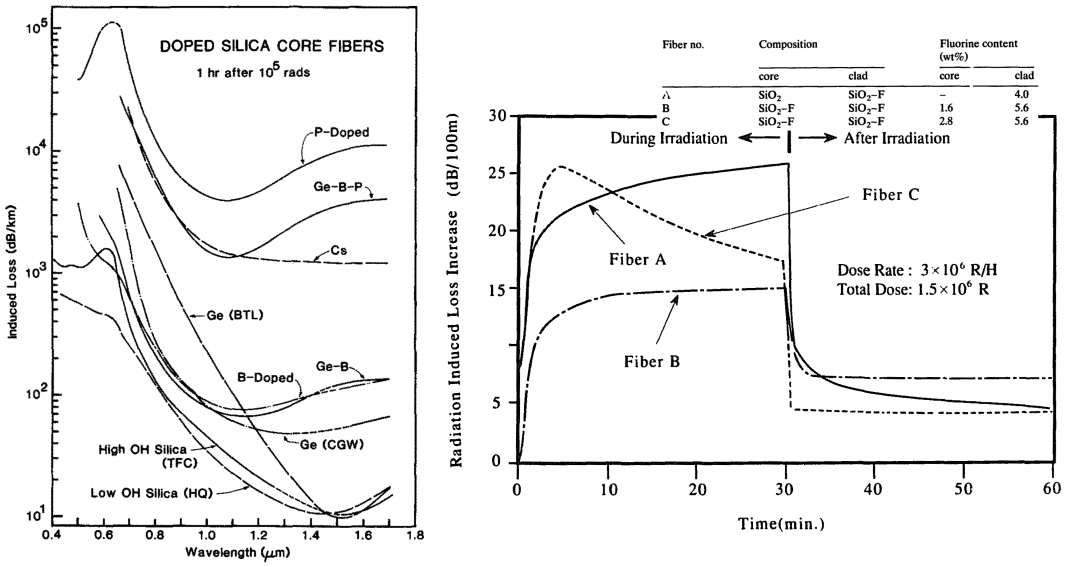

FIGURE 1.37 – ARI de fibres à divers dopants irradiées par rayons-γ (^{60}Co) en fonction de la longueur d'onde pour une dose cumulée de 10^3 Gy (gauche, d'après Friebele *et al.* [47]). ARI de fibres dopées F irradiées par rayons-γ en fonction du temps @ 850 nm (droite, modifié d'après Sanada *et al.* [123]).

ainsi plus sensibles aux rayonnements que les fibres monomodes (mais néanmoins nécessaires pour une utilisation avec un RDTS à haute résolution spatiale). Les fibres PSC ont généralement une ARI plus faible que les fibres dopées germanium. D'autre part, une meilleure résistance d'une fibre PSC multimode à gros diamètre de cœur $\varnothing_c$ = 200 µm qu'une fibre PSC multimode standard $\varnothing_c$ = 50 µm a pu être mis en avant (Jensen *et al.* [83]). Les co-dopants tels que le bore ne sont pas conseillés et le phosphore est à éviter pour l'utilisation de fibres en milieux radiatifs (Friebele *et al.* [47]). En revanche, le fluor est un dopant qui limite l'impact de l'ARI des fibres, en particulier quand il est incorporé dans le cœur de la fibre (Sanada *et al.* [123]; Wijnands *et al.* [144]). Enfin, le cérium ajouté à des fibres erbium/ytterbium peut aussi améliorer la résistance de la fibre aux rayonnement ionisants (Girard *et al.* [55]) en fonction de la longueur d'onde (voir section 1.37), tout comme la saturation de la fibre en H_2 confiné par revêtement métallique (Brichard *et al.* [20], ou voir figure 1.34).

La puissance laser a été identifiée comme un paramètre pouvant limiter l'ARI (Friebele et Gingerich [45]; Brichard *et al.* [20]). On appelle ce phénomène *photobleaching* : l'intensité lumineuse du laser peut diminuer le nombre de défauts créés dans la fibre. La réduction de défauts se produit principalement dans la gamme de longueur d'onde de travail du laser incident, ce qui en fonction de la largeur de la gaussienne d'atténuation provoquée par un défaut, peut avoir un effet positif ou nul sur la rétro-diffusion Stokes et anti-Stokes. Pour une même puissance laser injectée, la récupération est meilleure aux basses longueurs d'onde (≤ 400 nm). L'ARI de fibres multimodes germano-silicates irradiées (dose cumulée de 10 kGy) a ainsi pu être diminuée de 100 à 50 dB km^{-1} @ 850 nm après une heure d'injection laser de puissance à 42 mW@ 830 nm, la fibre n'étant plus soumise aux rayonnements lors du photobleaching (Henschel et Kohn [71]). Le RDTS utilisé dans cette étude est équipé d'un laser d'une puissance moyenne de 3 mW (fré-

quence 46 kHz). Son installation en bâtiment réacteur ne permettra pas d'arrêter l'irradiation le temps d'illuminer le CFO avec un autre laser adapté au photobleaching pendant au moins un an.

Système

La température a été identitée comme un paramètre pouvant considérablement limiter l'ARI (Griscom [56]; Brichard *et al.* [20]). Augmenter la température accélère cette cinétique de récupération (voir figure 1.38, haut).

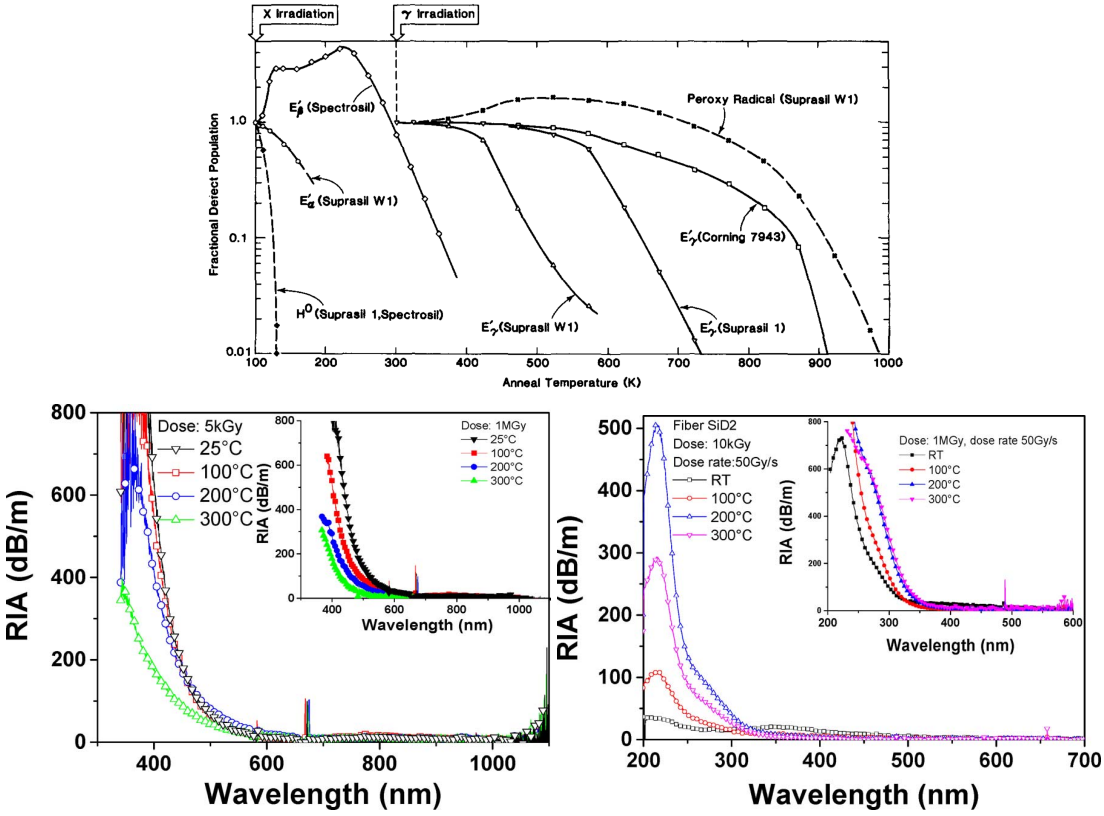

FIGURE 1.38 – Réparation des défauts induits en fonction de la température (haut, d'après Griscom [56]). ARI de fibres germano-silicates (bas, gauche) et PSC (bas, droite) irradiées aux rayons-X en fonction de la longueur d'onde (d'après Girard *et al.* [53]).

Augmenter la température diminue généralement l'ARI sur tout le spectre de transmission de la fibre. Certains effets complexes de combinaison haute température et irradiation peuvent néanmoins se produire (voir figure 1.38, bas). Une augmentation de l'ARI post-irradiation sur une fibre PSC irradiée aux rayons-X ayant reçu une dose cumulée de 10 kGy @ 50 Gy s^{-1} a déjà été observée lors d'un passage à des valeurs seuil de 100 à 200 °C, avant diminution de l'ARI lors du passage de 200 à 300 °C (Girard *et al.* [53]).

Des essais de mesure de température de composants de réacteurs nucléaires ont déjà été réalisés avec des CFO en mode double-ended (Fernandez *et al.* [39]), mais pas sur des composants dont la température est supérieure à 300 °C, à cause de la limite des revêtements polyimides (Jensen *et al.* [82]; Kimura *et al.* [89]), voire du revêtement aluminium encore peu répandu (Jensen *et al.* [83]). Des essais d'irradiation (^{60}Co et neutrons rapides) à très haute température (600 voire 1000 °C)

ont été réalisés sur des fibres multimodes germano-silicate et PSC à gaine dopée F et revêtement polyimide sur de courtes périodes (< 250 h). Ils ont permis de mettre en avant la très bonne tenue de fibres PSC à des doses de l'ordre de ~ 60 kGy dans certaines gammes de longueurs d'onde (850 nm pour des high-OH et 1550 nm pour des low-OH, Hawn *et al.* [69]; Petrie *et al.* [113]).

Le blindage du capteur est un autre facteur permettant de limiter l'ARI. L'intensité I_0 d'une source γ est définie comme le nombre de photons qui passe à travers un milieu dans un temps donné. Le ratio $\frac{I}{I_0}(x) = e^{-\mu\rho x}$ est le facteur de transmission à travers une épaisseur x d'un milieu de masse volumique ρ ($g.cm^{-3}$) et d'atténuation massique μ ($cm^2.g^{-1}$). 1 m de plomb entre la fibre et la source de rayons-γ à 6,13 MeV donne un facteur de transmission $\frac{I}{I_0}(100\ cm) = e^{-4{,}391\cdot10^{-2}\times11{,}3\times100} \approx 0$ d'après les tables du NIST[108]. Ce serait un très bon blindage si le CFO n'avait pas besoin d'être au contact de l'élément à instrumenter. Cependant, les CFO utilisés dans cette étude sont protégés mécaniquement par une gaine en acier inoxydable tressée, dont l'impact éventuel en tant que blindage doit être évalué.

Enfin, le rayon de courbure qui pourrait influencer l'ARI de la fibre doit être envisagé. L'ARI de deux fibres enroulées autours de bobines de 6 et 12 cm exposées à des rayons γ dans l'espace a été observée. L'ARI de la fibre avec le plus petit rayon de courbure a été caractérisée avec une valeur supérieure de 5 à 10 $\mathrm{dB\,km^{-1}}$ (à 1310 et 1550 nm) par rapport à celle bobinée avec un plus grand rayon de courbure (Hartmayer *et al.* [65]). Ce résultat n'a pas d'explication logique. Néanmoins, l'installation du CFO est prévue le long de la LEP, avec de grands rayons de courbures (> ∅ = 12 cm) aux extrémités pour réaliser des allers-retours le long de la tuyauterie, ce qui permet de s'affranchir de cette éventuelle contrainte.

1.5.4 Troisième verrou : diminution de transmission lumineuse avec la dose cumulée

Le CFO ne sera pas soumis à une irradiation homogène le long de la ligne optique. Ainsi, une ARI locale et variable au cours de la dose cumulée reçue risque de se révéler sur certaines portions de la ligne optique. Une variation locale de l'atténuation peut être compensée par calibration double-ended du RDTS pour compenser la dérive induite (voir partie 1.3.4). Néanmoins, cette calibration ne permettra pas de pallier l'atténuation totale aux longueurs d'onde Stokes et anti-Stokes. L'équation 1.40 montre que si $\frac{P_S(z,t)}{P_{aS}(z,t)} \underset{t\nearrow}{\longrightarrow} 0$, l'erreur de mesure sur $T(z,t)$ augmente. En fonction de l'incertitude souhaitée sur $T(z,t)$, et tant que l'ARI n'empêche pas la transmission lumineuse dans la fibre, la dose cumulable maximale acceptable peut être définie.

1.5.5 Décalage fréquentiel du spectre Raman en fonction de l'irradiation

Les défauts induits dans la fibre auraient pu être une source de modification fréquentielle du spectre de rétro-diffusion, tout comme les fortes variations de température le sont (voir partie 1.4.3). Notamment dans les fibres germano-silicates où la diffusion Raman est plus élevée que dans les fibres PSC. Une étude a été réalisée pour mettre en avant un éventuel décalage fréquentiel du spectre de rétro-diffusion Raman suite à une irradiation de fibres optiques (X et γ, pour

des doses cumulées supérieures au MGy, Alessi *et al.* [2]). Aucune variation notable du spectre de rétro-diffusion n'a pu être observée dans le domaine fréquentiel.

1.6 Contrainte du milieu industriel : la protection mécanique du capteur

Le CFO peut seulement être installé sur la LEP pendant un arrêt de tranche. À l'arrêt, l'environnement autour de la LEP reste dosant. Le CFO doit donc pouvoir être installé rapidement, ce qui nécessite une protection mécanique supplémentaire. Le revêtement or seul n'est pas suffisant pour une manipulation sur site industriel. La fibre est insérée dans une gaine en acier inoxydable [50] de type FIMT [51] (voir figure 1.39). Il s'agit d'un tube métallique $\varnothing \approx 3$ mm (rigide)

FIGURE 1.39 – Fibre à revêtement or saut d'indice 50/125 µm partiellement dénudée (gauche, $\varnothing_{revêtement} \approx 155$ µm), et avec revêtement (milieu, $\varnothing_{bobine} \approx 5$ cm) est insérée dans la protection FIMT et connectorisée en E2000-APC (droite, $\varnothing_{bobine} \approx 35$ cm).

recouvert d'une tresse métallique (souple).

La gaine FIMT est indispensable car elle assure une excellente protection mécanique du CFO. Son utilisation impose néanmoins deux contraintes majeures :

- La dilatation thermique d'une fibre or et d'une gaine en acier inoxydable n'est pas identique. Une sur-longueur de fibre est insérée dans la gaine pour compenser la dilatation thermique différentielle, ce qui évite une rupture de la fibre en cas de variation de la température mais ajoute des micro-courbures inégalement réparties le long de la ligne optique et peut augmenter l'atténuation de la fibre en fonction de la qualité de fabrication du gainage FIMT réalisé par le câblier. Ce phénomène peut être compensé par calibration double-ended ;
- Un volume métallique qui englobe le CFO peut, en fonction du type et de l'énergie des rayonnements ionisants incidents, atténuer les rayonnements ou interagir et provoquer

50. alliage 316L
51. Fiber In Metal Tube

des rayonnements secondaires ce qui aura un impact sur l'ARI de la fibre. Ce phénomène reste à évaluer.

Les études sur l'impact d'une gaine métallique protectrice de type FIMT lors d'une irradiation sont rares. Des expériences d'irradiation ont été réalisées avec une telle protection, parce que la conception intrinsèque du dispositif expérimental le nécessitait (Brichard *et al.* [19]; Petrie *et al.* [113]). Ainsi, toutes les fibres ont été irradiées dans la même gaine protectrice métallique, ce qui ne permet pas d'en évaluer l'impact.

1.7 Conclusion : choix du CFO et instrumentation associée

La technologie retenue pour réaliser une cartographie de température sur un composant cylindrique de CNPE (tuyauterie, générateur de vapeur) repose sur la rétro-diffusion Raman. Bien que cette technologie ne dispose pas d'un retour d'expérience en environnement irradié aussi conséquent que pour les réseaux de Bragg, les performances métrologiques du RDTS permettent de réaliser une véritable cartographie en température de tuyauteries du circuit primaire d'un CNPE. De plus, il s'agit de la seule mesure de température par fibre optique répartie uniquement sensible à la température (contrairement aux interrogateurs Brillouin et Rayleigh), ce qui simplifie l'interprétation des mesures sur des CFO dont la contrainte induite varie avec la température. L'utilisation d'un RDTS multimode à haute résolution spatiale Silixa Ultima-S, capable de réaliser des mesures en double-ended, est un compromis intéressant entre l'exactitude de la mesure de température, le nombre de points de mesure, la résolution spatiale et la résolution en température.

Le principal type de CFO retenu pour ce cas d'application est une fibre optique commerciale multimode à revêtement or ⌀50/125 µm PSC et dont la gaine optique est dopée F (voir figure 1.10), protégé par une gaine FIMT. L'état de l'art réalisé dans cette partie montre que ce n'est pas le type de CFO privilégié pour la mesure RDTS : les fibres à gradient d'indice germano-silicates sont favorisées en raison d'une rétro-diffusion Raman plus importante, ce qui permet d'obtenir un meilleur SNR. Les fibres PSC, bien que moins sensibles à l'ARI que les fibres germano-silicates, ne sont pas non plus le choix le plus optimal pour une tenue aux environnements irradiés : des fibres à cœur dopé F ou cérium ont démontré une excellente tenue aux rayonnements. Cependant, le CFO retenu est un bon compromis entre la résistance à la température (peu de fibres optiques à revêtement or capables de résister aux hautes températures sont disponibles dans le commerce) et la résistance aux rayonnements.

L'impact de la haute température sur le revêtement métallique et l'atténuation de la fibre doit être évalué. Si le signal anti-Stokes qui s'y propage est très faible à température ambiante, l'impact de la haute température sur la puissance de rétro-diffusion doit permettre d'évaluer l'exactitude de mesure ou encore la compensation de la diminution de transmission lumineuse d'une fibre irradiée à haute température. L'impact de l'atténuation induite par les rayonnements dans des conditions similaires aux conditions d'un bâtiment réacteur de CNPE doit être caractérisée (type de rayonnement, dose cumulée, débit de dose, longueur d'onde, …). L'influence de la gaine FIMT doit aussi être prise en compte à haute température sous rayonnements. Enfin, les effets combinés haute température et irradiation doivent être évalués, comme la réparation des défauts à haute

température. D'autres fibres aux caractéristiques différentes seront étudiées (gradient d'indice, revêtement polyimide, dopants différents, …) dans le cadre d'études paramétriques.

Chapitre 2

Propriétés de la chaîne de mesure

Ce chapitre aborde diverses propriétés de la chaîne de mesure qui doivent être vérifiées avant de réaliser les essais d'irradiation des fibres optiques à haute température. Des propriétés essentielles telles que les performances métrologiques de l'instrument de mesure, les conditions d'irradiation et la constitution intrinsèque des capteurs à fibre optique sont contrôlées afin d'être en mesure de proposer une compréhension globale de la chaîne de mesure. L'interprétation des phénomènes en jeu lorsqu'une fibre est chauffée et irradiée en sera facilitée.

Les performances métrologiques de l'interrogateur étudiées concernent en premier lieu la résolution spatiale de l'appareil. Comme il sera expliqué par la suite, le RDTS n'est pas aussi résolu spatialement que ce qu'annoncé par le fabriquant. Ensuite, les performances du RDTS lors d'une mesure haute température à 350 °C est discutée. Car cet appareil n'est à l'origine, pas conçu pour réaliser de telles mesures. Ceci est aussi l'occasion de tester la tenue en température des différents CFO sélectionnés pour ce travail.

Ensuite, un travail de simulation est présenté. Parce qu'il est difficile de caractériser les rayonnements auxquels les fibres ont réellement été soumises lors des campagnes d'irradiation (type de rayonnements primaires et secondaires, répartition énergétique, débit de dose), une simulation a été mise en œuvre pour estimer l'énergie déposée dans une fibre lors d'une situation d'irradiation réelle. Une fois réalisée, la modélisation permet aussi d'observer l'influence de paramètres d'entrée tels que la gaine FIMT ou la composition chimique de la fibre.

Enfin, la caractérisation chimique des fibres testées est présentée. Les fibres irradiées sont des fibres commerciales dont la composition chimique n'est pas donnée par le fabriquant. L'interprétation des tendances d'ARI observées dans les différentes fibres est bien meilleure grâce à la connaissance des dopants présents dans les échantillons et les défauts induits auxquels ils peuvent être reliés.

Les environnements d'essais habituels pour une étude à caractère expérimental sont classés en fonction de la maîtrise des paramètres qui interviennent pendant l'essai (température, irradiation, durée, …). Avant de présenter des résultats expérimentaux, il convient de définir les trois grandes catégories d'environnements d'essais utilisés dans cette thèse :

1. les essais en laboratoire ;

2. les essais en environnement contrôlé ;
3. les essais sur site.

L'essai en laboratoire est un essai qui peut être réalisé dans les locaux d'EDF R&D ou de PROMES-CNRS. Ce type d'essai est en général simple à mettre en œuvre, et se caractérise par une excellente maîtrise des principaux paramètres qui influent sur la mesure. Les essais de tenue en température des fibres optiques, réalisés dans un four haute température sont un exemple d'essais menés en laboratoire. Les essais en environnement contrôlé sont des essais qui ont généralement lieu à l'extérieur du laboratoire, pour pouvoir retrouver des conditions environnementales qui se rapprochent de la réalité. La maîtrise des paramètres expérimentaux est généralement moins bonne qu'en environnement de laboratoire tout en étant plus représentatifs du site. Les essais réalisés dans un irradiateur, où la maîtrise de la température ambiante n'est pas toujours possible, sont un exemple d'essai en environnement contrôlé. Enfin, les essais sur site sont des essais où les paramètres de l'environnement du site sont imposés. Un essai réalisé dans un bâtiment réacteur de CNPE est un essai sur site.

2.1 RDTS : Évaluations métrologiques préliminaires

Les performances métrologiques d'un RDTS peuvent être décrites selon les critères suivants :

— résolution spatiale ;
— résolution en température ;
— portée ;
— temps d'intégration.

Ces paramètres doivent être caractérisés. De plus, la tenue des CFO à haute température ainsi que l'exactitude de mesure à haute température du RDTS sont à vérifier.

2.1.1 Vérification de la résolution spatiale de détection du RDTS

La résolution spatiale d'un RDTS définie par l'équation 1.15 ne permet que de relier la durée de l'impulsion à la longueur de la portion de fibre sondée à un instant donné. Certains fabricants de RDTS préfèrent évoquer les performances de *sampling resolution*, soit la fréquence d'échantillonnage de l'instrument, mieux résolue que l'impulsion lumineuse (notamment par l'interpolation logicielle qui peut être ajoutée en post-traitement). Mais cela ne signifie pas forcément qu'une anomalie de température présente sur une longueur de fibre inférieure au pas de mesure spatial peut être exactement détectée (Hadley *et al.* [63]).

La figure 2.1 montre l'impact de la mesure d'une anomalie de température de longueur inférieure à impulsion lumineuse. Deux erreurs sont observables dans ce cas figure :

— le saut de température est détecté sur une plus grande longueur que l'étendue spatiale de l'impulsion lumineuse ;
— l'amplitude mesurée de température est minorée, cette valeur est moyennée sur le pas d'intégration du signal.

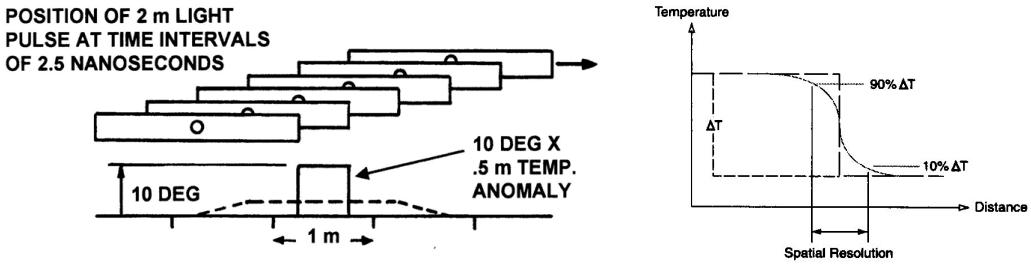

FIGURE 2.1 – Réponse d'une impulsion lumineuse de 2 m à une marche de température de 50 cm (gauche) et résolution spatiale d'un RDTS (droite) (d'après Smolen et van der Spek [130]).

La mauvaise discrétisation du pas de mesure peut être due aux variations de la lumière rétro-diffusée, ou à un mauvais filtrage de l'électronique. Une vision plus juste de la définition de la résolution spatiale d'un RDTS est alors la capacité de l'appareil à détecter un pourcentage défini (90, 95, 99 %,…) de la valeur exacte du saut de température pour une longueur de fibre définie. Une tentative de normalisation métrologique réalisée par le COST [1] Action 299 *FIDES* [2] définit la résolution spatiale de mesure comme *la distance minimale pour que le système soit capable d'indiquer une valeur du mesurande inférieure à un pourcentage d'incertitude arbitraire* (voir annexe B.2).

Une étude préliminaire réalisée au LNE [3] a montré qu'un RDTS *Sensornet Sentinel STS-LR*, de résolution spatiale 1 m (donnée constructeur) est en mesure de détecter entre 90 et 100 % d'un saut de température de 20 °C sur une longueur minimale de respectivement 2 et 10 m (Beaumont [7]). Dans ce cas de figure, il existe donc un facteur 10 entre la résolution spatiale annoncée par le constructeur et la résolution spatiale de détection nécessaire pour obtenir une mesure exacte.

Une étude similaire a été menée avec le RDTS *Silixa Ultima-S*, de résolution spatiale 25 cm (donnée constructeur). Environ 55 m de fibre optique multimode *AFL 50 Giga-Link 600* ont été séparés

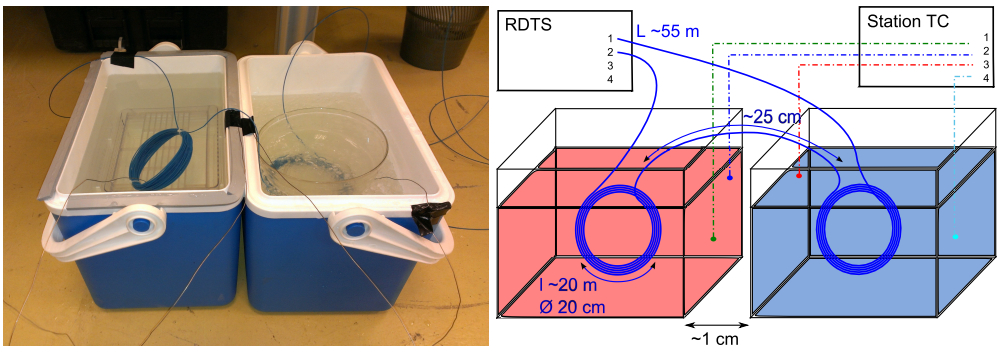

FIGURE 2.2 – Les glacières contiennent chacune deux bobines de fibres immergées (gauche). D'après le schéma de l'expérience (droite), il y a ~ 25 cm de fibre qui sépare les deux bacs.

en deux bobines d'environ 20 m, le reste du câble étant utilisé pour le déport vers l'instrumenta-

1. European COoperation in the field of Scientific and Technical research
2. Optical FIbres DEdicated to Society
3. Laboratoire National de métrologie et d'Essais

tion. Une bobine a été immergée dans de la glace fondante, l'autre dans de l'eau chaude (~ 60 °C). L'ensemble a été maintenu dans des glacières isothermes plusieurs minutes le temps de réaliser les mesures (voir figure 2.2).

La température dans les deux glacières, ainsi qu'aux interfaces glacière/couvercle est contrôlée par 4 thermocouples. La distance de ~ 25 cm qui sépare la partie de la fibre non immergée entre

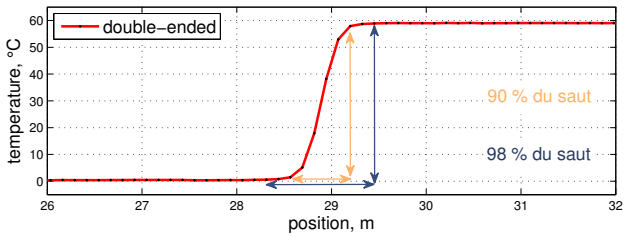

FIGURE 2.3 – Mesure de température quelques mètres avant et après le saut de température entre les deux bains.

les deux bains de température différentes correspond à deux points de mesure sur le graphe de température (mesure interpolée avec un pas de ~ 12.5 cm). Plusieurs séries de mesures ont été réalisées pendant 2 h, l'écart de température du saut de température se réduisant progressivement au cours du temps.

Le tableau 2.1 représente deux séries de pourcentage de l'amplitude du mesurande détectée en fonction de la longueur déterminée de CFO, centrée autour de la valeur entre les deux bacs.

TABLE 2.1 – Amplitude du pourcentage de la température détectée en fonction de la longueur de fibre. TC_1 et TC_4 sont respectivement localisés dans les bacs de glace fondante et d'eau chaude. Les valeurs mesurées de CFO_{froid} et CFO_{chaud} sont lisibles sur le graphe de la figure 2.3.

Distance (m)	**TC**$_1$ (°C)	**TC**$_4$ (°C)	**CFO**$_{froid}$ (°C)	**CFO**$_{chaud}$ (°C)	**% mesurande détecté**
			15 h 02		
0, 25	0, 3	60, 2	18, 1	53, 8	59, 6
0, 5	0, 3	60, 2	5	58, 6	89, 4
0, 75	0, 3	60, 2	1, 3	59, 3	96, 7
1	0, 3	60, 2	0, 8	59, 4	97, 9
			15 h 09		
0, 25	0, 2	59, 7	17, 7	52, 8	59
0, 5	0, 2	59, 7	5	57, 9	89
0, 75	0, 2	59, 7	1, 4	58, 7	96, 4
1	0, 2	59, 7	0, 7	59	97, 9

Un RDTS *Silixa Ultima-S* de résolution spatiale 25 cm peut détecter ~ 90 % d'une marche sur 0, 5 m et ~ 98 % sur 1 m. Avec une telle résolution spatiale et à partir d'une certaine longueur de tuyauterie, une installation de fibre est possible sur ce type de composant. Il n'est pas nécessaire

de bobiner la fibre autour de la tuyauterie pour augmenter le nombre de points de mesure le long de celle-ci (ce qui nécessite un repérage spatial plus minutieux).

2.1.2 Calcul de température double-ended depuis la puissance rétro-diffusée

Être capable de recalculer la température depuis les puissances Stokes et anti-Stokes mesurées par la photodiode du RDTS, grâce à la formule 1.40 (voir figure 2.4) permet de traiter les données pour y ajouter des corrections éventuelles (par exemple : recalage spatial des signaux). Le coefficient

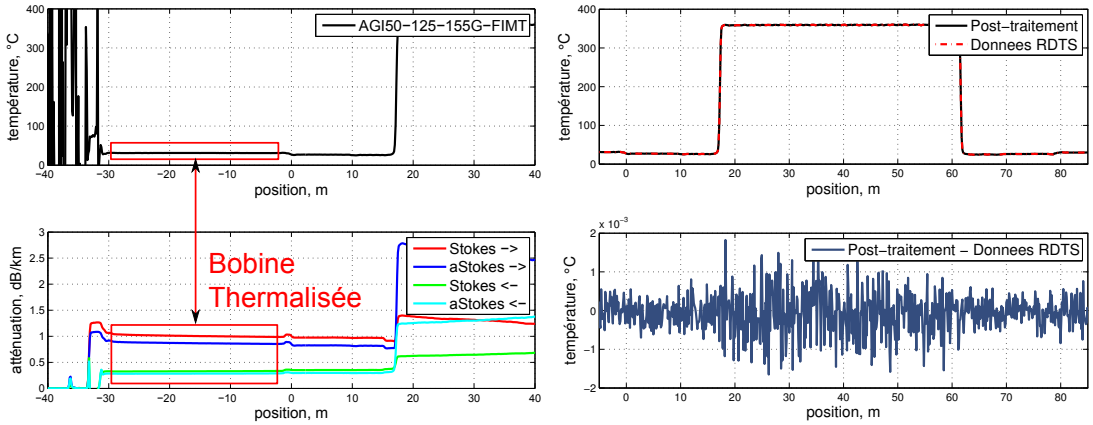

FIGURE 2.4 – À gauche : bobine de référence thermalisée depuis laquelle le coefficient C_{int} est mesuré pour calculer la température (haut) depuis les signaux rétro-diffusés (bas). À droite : différence entre la température calculée depuis l'équation 1.40 et la mesure de température directement enregistrée par l'appareil de mesure (bas).

$C_{int}(t)$ est déterminée depuis la bobine thermalisée localisée dans l'instrument de mesure et dont la température est mesurée par une sonde Pt100 avant chaque mesure.

La figure 2.4 montre que la différence entre la température calculée depuis l'équation 1.40 et la mesure de température directement enregistrée par l'appareil de mesure est très inférieure à l'incertitude de mesure de température de l'appareil (0, 1 °C, donnée constructeur), ce qui permet de valider cette méthode.

Cette vérification démontre qu'il est tout à fait possible de réaliser une mesure double-ended avec un appareil single-ended et un switch optique. Il suffit de recaler spatialement et temporellement les signaux en post traitement en fonction du sens de redirection et du temps de bascule du switch. Lorsque le coefficient $C_{int}(t)$ est calculé depuis la bobine de référence, grâce au calcul de température obtenu avec l'équation 1.37, il faut prendre en compte l'atténuation aux longueurs d'onde Stokes et anti-Stokes sur les puissances rétro-diffusées le long de cette bobine (ces valeurs peuvent être considérées comme constantes quelles que soient les conditions d'utilisation).

Cette méthode a dû être employée lors de l'essai d'irradiation n° 2 car la configuration expérimentale ne permettait pas l'accès aux deux extrémités de la fibres simultanément (voir partie 3.3.3, ainsi que la figure 3.15). La figure 2.5 représente une mesure de température en mode double-ended et en mode single-ended sur une fibre GIMMSC(50/125)P FIMT à haute température. Les

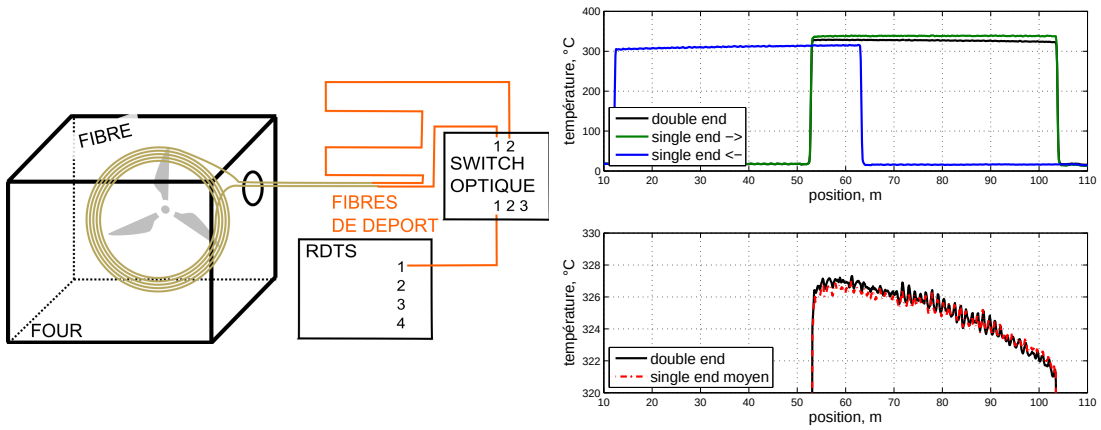

FIGURE 2.5 – Essai de mise en œuvre d'une calibration double-ended avec un RDTS réglé en configuration single-ended et un switch optique. Température calculée en mode double-ended et en mode single-ended moyennée et ajustée spatialement (les fibres de déport n'ont pas la même longueur). L'écart de température entre les deux méthodes est inférieur au °C.

mesures ont été réalisées à moins de 10 min d'écart. L'écart de température entre les deux méthodes de calcul est inférieur au °C à haute température comme à température ambiante.

2.1.3 Dynamique de mesure du RDTS à haute température

Les RDTS commerciaux sont calibrés pour réaliser des mesures dans des gammes de températures auxquelles les CFO à revêtement standard sont certifiés fonctionner (-60 et 85 °C pour une fibre à revêtement acrylate voire jusqu'à 300 °C pour une fibre à revêtement polyimide). La réponse du RDTS à un signal rétro-diffusé depuis une fibre positionnée dans un environnement à plus de 300 °C n'est pas connue. Plusieurs phénomènes peuvent apparaître :

— une mauvaise calibration peut entraîner une dérive (linéaire ou non) lorsque la température augmente, ce qui peut éventuellement être corrigé en post-traitement ;

— un signal rétro-diffusé trop important risque de saturer la photodiode de l'instrument, alors la mesure sera inutilisable.

Une étude sur la réponse du RDTS pour des températures supérieures à 300 °C avec des CFO composés de fibres à revêtement or et polyimide a été réalisée. Plusieurs CFO (revêtement or

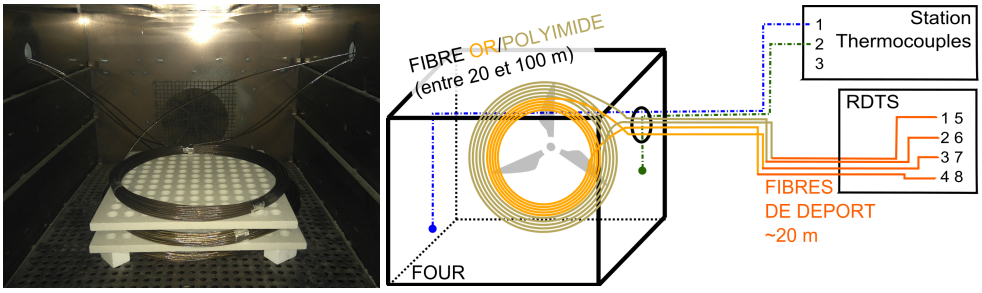

FIGURE 2.6 – Essai de tenue en température d'un CFO AGI50-125-155G FIMT : mise en œuvre expérimentale.

ou polyimide, nus ou FIMT) ont été bobinés dans un four haute température. Des paliers de température allant de 350 à 600 °C ont été réalisés en fonction du type de fibre. La tenue des CFO et l'écart de température mesurée par rapport à des thermocouples de référence ont été observés (voir figure 2.6).

La figure 2.7 représente le calcul de température le long du CFO depuis les signaux Stokes et anti-Stokes. Les signaux Stokes et anti-Stokes ont été normalisés par la valeur Stokes en sortie

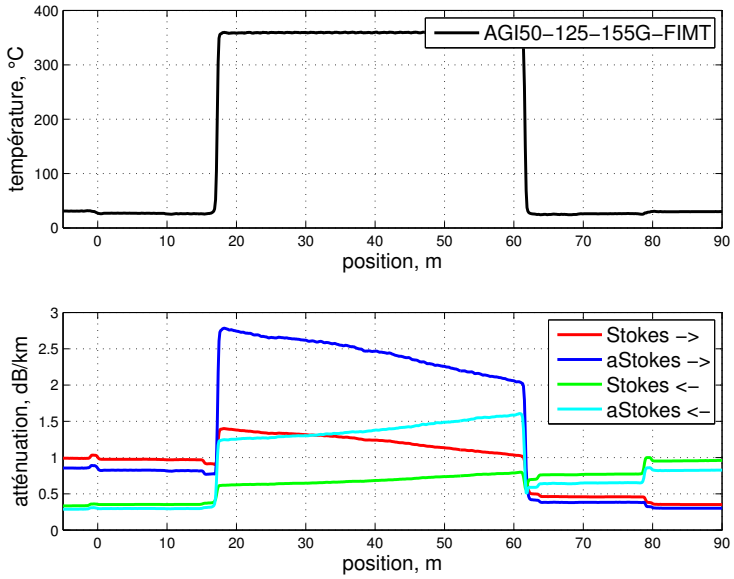

FIGURE 2.7 – Essai de tenue en température d'un CFO AGI50-125-155G FIMT : calcul de température le long du CFO (haut) depuis les signaux Stokes et anti-Stokes dans un sens ⟶ et dans l'autre ⟵ (bas).

de RTDS dans chaque sens de lecture afin de compenser les variations de puissances collectées au cours du temps par le RDTS.

Bien que d'éventuels facteurs de pondération sur les signaux Stokes et anti-Stokes mesurés par la photodiode ne soient pas pris en compte, il est tout de même possible d'observer grâce aux variations relatives que :

— sur les portions de fibre où la température est ambiante, le signal anti-Stokes est inférieur au signal Stokes, alors que cette tendance s'inverse sur la partie chauffée à 350 °C ;

— le signal Stokes n'est pas insensible aux fortes augmentations de température.

La figure 2.8 représente un essai de tenue en température d'une fibre AGI50-125-155G FIMT entre 250 et 350 °C. L'exemple ne montre qu'une semaine d'enregistrement avec plusieurs plateaux de température. Des oscillations de température le long du CFO bobiné, caractéristique d'une inhomogénéité en température de l'enceinte du four sont observables. De plus, des erreurs de répétabilité sont visibles au cours du temps le long de la première moitié de longueur fibre chauffée à 350 °C : une température inférieure de 10 à 15 °C à la valeur du thermocouple de référence sont mesurés. Cela montre que le paramétrage retenu n'était pas adapté. Deux choix de paramétrage de mesure ont été pris suite à cet essai :

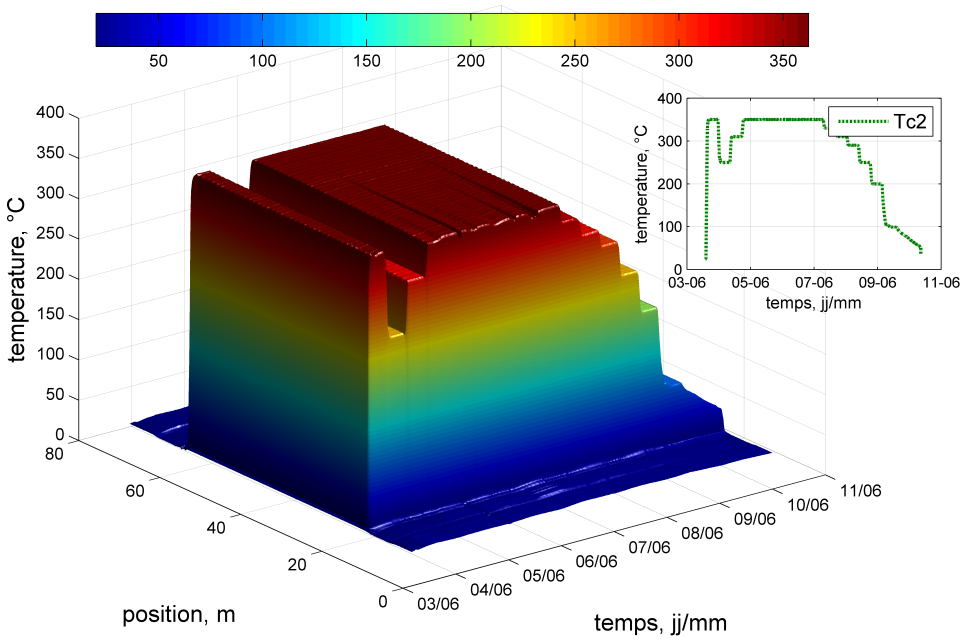

FIGURE 2.8 – Essai de tenue en température d'un CFO AGI50-125-155G FIMT : comparaison entre un point de mesure avec un câble (TC, droite) et 200 points de mesure avec un câble (FO, gauche).

— se limiter à un temps d'intégration de l'ordre de 15 à 30 s dans un sens de lecture, pour négliger l'impact des variations de la constante C_{int} recalculée avant chaque mesure dans la formule 1.40 ;

— s'assurer que le signal anti-Stokes mesuré par la photodiode du RDTS ne sature pas à haute température, ce qui fausse le calcul de la formule 1.40.

Un exemple de saturation de signal collecté par la photodiode du RDTS est visible sur la figure 2.9. Au-delà de 200 °C, la température est telle qu'un nombre conséquent de molécules à l'état excité sont présentes dans le cœur de la fibre. La rétro-diffusion anti-Stokes Raman qui en résulte est alors suffisamment élevée pour saturer la photodiode du RDTS, qui n'est pas calibré pour mesurer de telles températures.

Ce phénomène est particulièrement sensible sur des fibres à revêtement polyimide, dont l'atténuation est plus faible que celle des fibres a revêtement métallique. D'après l'équation 1.40, si $P_{aS}(z,t)$ est mesuré constant par saturation malgré l'augmentation de la température, alors $P_S(z,t)$ qui augmente implique $T(z,t)$ qui diminue, ce qui est effectivement observé sur la figure 2.9. Il reste néanmoins possible de calibrer un RDTS pour les hautes températures en ajoutant un atténuateur avant la photodiode (Mandal *et al.* [99]) ou en diminuant la sensibilité de la photodiode, pour augmenter la dynamique de mesure de l'instrument (ce qui aura pour effet négatif de réduire sa résolution en température). Du fait de son atténuation élevée et une section efficace Raman plus faible que pour les fibres germano-silicates, la fibre à revêtement or PSC AFS50-125-155G joue un excellent rôle d'atténuateur de transmission lumineuse rétro-diffusée. Ceci permet son utilisation sur un RDTS standard.

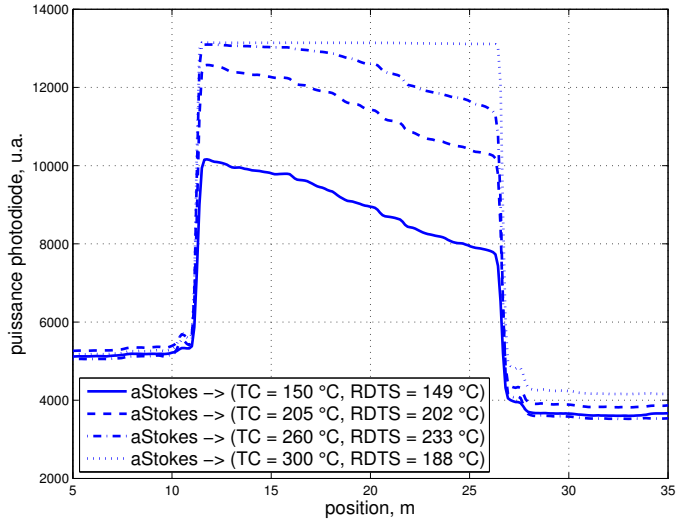

FIGURE 2.9 – Saturation du signal anti-Stokes à ~ 13000 *u.a.* le long d'une fibre chauffée multimode gradient d'indice à revêtement polyimide (GIMMSC(50)125P) en fonction de la mesure de température de la fibre (RDTS) comparée à une mesure de température de référence par thermocouple (TC).

La figure 2.10 montre aussi qu'il existe un écart de température mesurée entre les CFO et le thermocouple de référence. Cet écart augmente avec la température et varie en fonction du type de fibre qui compose le CFO. L'écart de température est plus faible sur une fibre multimode revêtement or FIMT à gradient d'indice ($\Delta T \approx 9$ °C) que saut d'indice ($\Delta T \approx 12$ °C).

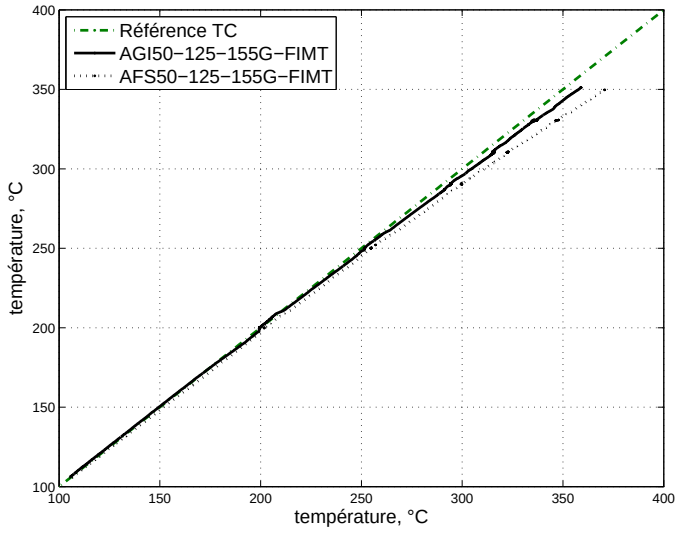

FIGURE 2.10 – Essai de tenue en température : comparaison de l'écart de mesure de température d'une fibre gainée multimode gradient d'indice (AGI50-125-155G FIMT) et saut d'indice (AFS50-125-155G FIMT) par rapport au thermocouple de référence.

Si la cause de cet écart reste actuellement indéterminée, des hypothèses peuvent être avancées. L'augmentation de la dérive en fonction de la température peut être due :

— au décalage spectral de diffusion Raman engendré par l'augmentation de température (mais le décalage est très faible) ;

— au calcul de C_{int} sur une fibre de référence seulement thermalisée à température ambiante très inférieure à la température mesurée (cette dernière hypothèse est plus probable).

Alors que la différence notable d'écart entre une fibre gradient et saut d'indice peut être due :

— à une mauvaise rétro-diffusion (mais il y a suffisamment de signal rétro-diffusé dans les deux fibres pour réaliser une mesure) ;

— à un étalement de l'impulsion lumineuse dans une fibre saut d'indice (bien que l'effet doit être très prononcé sur des distances inférieures à 100 m) ;

— à la variabilité de la diffusion Raman des dopants en fonction de la température (mais il y a suffisamment de signal rétro-diffusé dans les deux fibres pour réaliser une mesure) ;

— ou encore au calcul de C_{int} réalisé sur une fibre de référence gradient d'indice alors que le CFO est à saut d'indice (cette dernière hypothèse est plus probable).

Suite à cette observation, un travail sur la répétabilité de l'écart de mesure entre un thermocouple de référence et quelques fibres utilisées dans ce document a été réalisé. Il permet de s'assurer que la répétabilité de cet écart est de l'ordre du °C (la figure 2.10 est réalisée à partir de plusieurs cyclages de paliers à la même température). Ce biais peut ainsi être corrigé par une calibration préalable du couple interrogateur/CFO. Bien que non prioritaire, la question de l'incertitude de mesure sur de grandes dynamiques de température (25 ⟶ 400 °C) est une perspective intéressante.

2.2 Tenue des capteurs à fibre optique à haute température

La tenue en température de plusieurs fibres optiques et des câbles à fibre optique a été évaluée. Plusieurs échantillons de fibres optiques ont été bobinés dans un four haute température. Les fibres ont été chauffées à température fixe plusieurs heures avant d'augmenter la température. La plage de température testée s'étend de 200 à 350 °C pour les fibres à revêtement polyimide et peut aller jusqu'à 650 °C pour les fibres à revêtement or. Si la fibre résiste aux plateaux de température, un cyclage est réalisé pour observer la bonne tenue en température, la répétabilité de la mesure de température et la variation d'atténuation au cours des cycles.

2.2.1 Fibre à revêtement polyimide

La figure 2.11 montre que les fibres à revêtement polyimide ne résistent pas à des températures supérieures à 350 °C sur de longues périodes. Le revêtement d'une fibre polyimide s'est vaporisé après quelques heures (diamètre mesuré sur la fibre transparente : 125 ± 5 µm). Le revêtement primaire ne jouant plus son rôle de protection mécanique, la contrainte induite par le bobinage de la fibre optique l'a cassée. Ce phénomène a pu être reproduit dans le four haute température à ~ 350 °C pendant moins de trois semaines, ce qui ne permet pas d'envisager une utilisation de ce type de fibre pour une application à température supérieure à 300 °C.

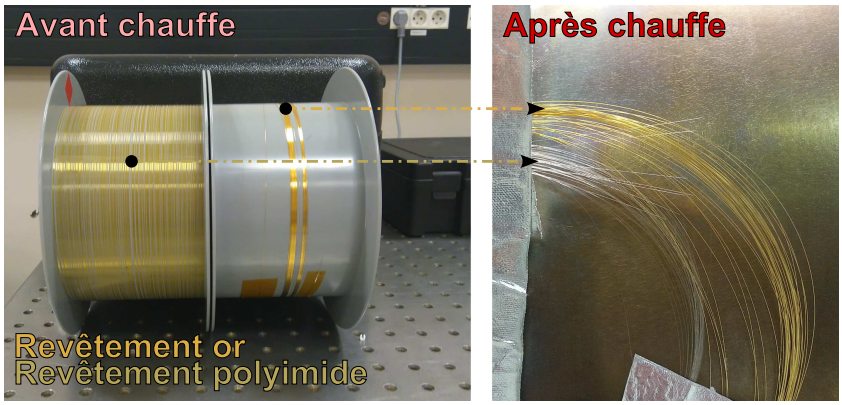

FIGURE 2.11 – Essai de tenue en température de fibres à revêtement or et polyimide installées sur un élément chauffant entre 300 et 400 °C pendant ~ 6 h.

2.2.2 Fibre à revêtement or

En revanche, la figure 2.12 montre que la fibre or a parfaitement résisté plusieurs mois à 350 °C, avec des phases de cyclages (350 °C ↘ 25 °C ↗ 350 °C …). Le revêtement d'une fibre AFS50-125-

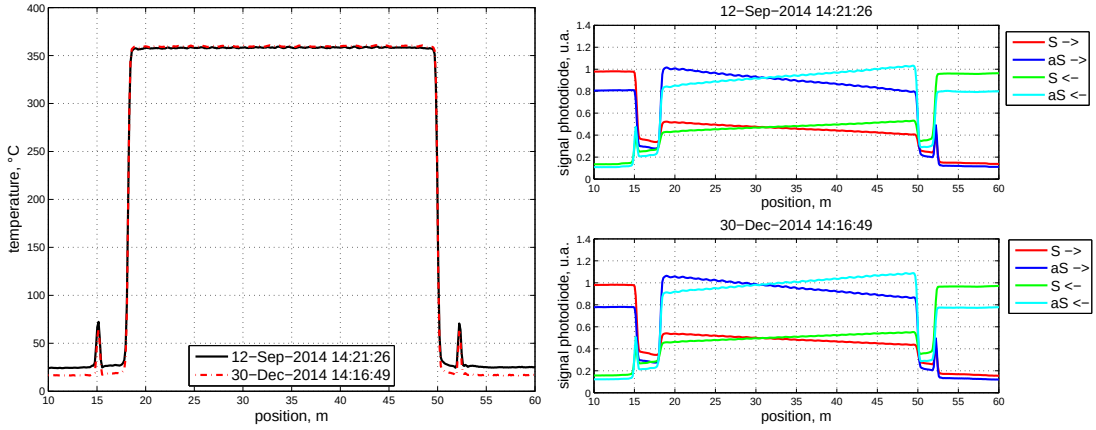

FIGURE 2.12 – Essai de tenue en température d'une fibre AFS50-125-155G FIMT à revêtement or à 350 °C pendant plusieurs mois. La fibre bobinée et chauffée est localisée entre 18 et 50 m, le reste de la fibre est à température ambiante.

155G FIMT a parfaitement protégé la fibre sans variation notable de comportement mécanique ou de transmission optique. Les deux pics de température à 15 et 52 m ne sont pas thermiques mais optiques. Les données brutes Stokes et anti-Stokes normalisées (droite) permettent d'observer que le pic de réflexion n'apparaît que lorsque la lumière traverse une interface CFO⟶câble de déport à travers un connecteur. Une cause pouvant expliquer ce phénomène à sens unique est une différence de diamètre entre le cœur de la fibre à revêtement or, supérieur au diamètre de la fibre de déport. Le passage de la lumière d'un cœur de diamètre plus faible à plus élevé est un événement moins réfléchissant que l'inverse. Un diamètre de cœur > 50 µm a déjà été observé lors de tentatives de soudures sur des fibres à revêtement or. Il s'agit d'un rare cas où la calibration double-ended introduit une erreur locale de mesure.

La figure 2.13 montre que la tenue des CFO FIMT à très haute température (650 °C) des fibres à revêtement or dépend aussi de la qualité de fabrication du procédé FIMT. Une fibre Finecom

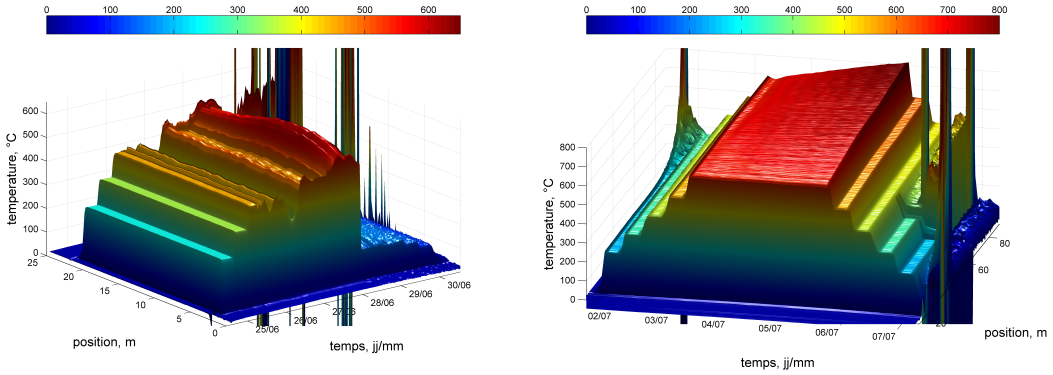

FIGURE 2.13 – Essai de tenue en température de fibres FIMT : mesure de température sur une fibre inconnue à revêtement or câblée par Finecom (gauche) et sur une fibre AFS50-125-155G FIMT fragilisée lors du processus de câblage (doite).

a cédé lors d'un plateau de température à 650 °C, alors même que de fortes erreurs de mesures commencent à apparaître dès 450 °C : en premier lieu, la saturation du signal anti-Stokes donne des erreurs de répétabilité, avant qu'une forte atténuation apparaisse à l'interface air chaud/air froid du four menant à une rupture. Une fibre FIMT AFS50-125-155G s'est aussi rompue lors d'une phase de refroidissement. Cependant, cette fibre sacrifiable a été identifiée comme défaillante à la livraison à cause d'une transmission lumineuse inconstante le long de la partie gainée, et d'une connexion optique défaillante à une extrémité, rendant la mesure par double-ended impossible.

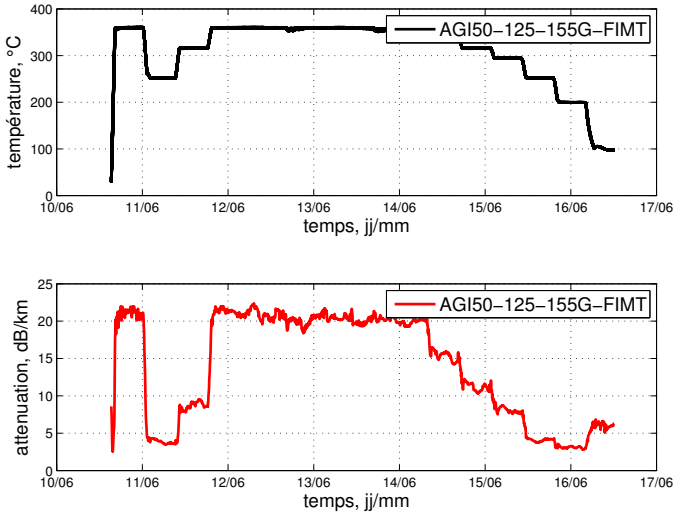

FIGURE 2.14 – Essai de tenue en température d'un CFO AGI50-125-155G FIMT en fonction de la température : comparaison de la variation d'atténuation Stokes (bas) en fonction de la température moyenne du plateau de température (haut).

Ces ruptures sont attribuées à la dilatation différentielle du câble et de la fibre. Pour donner un ordre de grandeur, le coefficient de dilatation thermique α_{th} de l'acier inoxydable 316L vaut

16×10^{-6} $m.m^{-1}.K^{-1}$ et celui de l'or vaut $14,2 \times 10^{-6}$ $m.m^{-1}.K^{-1}$ (d'après [134]). Une augmentation de la température de 600 °C depuis une température ambiante le long d'un CFO de 80 m induit donc une augmentation de longueur de $\Delta L = \alpha_{th} L \Delta T$, soit ~ 74 cm pour le câble inox et ~ 65 cm pour la fibre or, ou encore ~ 9 cm d'écart. Une sur-longueur doit être introduite, de manière aussi longitudinalement répétable que possible dans la gaine de protection mécanique afin de compenser ce phénomène. Dans un premier temps, l'absence de réel besoin de tenue à température > 350 °C n'a pas justifié de tenter un essai à très haute température sur une des fibres à revêtement or fonctionnelle.

La figure 2.14 représente la variation d'atténuation de deux CFO à revêtement or en fonction de la variation de température. Les résultats obtenus pour AGI50-125-155G FIMT ne peuvent pas être directement comparés à ceux de la figure 1.26, en raison de la gaine FIMT supplémentaire. Néanmoins, la présence d'une forte variation d'atténuation sans perturber la mesure de température justifie l'utilisation du mode de calibration double-ended du RDTS. Cet exemple de CFO gainé chauffé à différentes températures montre que l'atténuation du CFO est minimale dans la gamme de température qui s'étend de 200 à 300 °C.

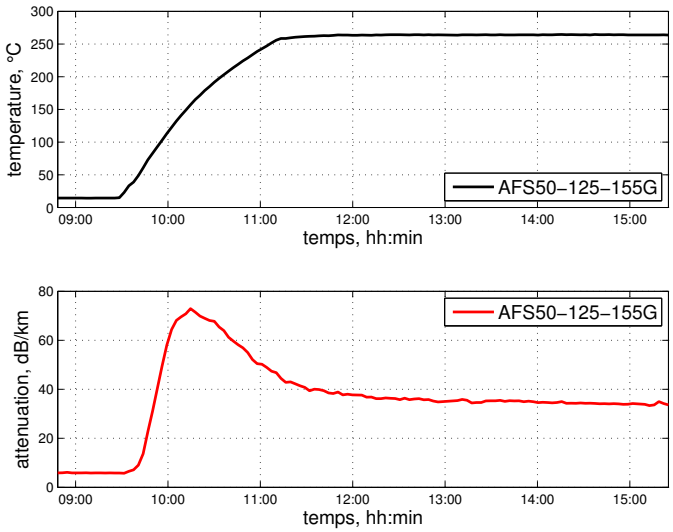

FIGURE 2.15 – Essai de tenue en température d'un CFO nu AFS50-125-155G : comparaison de la variation d'atténuation Stokes (bas) en fonction de la température moyenne du plateau de température en début d'essai avant irradiation (haut).

Pour la fibre AFS50-125-155G nue (voir figure 2.15), le comportement est plus proche des résultats obtenus dans la littérature (d'après Reinsch et Henninges [118]). Le maximum d'atténuation est obtenu quand la température varie, jusqu'à une valeur seuil de ~ 150 °C à partir de laquelle l'atténuation diminue pour tendre vers une valeur de 35 dB km^{-1}. Plusieurs jours sont nécessaires pour que l'atténuation d'une fibre métallique se stabilise après une forte variation de température (par exemple : d'une température ambiante à ~ 260 °C sur la figure 2.15).

2.3 Étude numérique du dépôt d'énergie sur les fibres

Une étude numérique a été réalisée afin de déterminer la variabilité :

— des conditions d'irradiations et du débit de dose réel reçu par une fibre optique irradiée lors d'une campagne d'essai ;

— de l'énergie déposée dans une fibre optique irradiée en fonction de divers paramètres (type de source, blindage, type de fibre, distances).

Parce qu'il n'existe pas d'outil permettant de simuler une irradiation de fibre optique pour la mesure de température par effet Raman (qui combine divers phénomènes physiques tels que l'interaction rayonnement-matière, l'optique et la thermodynamique statistique), une restriction au domaine seul d'interaction rayonnement-matière a été choisie. Utilisant comme point de départ un compte-rendu de simulation (Boldo [16]), ce travail a été réalisé dans le cadre d'un stage de fin d'étude (Bonnaud [17]).

2.3.1 Modélisation des conditions d'irradiation : présentation de la démarche

Lors des essais développés dans la partie 3, une variabilité de l'ARI a été observée en fonction de certains paramètres qui peuvent être modélisés (type de source, débit de dose, distance entre le CFO et la source, blindage et composition chimique du CFO). La démarche de cette étude est d'observer s'il est possible de corréler la variabilité d'ARI à la variabilité d'énergie déposée dans une fibre irradiée. Réaliser cette simulation permet par exemple d'obtenir une information complémentaire sur le débit de dose environnant auquel la fibre est soumise, en prenant en compte la propagation et l'atténuation du rayonnement γ à travers la canalisation. Elle peut aussi fournir des informations sur l'influence de la gaine FIMT en tant que blindage contre les rayonnements (en atténuant les rayonnements incidents ou en étant nouvelle source de rayonnements secondaires).

Deux outils de simulation ont été utilisés dans le cadre de cette étude : MCNP [4] 2.6 et Geant4 [5] 10.4. Ces deux outils simulent le transport des particules dans la matière. Alors que MCNP est un logiciel qui a pour avantage d'être simple à prendre en main pour modéliser les éléments du système, son domaine d'étude spatial est optimisé pour les milieux de taille macroscopiques (échelle humaine). Geant4 est un code de calcul écrit en C++ (orienté objet) composé d'un ensemble de librairies à implémenter en fonction du besoin de l'étude, qui peut être utilisé pour réaliser des études à priori sur des volumes microscopiques représentatifs des dimensions d'une fibre optique.

2.3.2 Modélisation MCNP

Une modélisation préliminaire d'une fibre optique irradiée sur une canalisation de circuit primaire a été réalisée grâce à MCNP (voir figure 2.16). La source radioactive simulée de rayons γ, d'énergie 6, 13 MeV est localisée dans l'eau d'une tuyauterie de type LEP. Cette eau reste confinée dans un cylindre d'acier de $\varnothing_{interne}$ = 14, 2 cm, de $\varnothing_{externe}$ = 18, 2 cm et d'une longueur de 10 m. Un cylindre de silice de $\varnothing_{externe}$ = 155 µm collé sur toute la longueur de la tuyauterie représente la fibre optique irradiée. L'ensemble est localisé dans un volume de vide.

4. Monte Carlo N-Particles
5. GEometry ANd Tracking

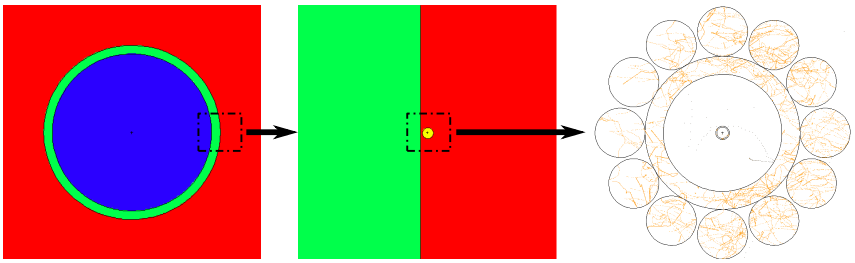

FIGURE 2.16 – Simulation d'une canalisation du circuit primaire (gauche), sur laquelle est collée une fibre optique (milieu). La source radioactive est de l'eau (bleu) qui circule dans la tuyauterie (vert) positionnée dans du vide (rouge). La fibre est d'abord modélisée comme un simple barreau de silice (jaune) à l'échelle relative par rapport à la tuyauterie, avant d'être complexifié sous forme de câble à fibre optique FIMT (droite) : un barreau de silice recouvert d'un revêtement or inséré dans une gaine recouverte d'une tresse d'acier inoxydable. Il est possible de visualiser le déplacement des particules dans la matière (droite), en première approche qualitative (d'après Boldo [16]).

Le spectre de répartition énergétique des rayons-γ en peau interne et externe de tuyauterie qui interagissent avec l'eau et le métal de la tuyauterie est représenté sur la figure 2.17. Ce spectre est normalisé par le nombre de particules tirées, ce qui permet de déterminer une valeur seuil du nombre de tirs de particules à réaliser avant que la répartition spectrale énergétique converge. Initialement émis avec une énergie de 6, 13 MeV, les rayons-γ qui se propagent dans la matière perdent en partie leur énergie par interaction avec la matière. Dans cette gamme d'énergie, l'interaction des photons avec l'eau ou l'acier est majoritairement réalisée par effet Compton (voir figure 1.31). Ce type d'interaction créé des électrons secondaires dont la répartition énergétique peut aussi être tracée en peau de tuyauterie.

La figure 2.17 montre qu'une partie seulement des rayons-γ émis dans la tuyauterie passe à travers la tuyauterie avec une énergie égale à leur énergie initiale (i. e. sans interaction avec les milieux traversés). Les rayons-γ' secondaires ré-émis suite à une interaction avec l'eau ou l'acier

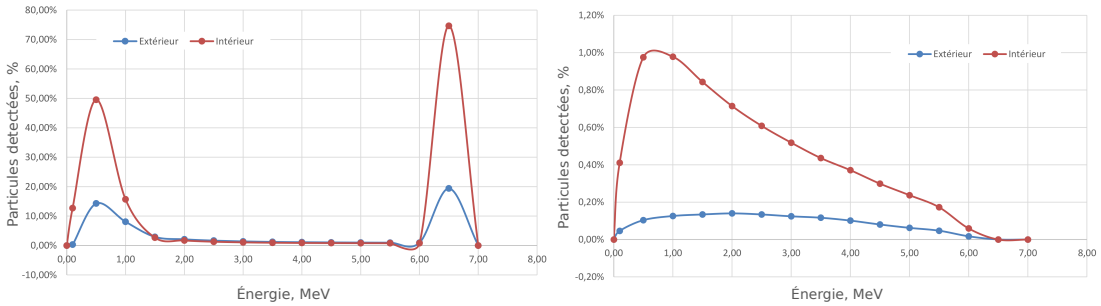

FIGURE 2.17 – Spectre normalisé pour une particule, de la répartition énergétique du rayonnement γ (gauche) et électronique (droite) arrivant en peau interne de la tuyauterie (rouge) puis en peau externe, au niveau de la fibre optique (bleu, d'après Boldo [15]).

et qui arrivent à traverser la paroi de la canalisation ont une énergie beaucoup plus faible, de l'ordre du MeV. Les électrons secondaires crées sont d'une part peu nombreux, et d'autre par massivement atténués par l'épaisseur d'acier de la tuyauterie. L'intégrale du spectre de réparti-

tion énergétique démontre que pour 100 rayons-γ émis, il ressort en moyenne de la canalisation :

— environ 20 rayons-γ qui n'ont pas interagit avec le milieu ;

— environ 15 rayons-γ issus d'une interaction avec le milieu ;

— environ 1 électrons secondaires issu d'une interaction avec le milieu.

Cette répartition permet d'estimer la dose (en Gy ou $MeV.g^{-1}$) déposée au sein de la silice dans un volume équivalent à celui d'une fibre optique.

Estimation du débit de dose

L'intégrale de distribution des énergies de la figure 2.17 permet de déterminer une énergie massique de $E_{M,\gamma} = 3,6 \times 10^{-7}\ MeV.g^{-1}$ de rayons-γ et $E_{M,e^-} = 2,5 \times 10^{-7}\ MeV.g^{-1}$ d'électrons secondaires crées, pour un photon émis lors de la désintégration du N^{16}. L'activité massique A_M du N^{16} a été évaluée dans la LEP à $2 \times 10^{12}\ Bq.Mg^{-1}$ (marge haute liée à la stagnation de l'eau, d'après Boldo [14] et la figure C.1), pour un volume d'eau d'environ $0,16\ m^3$ contenu dans une tuyauterie de $\varnothing_{interne}$ de 14,2 cm et de 10 m de longueur. La masse volumique de l'eau pressurisée à 350 °C et 155 bar est de l'ordre de $680\ kg.m^{-3}$, soit une masse $M_{eau} = 108\ kg$ dans environ $0,16\ m^3$. Ce qui permet d'en déduire une activité $A = A_M \times M_{eau} = 2,16 \times 10^{11}\ Bq$. En considérant que chaque désintégration produit un rayon-γ (voir figure 1.29), il y a $2,16 \times 10^{11}\ \gamma.s^{-1}$ émis le long des 10 m de la tuyauterie. Si chaque photon dépose $E_M = E_{M,\gamma} + E_{M,e^-} = 6,1 \times 10^{-7}\ MeV.g^{-1}$ par interaction, alors l'énergie déposée E_{pc} vaut $E_{pc} = E_M \times A = 1,3 \times 10^5\ MeV.g^{-1}.s^{-1}$. Ce qui donne un débit de dose $\dot{D}$ estimé par simulation de $\dot{D} = 2,08 \times 10^{-5}\ \mathrm{Gy\,s^{-1}}$, soit $0,07\ \mathrm{Gy\,h^{-1}}$ ou moins de 1 kGy pour un an d'instrumentation [6]. La simulation permet donc de retrouver à un facteur 10 près l'estimation du débit de dose obtenue par calcul direct (d'après Boldo [14], qui négligeait l'atténuation de l'eau et la redistribution énergétique des rayons en peau externe de la tuyauterie), tout en offrant une information complémentaire sur le type de rayonnement ainsi que sa distribution énergétique du rayonnement environnant auquel sera soumis le CFO.

Étude paramétrique de l'énergie déposée (MCNP)

Néanmoins, les modélisations MCNP réalisées sur la fibre telle que représentée sur la figure 2.16 ne permettent pas de dégager des tendances significatives quant à la variation d'énergie déposée dans la fibre lors d'une irradiation en fonction de certains paramètres propres au CFO. L'impact de la gaine FIMT, la composition chimique de la fibre ou encore le revêtement métallique, qui peuvent être simplement modélisés sous MCNP, n'ont pas permis de mettre en avant une variation significative du dépôt d'énergie dans la fibre (Boldo [16]), contrairement aux mesures d'ARI qui permettent d'apprécier l'impact de ces paramètres sur la transmission lumineuse du CFO (voir parties 4 et 4).

L'outil MCNP n'étant pas adapté aux simulations sur les dimensions microscopiques d'une fibre optique, ce travail a été poursuivi sur Geant4 en comparant des résultats simulés non pas sur une LEP mais sur le CPP [7]. L'activité de l'eau qui circule dans le CPP est plus élevée que dans une LEP (voir figure 1.29), les phénomènes d'ARI observés sont théoriquement plus prononcés.

6. $1\ \mathrm{Gy} = 6,2415 \times 10^{12}\ MeV.kg^{-1}$
7. Circuit Primaire Principal

2.3.3 Modélisation Geant4

Une modélisation identique (géométrie, dimensions, composition) à la partie 2.3.2 a été réalisée sur Geant4 afin de vérifier la bonne reproductibilité de l'estimation de l'environnement radiatif (type de rayonnements et distribution énergétique) à laquelle sera soumise la fibre. La figure 2.18 représente la modélisation Geant4.

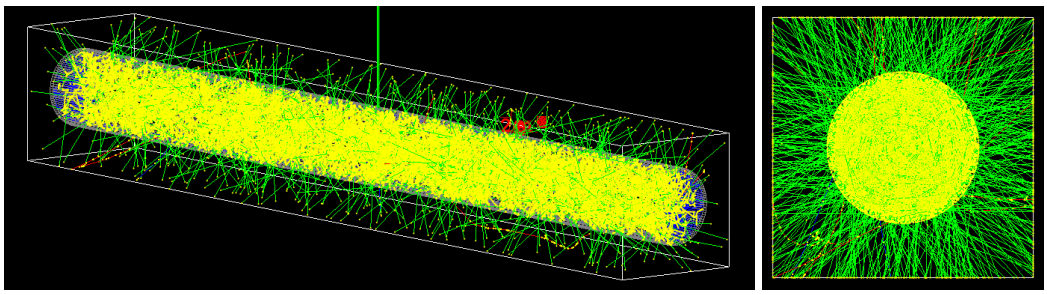

FIGURE 2.18 – Une tuyauterie de branche chaude (en vue isométrique à gauche et en coupe à droite). La visualisation directe de la propagation de chaque rayon-γ (vert) qui peut être stoppée (point jaune) est visible pour chaque tirage (d'après Bonnaud [17]).

Plusieurs points doivent être vérifiés lors d'une mise en œuvre sous Geant4 :

- la liste physique, qui définit le type d'interaction en fonction de l'environnement (la liste de base *FTFP_BERT*, adaptée aux rayonnements inférieurs à 5 *GeV* a été retenue) ;
- la source, définie d'une manière analogue à MCNP (type, énergie, direction et volume) ;
- la modélisation des formes, des volumes et des paramètres physico-chimiques (obtenus par la classe *G4NistManager*), qui a simplement été transposée depuis le modèle MCNP ;
- le détecteur, composé de plusieurs cylindres concentriques par lesquels sont comptés les particules d'énergie connue qui traversent leurs surfaces (il y a par exemple une interface cylindique eau/paroi interne de la tuyauterie et paroi interne/paroi externe de la tuyauterie), la soustraction des particules comptées entre deux interfaces permet de déduire l'énergie déposée.

Les différentes particules qui traversent l'interface souhaitée sont alors triées en fonction de leur énergie avec un pas de 0, 2 MeV (affiché à 0, 5 MeV pour plus de lisibilité) afin d'obtenir une distribution. La figure 2.19 représente la comparaison de la répartition énergétique des photons en surface externe de branche chaude sur MCNP et Geant4.

À l'échelle macroscopique, la répartition énergétique est quasi-identique entre la simulation MCNP et Geant4. Ce résultat permet de valider l'équivalence des résultats obtenus dans le cadre d'une même mise en œuvre sur les deux logiciels respectifs, afin de tester à nouveau l'étude paramétrique réalisée sur MCNP.

Étude paramétrique de l'énergie déposée (Geant4)

Étudier le dépôt d'énergie dans une fibre optique nécessite :

- de réduire les dimensions du détecteur pour l'ajuster à celles de la fibre optique ;

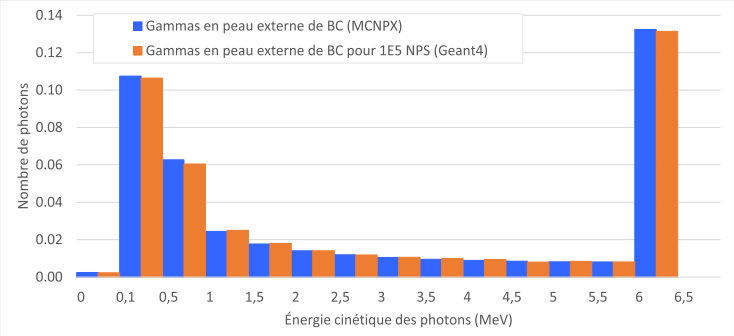

FIGURE 2.19 – Comparaison de la répartition énergétique normalisée pour un photon en peau externe de branche chaude entre MCNP (bleu) et Geant4 (orange, d'après Bonnaud [17]). Les résultats Geant4 sont identiques à MCNP à partir de 10^5 *NPS* (Nombre de Particules Simulées).

— d'augmenter le nombre de particules simulées pour obtenir une convergence des résultats dans un volume de détection plus faible.

Ces points seront vérifiés avant l'étude de quelques paramètres.

Convergence et valeur seuil de détection spatiale. En l'absence d'estimation pertinente sur l'incertitude de simulation de Geant4, la convergence est définie par un nombre minimal de

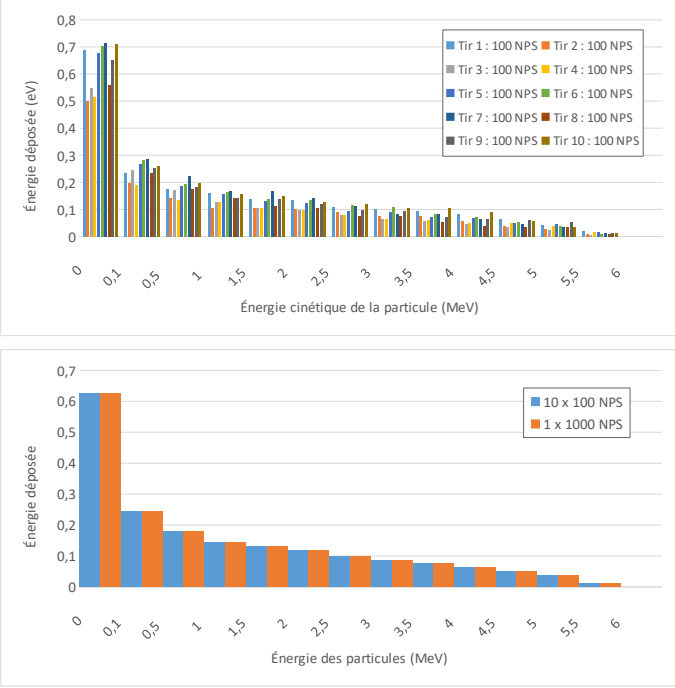

FIGURE 2.20 – 10 tirages indépendants de 100 particules donnent des résultats (haut), qui une fois moyennés convergent vers 1 tirage de 1000 particules simulées (bas, d'après Bonnaud [17]).

particules tirées au-delà duquel il n'y a plus variabilité des résultats observés (i. e. une répartition énergétique identique à partir de 10^3 *NPS* ou 10^4 *NPS* sur un détecteur de $\varnothing_{interne}$ = 50 cm converge).

La figure 2.20 montre qu'il est possible de boucler plusieurs tirages pour augmenter virtuellement le nombre de tirs. Cette démonstration est nécessaire, car l'étude des interactions rayonnement-matière dans un volume aussi faible qu'une fibre optique sur Geant4 a montré qu'une valeur minimale de tirages avant d'atteindre une convergence des résultats est atteinte pour 10^8 NPS (la valeur limite autorisée par le logiciel est de 10^9 NPS). Une fois la convergence atteinte, il est nécessaire de minimiser au maximum la valeur seuil de détection spatiale. Par défaut, Geant4 fixe cette valeur à 7×10^{-4} m, ce qui ne permet que d'avoir une estimation grossière et minorée du dépôt d'énergie dans une fibre de $\varnothing_{externe}$ = 125 µm (sans revêtement). Pour cette étude, le seuil de détection a été abaissé au minimum, soit 1×10^{-6} m.

L'impact de la gaine FIMT est visible sur la figure 2.19, qui montre que la répartition énergétique simulée en peau externe de tuyauterie n'est pas uniquement composée d'un rayonnement γ à 6, 13 MeV. Si une gaine FIMT composée d'acier inoxydable (d'épaisseur ~ 1 mm) ne peut pas servir de blindage contre un rayonnement de 6, 13 MeV, l'impact du gainage sur les émissions secondaires < 1 MeV peut-être évalué par simulation. La figure 2.21 représente l'impact d'une gaine FIMT sur l'énergie déposée dans la fibre. L'énergie cumulée totale déposée dans la fibre

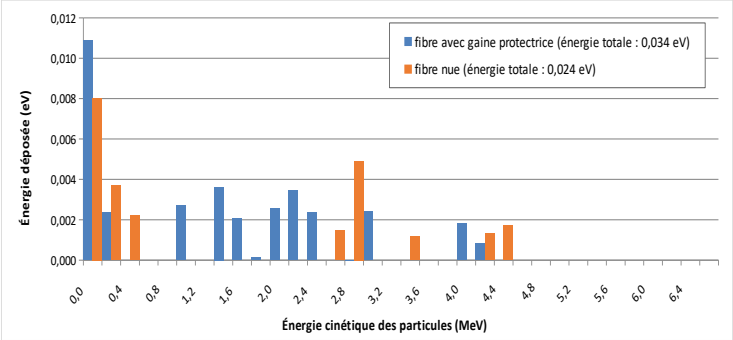

FIGURE 2.21 – Comparaison de la répartition énergétique normalisée pour un photon en peau externe de branche chaude sur une fibre avec et sans gaine FIMT (d'après Bonnaud [17]).

augmente d'environ 50 % quand la fibre est gainée FIMT. En revanche, l'énergie déposée totale aux énergies < 1 MeV est plus faible dans la fibre gainée FIMT. De plus, le spectre est plus diffus. La gaine semble absorber une partie des rayonnements incidents avant de ré-émettre des rayonnements secondaires de plus faible énergie. En fonction de l'énergie et du type de rayonnements, la différence de dose déposée peut modifier les défauts induits dans la fibre. Deux fibres irradiées (FIMT et nue) dans les mêmes conditions, peuvent avoir une réponse à la transmission optique différente en fonction de l'ARI variable.

L'impact des dopants est visible sur la figure 2.22, qui représente l'impact d'une concentration usuelle de dopants dans une fibre germano-silicate et dans une fibre sans dopants. Le dépôt d'énergie est à peine modifié, les libres parcours moyens des rayonnements propres à chaque élément chimique influent peu sur la variabilité du dépôt d'énergie. Contrairement à l'impact de la gaine FIMT, il n'y a pas de nouveaux pics d'énergie créés, autrement dit pas de rayonnements secondaires créés par l'insertion de dopants dans la fibre.

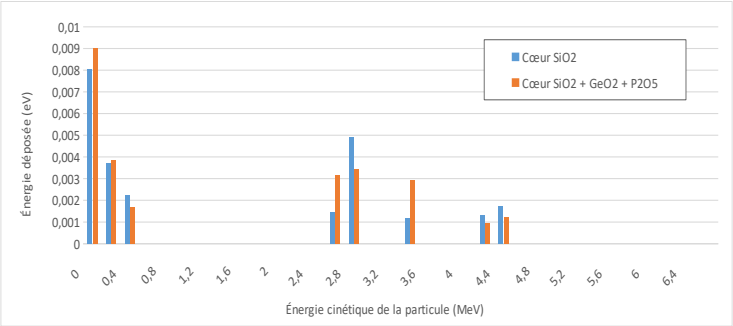

FIGURE 2.22 – Comparaison de la répartition énergétique normalisée pour un photon en peau externe de tuyauterie de CPP sur une fibre à cœur pure silice SiO_2 et une fibre SiO_2 dopée GeO_2 et P_2O_5 (d'après Bonnaud [17]).

2.3.4 Limites de la modélisation

Geant4 et MCNP sont des logiciels adaptés à l'estimation du débit de dose en peau externe de tuyauterie du circuit primaire. Grâce à une gestion plus fine des seuils de détection et de l'interaction rayonnement-matière à l'échelle micrométrique, Geant4 permet en plus de mettre en avant l'impact le paramètres tels que la gaine FIMT ou la concentration de dopants. Cependant, simuler l'énergie déposée dans une fibre ne permet pas d'estimer l'ARI dans celle-ci, car encore faut-il arriver à simuler la génération de défauts provoqués au cœur de la matrice silice de la fibre ainsi que la génération de centres colorés résultants. De plus, une interrogation demeure : contrairement aux résultats obtenus sur la branche chaude, la distribution énergétique n'est pas continue dans toutes les gammes d'énergies dans le détecteur de faible volume modélisé autour de la fibre. En regard du nombre élevé de particules simulées ($NPS_{BrancheChaude} = 10^4$ contre $NPS_{Fibre} = 10^8$), mais aussi de la différence de volume du détecteur (un $V_{BrancheChaude} \approx 1,3\ m^3$ contre $V_{Fibre} \approx 1,2 \times 10^{-7}\ m^3$), la question de la cause physique ou numérique de la discontinuité du spectre énergétique détecté reste ouverte.

Néanmoins, ces deux outils peuvent s'avérer utiles pour aider à l'estimation des conditions d'irradiation lors des campagnes idoines, en fonction de certains paramètres d'entrée (type de source, énergie, distance, blindage du four et de la gaine FIMT, …). Ils offrent des perspectives intéressantes pour simuler l'énergie déposée en fonction des conditions expérimentales décrites dans la partie 3, qui sont simples à modéliser.

2.4 Caractérisation spectroscopique de la composition des fibres

Si la démarche de modélisation présentée dans la partie 2.3 ne permet pas de simuler la création de défauts engendrés par l'irradiation dans une fibre optique, la connaissance de la composition chimique des fibres est indispensable pour interpréter les mesures d'ARI obtenues en regard des études préliminaires de défauts réalisées dans la littérature (voir figure 1.30). La composition chimique n'est pas fournie par les fabricants de fibres optiques, il est donc nécessaire de déformuler la composition chimique à l'aide d'un outil de caractérisation.

FIGURE 2.23 – EPMA *JEOL JXA-8230 SuperProbe* à gauche et sa station d'acquisition et de traitement de données à droite (laboratoire ISTerre, Grenoble).

2.4.1 Description du moyen de caractérisation

L'outil utilisé pour la caractérisation chimique est appelé EPMA [8] (voir figure 2.23). Le principe de fonctionnement est détaillé en annexe E. L'EPMA est un ensemble de sondes qui mesurent différents phénomènes intervenants suite à un bombardement d'électrons sur un échantillon. Cet outil de caractérisation permet d'obtenir la distribution radiale de dopants dans une fibre optique pour des valeurs supérieures au pourcentage massique. Le tableau 3.2 résume les dopants caractérisés dans les échantillons de fibres optiques irradiées pendant les différentes campagnes d'essais. Les performances annoncées par le laboratoire qui opère ce moyen de caractérisation sont les suivantes :

- un tir d'électron sur une surface de diamètre de 1 à 3 µm ;
- environ 3 min de temps d'intégration par point de mesure ;
- une limite de détection aux alentours de 1 *wt%* [9].

Pour cette étude de la composition chimique de fibres optiques, l'outil réalise un tir d'électrons sur un diamètre de 3 µm tous les 3 µm pendant environ 3 min. Parcourir tout le diamètre permet d'obtenir un profil de distribution chimique radial. Une surface supérieure à 3 µm limite la résolution spatiale, une surface inférieure risque d'endommager l'échantillon (faisceau électronique concentré). Il n'est pas possible de diminuer l'énergie du faisceau (~ 10 keV minimum) sous peine de ne pas pouvoir arracher les électrons au cœur des éléments les plus lourds : ils seraient alors indétectables. Deux profils radiaux par échantillon de fibre sont parcourus afin de réaliser la caractérisation de plusieurs échantillons en 48 h. Si la limite de détection s'améliore avec l'augmentation du numéro atomique Z du matériau (les dopants classiques tels que le germanium, le fluor et le phosphore sont plutôt légers avec $Z < 32$), certains dopants légers tels que le bore sont quasiment indétectables par EPMA lorsqu'ils sont inclus dans une matrice SiO_2.

8. Electron Probe Micro-Analysis
9. cette limite diminue lorsque le numéro atomique Z de l'élément chimique augmente

2.4.2 Principaux résultats obtenus

Cette partie s'intéresse à la composition chimique des principales fibres irradiées pendant cette étude.

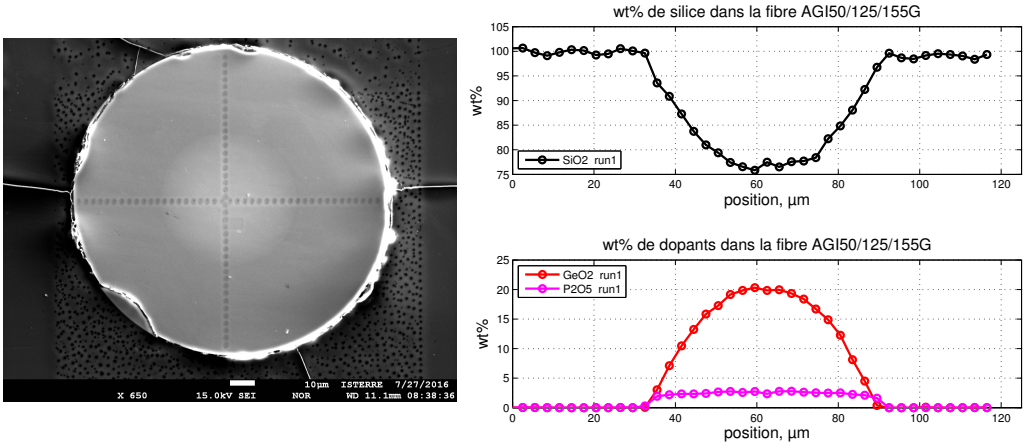

FIGURE 2.24 – Imagerie MEB (gauche) et distribution radiale des dopants Ge-core et P-core d'une fibre AGI50/125/155G (droite).

Fibre germano-silicate à revêtement or

La figure 2.24 représente une fibre à gradient d'indice à revêtement or. De composition très

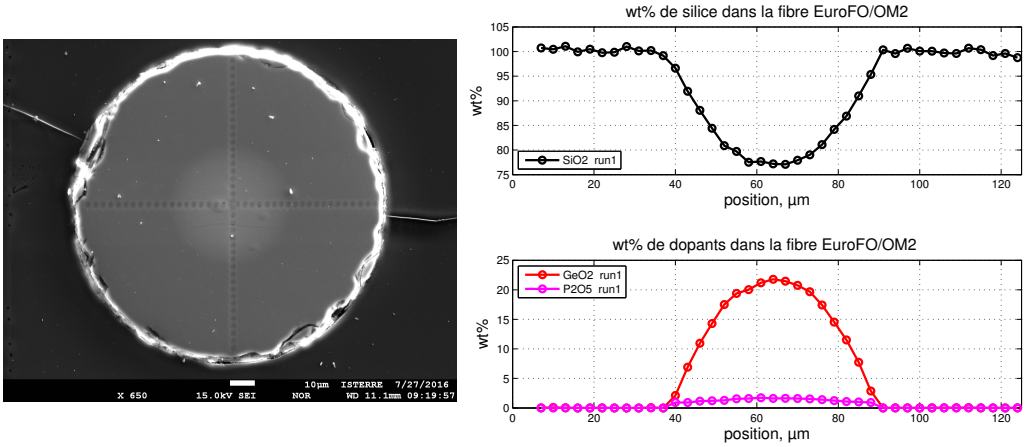

FIGURE 2.25 – Imagerie MEB (gauche) et distribution radiale des dopants Ge-core et P-core d'une fibre EuroFO OM2 (droite).

proche d'une fibre au standard ITU-T G.651.1/OM2 multimode 50/125 µm (voir figure 2.25), ce type de fibre offre de très bonnes performances de rétro-diffusion Raman, mais n'est pas aussi résistante aux rayonnements qu'une fibre PSC.

Fibre PSC à revêtement or

La figure 2.26 représente une fibre saut d'indice à revêtement or. Comme annoncé par le fa-

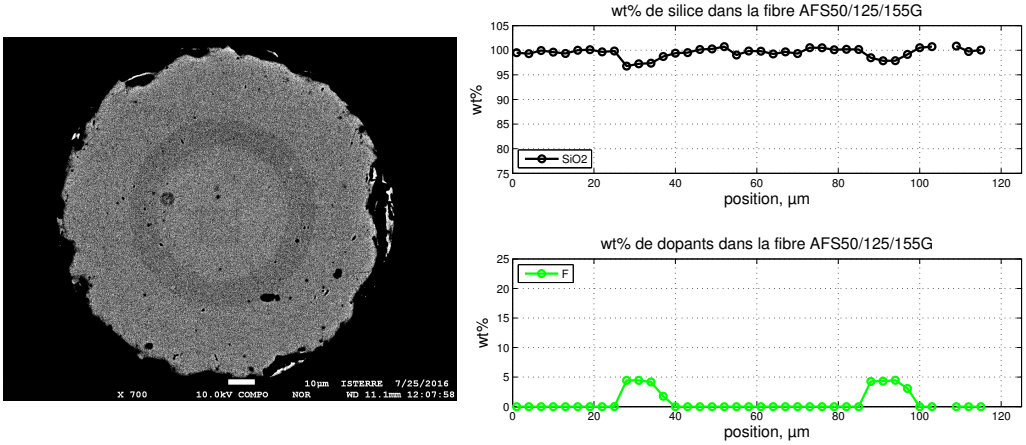

FIGURE 2.26 – Imagerie BSE (gauche) et distribution radiale du dopage F-clad d'un échantillon de fibre AFS50/125/155G.

bricant, la fibre est réellement PSC au centre, avec un dopage de Fluor dans la gaine optique. La combinaison d'une meilleure résistance d'un cœur PSC et d'une protection du Fluor dans la gaine en font un capteur à fibre optique plus adapté aux environnements irradiés que la fibre germano-silicate OM2.

Fibres F-core/F-clad à revêtement polyimide

La figure 2.27 représente une fibre gradient d'indice à revêtement polyimide. Cette fibre com-

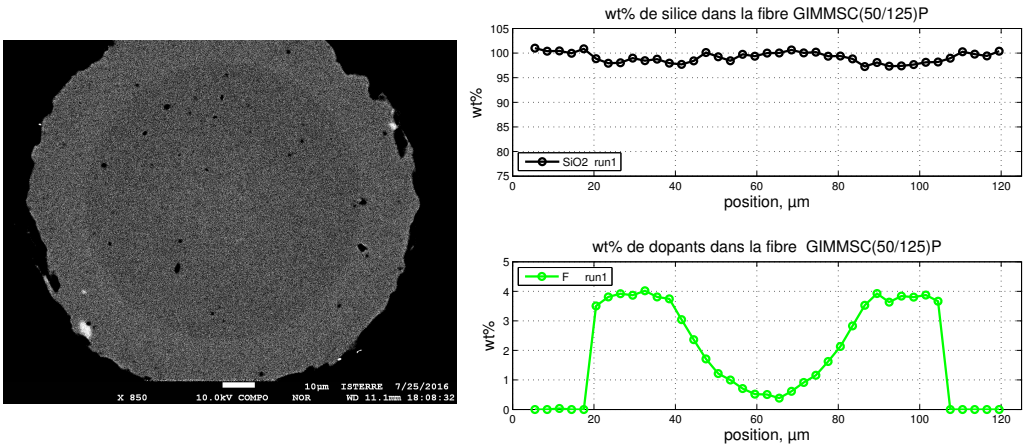

FIGURE 2.27 – Imagerie BSE (gauche) et distribution radiale du dopage F-core/F-clad d'un échantillon de fibre GIMMSC(50/125)P.

merciale possède l'avantage d'être gradient d'indice (qui est un des facteurs favorisant la rétrodiffusion Raman), tout en offrant une résistance privilégiée aux environnements radiatifs avec l'insertion de Fluor dans le cœur et la gaine optique. En revanche, cette fibre n'est protégée que par un revêtement polyimide, ce qui ne permet pas d'envisager de l'utiliser sur une tuyauterie de circuit primaire à ~ 350 °C sur plusieurs mois.

Conclusion des caractérisations chimiques par EPMA

L'étude de la composition chimique des fibres optiques commerciales irradiées démontre qu'aucun dopant connu dans la littérature et pouvant être à l'origine de centres colorés dans la gamme 1064 ± 50 nm induits suite à l'irradiation, n'est présent. Ce résultat est important, car il permet de supposer que les fibres sélectionnées lors de cette étude seront à priori un peu plus résistantes à l'irradiation dans cette gamme de longueurs d'onde. De plus, l'ARI à la longueur d'onde Stokes pourrait être du même ordre de grandeur que l'ARI du signal anti-Stokes. L'ARI des fibres observées dans la partie 4 aux longueurs d'onde proches de 1064 ± 50 nm est, en l'état actuel des connaissances, uniquement due aux queues des gaussiennes des centres d'absorption connus (voir tableau 1.4 : Absorption OH, NBOHC, POR, …).

2.5 Conclusion sur les propriétés de la chaîne de mesure

L'évaluation métrologique préliminaire du RDTS a démontré que cet appareil est en mesure de réaliser des mesures de température à une température de l'ordre de 350 °C sans réglage préalable, si le CFO auquel il est couplé atténue fortement le signal. Les fibres optiques à revêtement or utilisées comme CFO peuvent jouer ce rôle d'atténuateur, ce qui est un atout car c'est le seul type de fibre en mesure de résister à une telle température sur une durée de plusieurs mois. De plus, le mode de calibration double-ended permet effectivement de ne pas prendre en compte les fortes variations locales d'atténuation qu'engendre le revêtement métallique sur ce type de fibre quand la température varie. Cependant, un ajustement des données mesurées de température grâce à un coefficient sera nécessaire pour obtenir une mesure de température juste, ce qui peut être obtenu avec quelques mesures de référence à haute température pour un couple RDTS/CFO fixé. La compréhension de ce phénomène d'écart de température est une première perspective intéressante.

La résolution spatiale de l'instrument de mesure a aussi été contrôlée : l'appareil est capable de détecter 98 % d'un saut de température de 60 °C sur une distance de 1 m. Il est bien plus performant que d'autres RDTS qui ont besoin d'une longueur dix fois plus élevée pour détecter un pourcentage similaire.

Pour ce qui est de la simulation du dépôt d'énergie dans la fibre, celle-ci laisse supposer que la première estimation du débit de dose et de l'énergie du rayonnement incident n'est potentiellement pas aussi élevée et donc destructrice pour la fibre qu'estimé en première approche. De plus, si la répartition énergétique est plus étalée telle que la simulation l'indique, alors la gaine de protection mécanique FIMT pourrait aussi modifier l'ARI du CFO en environnement sévère. Ceci doit être vérifié expérimentalement.

Enfin, la caractérisation chimique des fibres sélectionnées a permis de mettre en avant une ARI probablement moins élevée dans la gamme de longueurs d'onde de travail du RDTS qu'à d'autres longueurs d'onde. Ceci est une information positive sur le choix des CFO, en particulier à haute température où un effet bénéfique de la température sur la cinétique de recombinaison des défauts induits est espéré. De plus, des distributions pertinentes de dopants en regard du besoin ont été observées sur certaines fibres grâce aux analyses EPMA, telle que la fibre GIMMSC(50/125)P

avec son gradient d'indice fluor, à la fois performant pour la mesure de température Raman tout en étant identifié comme résistant sous rayonnements ionisants. Ceci ouvre encore d'autres perspectives quant aux suites à donner à ce travail.

Chapitre 3

Démarche de caractérisation de l'atténuation radio-induite

Ce chapitre traite de la mise en place des essais d'irradiation qui ont été réalisés pendant la thèse. La démarche adoptée, les types d'irradiateurs employés, les instruments de mesures utilisés, les échantillons de fibres irradiées ainsi que les tendances des principaux résultats conduisant à la re-définition du cahier des charges pour les campagnes d'essais suivantes sont passés en revue.

3.1 Définition du plan d'expérience

Sur site, le CFO sera soumis à un rayonnement γ issu de la désintégration du N^{16} présent dans l'eau de la tuyauterie. L'énergie initiale du rayonnement émis est égale à $6,13$ MeV (voir figure 1.29). Le débit de dose environnant en peau externe de tuyauterie a été estimé à environ $0,6\ \mathrm{Gy\,h^{-1}}$. Le capteur doit pouvoir résister à un rayonnement continu d'une durée de 12 à 18 mois correspondant à un cycle de combustible. On fixe arbitrairement la limite de temps à 12 mois, ce qui correspond à une dose cumulée estimée sur le CFO de l'ordre de $5,3$ kGy.

Parce qu'il n'est pas envisageable d'irradier pendant 12 mois un échantillon de fibre à débit de dose réel lors d'une campagne d'irradiation dans un moyen d'essai, deux types d'irradiations ont été réalisées :

1. l'irradiation à faible débit de dose ($\sim 0,6\ \mathrm{Gy\,h^{-1}}$), représentative d'un débit de dose réel ;
2. l'irradiation à fort débit de dose (plusieurs $\mathrm{Gy\,h^{-1}}$), pour atteindre en quelques jours une dose de l'ordre de grandeur de la dose cumulée réelle.

Les essais d'irradiation ont alors été réalisés selon différentes configurations qui tendent progressivement vers un environnement de plus en plus représentatif des conditions sur site :

1. essai d'irradiation à fort débit de dose et température ambiante (partie 3.3.2) ;
2. essai d'irradiation à faible débit de dose et haute température (partie 3.3.3) ;
3. essai d'irradiation à fort débit de dose et haute température (partie 3.3.4).

Les principales caractéristiques des conditions environnementales (température et irradiation) des trois campagnes d'irradiation sont résumées dans le tableau 3.1. Les spécificités propres à chaque campagne sont détaillées dans les parties idoines.

TABLE 3.1 – Quelques caractéristiques des conditions d'irradiation des CFO lors des campagnes d'essais. H-E[1] : Haute-Énergie. TA[2] : Température Ambiante. HT[3] : Haute Température. [4] : il ne s'agit pas d'une raie étroite dans le spectre mais d'une distribution énergétique de type gaussienne centrée autour de la valeur indiquée.

Essai n°	Source (rayonnements)	Énergie (MeV)	Débit de dose ($Gy\,h^{-1}$)	Dose reçue (kGy)	Température
1	LINAC (Photons H-E[1])	6 ou 9[4]	24 à 192	> 1 (7 jours)	TA[2]
2	Co^{60} (rayons-γ)	1,17 & 1,33	0,6	~ 0, 2 (14 jours)	TA & HT
3	LINAC (Photons H-E)	6 ou 9	8 à 72	> 3 (14 jours)	HT[3]

3.2 Caractéristiques du matériel utilisé pendant les essais d'irradiation

3.2.1 Fibres optiques

Le tableau 3.2 représente quelques caractéristiques des fibres optiques utilisées pendant les campagnes d'essais.

TABLE 3.2 – Quelques caractéristiques des fibres optiques multimodes testées durant cette étude. [1] : les dopants *-core et *-clad sont respectivement présents dans le cœur et la gaine optique.

Fabriquant	Référence	Type	Revêtement	Dopants[1]	Gaine
EuroFO	ITU-T G.651.1/OM2	GI	Acrylate	Ge-core, P-core	PVC
Fiberguide	AGI50/125/155G	GI	Au	Ge-core, P-core	Nue
Fiberguide	AGI50/125/155G	GI	Au	Ge-core, P-core	FIMT
Fiberguide	AFS50/125/155G	SI	Au	F-clad	Nue
Fiberguide	AFS50/125/155G	SI	Au	F-clad	FIMT
Fibercore	GIMMSC(50/125)P	SI	Polyimide	F-core, F-clad	Nue
Fibercore	GIMMSC(50/125)P	SI	Polyimide	F-core, F-clad	FIMT

Les dopants indiqués dans le tableau ont été caractérisés par EPMA (partie 2.4).

3.2.2 Instrumentation

Dans cette partie sont passés en revue les principaux éléments utilisés pour réaliser des mesures in-situ lors des campagnes d'irradiation.

RDTS

L'interrogateur Raman haute résolution spatiale sélectionné pour ces essais est le *Silixa Ultima-S DTS*. Les principales caractéristiques de cet instrument sont résumées dans la figure 3.1.

Le laser qui équipe cet instrument a une durée impulsionnelle de l'ordre de la *ns*, ce qui lui permet ainsi de réaliser un point de mesure tous les 25 cm de fibre. Le laser d'émission est de

Silixa Ultima-S	
Longueur d'interrogation	2 km 5 km(1)
Résolution spatiale	25 cm 1 m(1)
Résolution en température	0, 01 °C
Temps d'intégration	~ 30 s(2)
Fibre	MMF[3]

FIGURE 3.1 – Caractéristiques principales du RDTS utilisé. (2) : la longueur d'interrogation augmente si la résolution spatiale diminue. (1) : cette valeur est ajustable en fonction de la résolution spatiale souhaitée par rapport à la longueur de fibre interrogée. MMF[3] : Multi-Mode Fiber.

type Nd :YAG [1], qui émet une lumière source à $\lambda_0 = 1064$ nm, d'une puissance moyenne de 3 mW.

L'instrument permet la mesure de température en mode double-ended. En plus de l'information de température en fonction de la distance, l'appareil enregistre et autorise l'accessibilité à de nombreuses données brutes de mesure (puissances rétro-diffusées Stokes/anti-Stokes, puissance laser source, sonde de température Pt100, coefficients de correction, …), il est alors possible de recalculer la température ou l'atténuation aux longueurs d'onde de rétro-diffusion.

Il existe en version 4 ou 8 voies d'entrées/sorties (E2000-APC). Le modèle 4 voies a été utilisé dans le cadre des campagnes d'essais n° 1 et 2, le modèle 8 voies a été utilisé dans le cadre de la campagne d'essais n° 3. S'il est possible d'interroger un plus grand nombre de fibres sur le modèle 8 voies sans avoir recours à un switch optique externe, la lumière doit néanmoins passer par un switch interne, ce qui réduit sa dynamique de mesure.

Enfin, l'instrument n'est pas calibré pour réaliser des mesures de température à des températures supérieures à 300 °C. Le retour d'expérience à haute température est faible. Par exemple, un phénomène de saturation à une température supérieure à 300 °C peut être observé sur des CFO commerciaux qui atténuent peu la transmission lumineuse, ou qui rétro-diffusent efficacement les signaux Stokes/anti-Stokes (voir figure 2.9).

Banc de mesure ARI

Le banc de mesure ARI (voir figure 3.2) utilisé est maintenu et perfectionné au sein du laboratoire PROMES-CNRS [2]. Le principe de fonctionnement consiste en la mesure du rapport de puissance collecté par deux photodiodes : l'une collecte une portion définie de lumière avant qu'elle ne passe dans la fibre irradiée (appelée *référence*), l'autre collecte la seconde portion de lumière transmise atténuée dans la fibre irradiée évaluée (appelée *atténuation*). Il s'agit donc d'une mesure intégrée le long de la fibre irradiée. Le banc est conçu pour réaliser des mesures in-situ.

1. Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet
2. PROcédés, Matériaux et Énergie Solaire

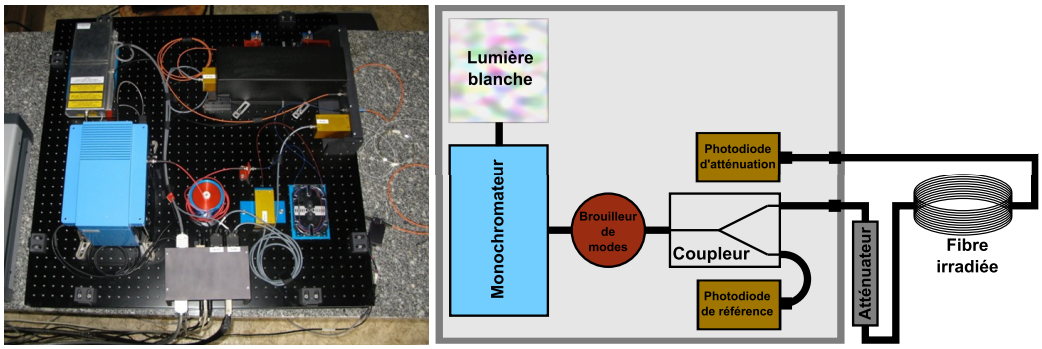

FIGURE 3.2 – Banc d'ARI du laboratoire PROMES-CNRS. Chaque élément est relié par de la fibre multimode. Une partie des éléments présents sur la partie supérieure droite de la photo n'est pas représentée sur le schéma car elle n'est pas utilisée pour mesurer l'ARI.

La lumière monochromatique provient d'une source de lumière blanche filtrée par un monochromateur. Celle-ci a une longueur d'onde qui peut varier de 400 à 1550 nm avec un pas proche du nanomètre. Elle passe ensuite dans un brouilleur de modes avant d'être séparée par un coupleur 10/90. Un atténuateur est présent en sortie de coupleur pour ne pas saturer la photodiode d'atténuation, car 90 % de la puissance lumineuse est injectée dans le bras de mesure. Ainsi, l'atténuateur permet d'ajuster la dynamique de mesure. Les photodiodes sont doubles, car leur sensibilité en fonction de la longueur d'onde varie : Si et InGaAS [3] collectent la lumière pour les longueurs d'onde respectivement inférieures à 1020 nm et supérieures ou égales à 1020 nm.

L'ARI est déduite grâce à la formule 1.48 : $\alpha_{ARI}(\lambda, D) = -\frac{10}{L}\log\left(\frac{P(\lambda,D)}{P_0(\lambda,D)}\frac{P_0(\lambda,0)}{P(\lambda,0)}\right)$, où $P_0(\lambda, D)$ et $P(\lambda, D)$ sont respectivement les puissances mesurées par la photodiode de référence et d'atténuation, et L la longueur de fibre irradiée. Le temps de mesure est lié à la gamme de longueur d'onde mesurée, au pas de mesure et au temps d'intégration, il peut ainsi y avoir plusieurs minutes entre deux mesures. Les données sont alors interpolées entre deux séries de mesures pour obtenir une valeur de l'ARI $\alpha_{ARI}(\lambda, D)$ pour toute dose cumulée D.

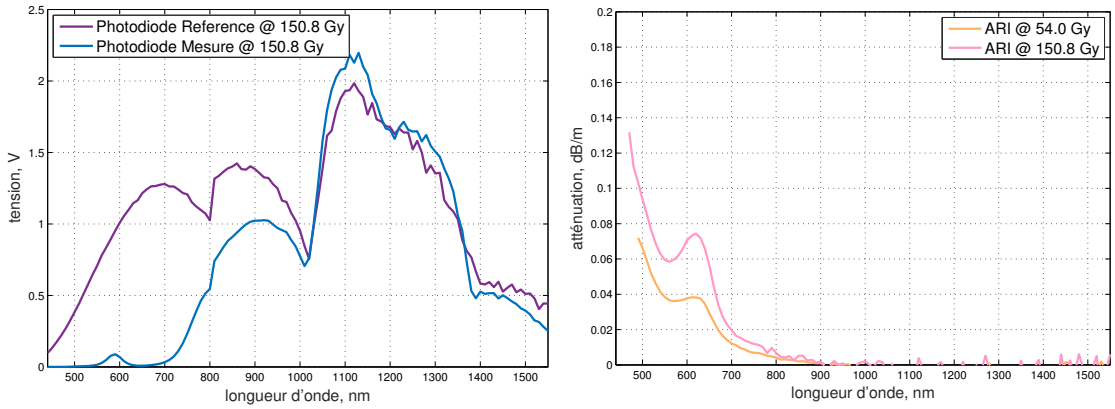

FIGURE 3.3 – Le rapport des signaux bruts mesurés par les photodiodes (gauche) permet de calculer la variation d'ARI (droite) en fonction de la longueur d'onde au cours de la dose reçue.

3. Indium Gallium Arsenide

La figure 3.3 montre les mesures brutes collectées par les photodiodes du banc d'ARI sur une fibre AFS50-125-155G FIMT irradiée au Co^{60} pour une dose cumulée de 150 Gy. Chaque photodiode possède une réponse qui varie avec la longueur d'onde. De plus, faire le rapport $\frac{P(\lambda,D)}{P_0(\lambda,D)}$ pour obtenir l'atténuation de la fibre en fonction de la longueur d'onde permet de s'affranchir des variations de puissances de la source. Enfin, la prise en compte du rapport $\frac{P(\lambda,0)}{P_0(\lambda,0)}$ permet de calculer l'ARI de la fibre. Si l'intensité mesurée par la photodiode d'atténuation est trop faible, elle est considérée comme du bruit de mesure et n'est pas représentée sur le graphique. Ceci explique pourquoi certains graphiques d'ARI présentés ici ne sont pas continus de 400 à 1550 nm, en particulier dans les basses longueurs d'onde les plus atténuantes.

Le banc d'ARI est souvent couplé à une mesure de réflectométrie à l'aide d'un OTDR *JDSU MTS-6000*, afin d'avoir des valeurs d'atténuation le long de la ligne optique à 850 et 1300 nm. Les deux instruments alternent les mesures grâce à un switch optique, l'ensemble est piloté par LabVIEW.

OTDR

Un OTDR de terrain *JDSU MTS-8000* [4] est utilisé pour contrôler les lignes optiques. Il détecte les éventuelles casses, connexions défectueuses et fortes contraintes appliquées à la fibre pendant l'installation, ses principales caractéristiques sont détaillées dans la figure 3.4. Pour la mesure

JDSU MTS-8000	
Longueur d'interrogation	1 km 80 km(1)
Résolution spatiale	4 cm 30 m(1)
Longueur d'onde	850, 1300 et 1550 nm
Temps d'intégration	~ 30 s(2)
Fibre	SMF(3)/MMF

FIGURE 3.4 – Caractéristiques principales de l'OTDR utilisé. (1) : la longueur d'interrogation augmente si la résolution spatiale diminue. (2) : cette valeur s'ajuste en fonction de la résolution spatiale souhaitée par rapport à la longueur de fibre interrogée. SMF(3) : Single-Mode Fiber.

des fibres multimodes, l'OTDR est équipé d'un module *8123 SRL* [5]. Celui-ci mesure l'atténuation le long des portions de fibres irradiées multimodes à 850 et 1300 nm avec une résolution spatiale de 4 cm (valeur constructeur). La figure 3.5 représente une trace OTDR réalisée lors d'un essai d'irradiation, ainsi que la compilation de différentes valeurs d'atténuation mesurées au cours de l'essai aux deux longueurs d'onde d'études.

4. actuellement Viavi
5. Short Range LAN 25/23 dB 850/1300 nm

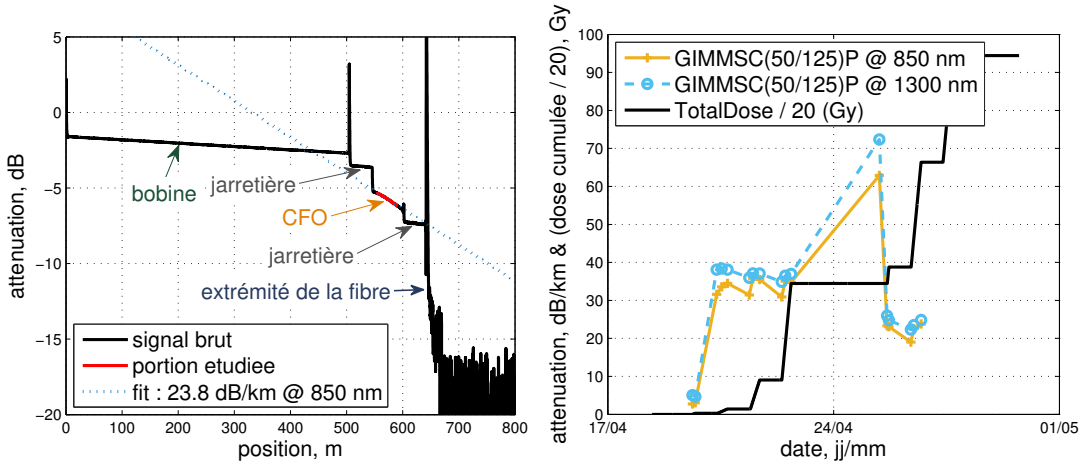

FIGURE 3.5 – Trace OTDR classique d'une fibre GIMMSC(50/125)P après irradiation à 850 nm (gauche). L'atténuation sur la portion étudiée peut être tracée au cours du temps ou de la dose cumulée (droite).

Instrumentations diverses

Une chambre d'ionisation permettant de contrôler le débit de dose in-situ a été utilisée pour les campagnes d'essais à fort débit de dose. Il s'agit d'une sonde *PTW Semiflex Ionization Chamber TM 31013*, reliée à une station *PTW UNIDOS E*. Un extrait de la documentation technique est affichée sur la figure 3.6.

Useful ranges:	
Chamber voltage	± (100 ... 400) V
Radiation quality	100 kV ... 50 MV photons (10 ... 45) MeV electrons (50 ... 270) MeV protons
Field size	(4 x 4) cm² ... (40 x 40) cm²
Temperature	(10 ... 40) °C (50 ... 104) °F
Humidity	(10 ... 80) %, max 20 g/m³
Air pressure	(700 ... 1060) hPa

FIGURE 3.6 – Quelques caractéristiques techniques de la chambre d'ionisation (d'après [116]).

La sonde détecte bien tous les photons émis par la source de l'irradiateur. Néanmoins, les rayonnements secondaires de type création de paires (électrons < 9 MeV) risquent de ne pas être détectés. De plus, les mesures de débit de dose dans le four devront être réalisées à température inférieure à 40 °C ce qui nécessite de réaliser la mesure four éteint.

Une mesure de température de référence obtenue à l'aide de thermocouples, est utilisée pour chacune des trois campagnes d'irradiation détaillées par la suite :

1. un thermocouple réalise une mesure de température ambiante (à la position où sont irradiées les fibres bobinées), il est relié à une station d'acquisition *Graphtec GL200A* ;

2. 13 thermocouples réalisent une mesure de température autour de l'élément chauffant (autour duquel sont bobinées les fibres haute température irradiées), ils sont reliés à une station d'acquisition *National Instruments CompactRIO-9024* via des modules d'entrée *National Instruments 9214* ;
3. un thermocouple de contrôle du four haute température *Nabertherm TRS 240* (dans lequel sont bobinées les fibres haute température irradiées).

3.3 Essais d'irradiation

Cette partie décrit les différentes campagnes d'irradiation mises en œuvre pour observer l'ARI des fibres en fonction des conditions définies dans le cahier des charges de tenue aux rayonnements.

3.3.1 Objectifs et principes

Les choix réalisés conduisant à l'utilisation des moyens d'essais présentés ci-dessous sont détaillés dans la partie 3.1. Les conditions expérimentales de mise en œuvre sont abordées pour chaque essai, ainsi que les résultats majeurs de chaque campagne. Une analyse plus complète des résultats est réalisée dans le chapitre 4.

3.3.2 Essai n° 1 : fort débit de dose à température ambiante

La première campagne d'irradiation s'est déroulée sur la plate-forme SAPHIR [6] du CEA (Saclay). Le but de cette campagne d'irradiation est de fournir un premier retour d'expérience sur l'irradiation de fibres optiques à revêtement or pour un type de rayonnement d'énergie proche de 6, 13 MeV, ainsi qu'une dose cumulée de l'ordre d'un an d'instrumentation sur site. L'irradiateur ne disposant pas encore d'un moyen de chauffe, cette première campagne d'irradiation a été menée à température ambiante.

Irradiateur, instrumentation associée, échantillons de fibres

La plate-forme SAPHIR est constituée de deux LINAC [7] :

— un modèle de laboratoire historique, dont le débit de dose du rayonnement émis est trop élevé pour le besoin estimé ;

— un modèle commercial *Varian Linatron-M9*, utilisé pour de l'imagerie, dont le débit de dose du rayonnement émis est adapté.

Un LINAC est un accélérateur linéaire d'électrons focalisés sous forme de faisceau. Le faisceau d'électrons, orienté sur une cible en Tungstène, produit par rayonnement de freinage des photons de haute-énergie dont la répartition énergétique est de type gaussienne centrée autour de l'énergie incidente (6 ou 9 MeV).

6. Système d'Activation Photonique et d'Irradiation
7. LINear particle ACcelerator

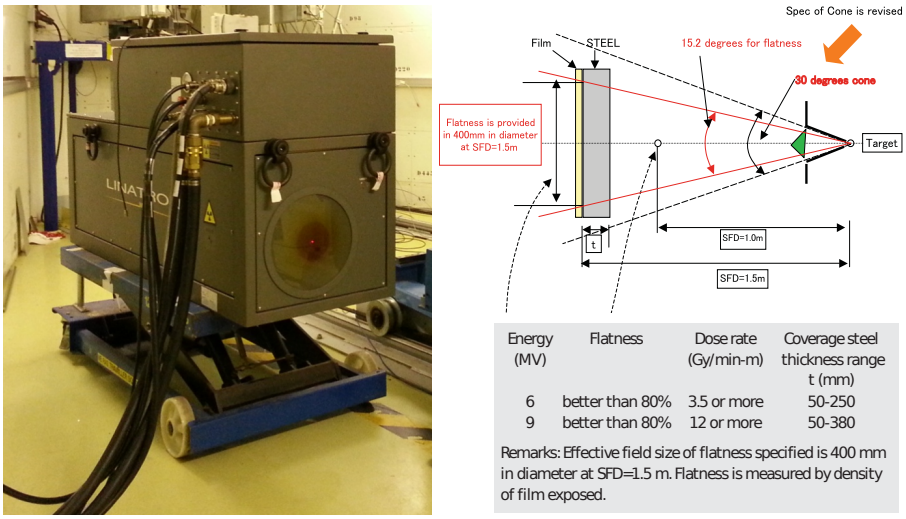

FIGURE 3.7 – Quelques caractéristiques du cône d'émission en fonction de l'énergie et de la distance depuis la cible (droite, d'après [142]) du Linatron-M9 (gauche).

La source utilisée pour irradier les fibres optiques est un LINAC *Linatron-M9* (voir figure 3.7). Le débit de dose de l'appareil peut être réglé de 3 à 30 $Gy.min^{-1}$ à 1 m de la cible de Tungstène (localisée dans l'appareil), au centre du cône d'émission produit. Le débit de dose s'obtient en faisant varier la fréquence d'émission des paquets d'électrons sur la cible de Tungstène entre 40 et 385 Hz, ainsi qu'en modifiant l'énergie des électrons accélérés à 6 ou 9 MeV. Le débit de dose peut aussi être ajusté en fonction de la distance entre l'élément à irradier et la source. Le champ d'irradiation n'est pas isotrope, il est homogène dans un cône d'émission d'environ 15 °. Le moyen d'essai est opérationnel 8 heures par jour, 5 jours sur 7.

La figure 3.8 représente la mise en œuvre expérimentale dans l'irradiateur SAPHIR. Les échan-

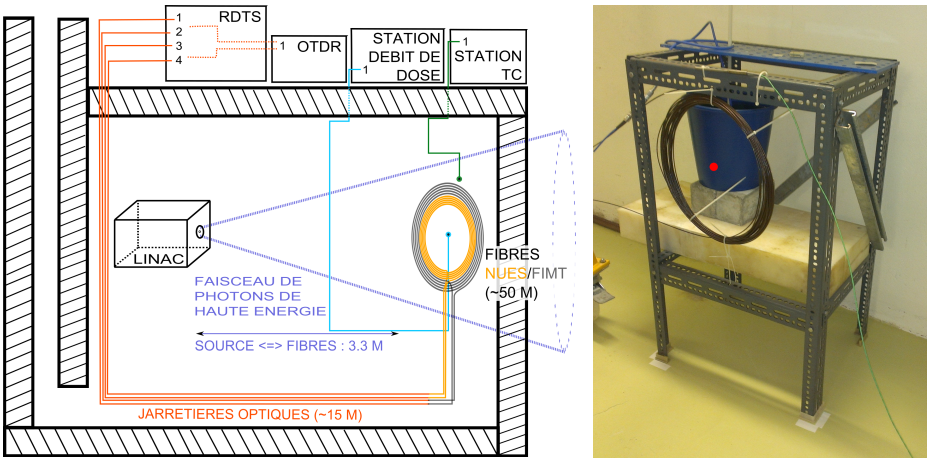

FIGURE 3.8 – Schéma de la mise en œuvre expérimentale de la première campagne d'irradiation (gauche). Les fibres sont bobinées pour recevoir un débit de dose homogène (droite), le centre du faisceau d'irradiation est matérialisé par un point rouge.

tillons de fibres irradiées sont bobinées sur un support métallique et disposées de manière à ce

que le faisceau de photons de haute énergie soit orienté dans la même direction que l'axe de la bobine de fibre. La face avant du support métallique est située à 3, 3 m de la cible de tungstène, la face arrière est dos au mur de l'irradiateur. Le thermocouple est attaché au support métallique pour suivre les variations de température (l'ensemble du support est situé sous une bouche d'aération qui évacue l'ozone produit ionisation de l'air). Enfin, la sonde de débit de dose est placée dans un seau d'eau situé derrière les échantillons de fibres bobinées pour augmenter les interactions dans sa chambre d'ionisation.

L'instrumentation utilisée pour cette campagne se compose des instruments suivants :

- un RDTS Silixa Ultima-S, pour réaliser des mesures de température et d'atténuation linéique à 1064 ± 50 nm en continu ;
- un OTDR JDSU MTS-8000, pour réaliser ponctuellement, avant et après chaque période d'irradiation, des mesures d'atténuation linéique à 850 et 1300 nm ;
- une chambre d'ionisation PTW TM 31013, pour compléter l'information de débit de dose fournie par le panneau de contrôle du Linatron-M9 en continu ;
- un thermocouple pour contrôler la variation de température en continu.

Les conditions d'irradiation auxquelles les fibres à gradient d'indice AGI50/125/155G Nue et FIMT ont été soumises sont résumées dans le tableau 3.3, alors que les conditions d'irradiation

Table 3.3 – Débit de dose et dose cumulée reçue par les échantillons de fibres irradiées AGI50/125/155G Nue et FIMT lors de la première campagne d'irradiation à température ambiante. [1] : les valeurs affichées sont celles estimées par le Linatron-M9.

AGI50/125/155G Nue **AGI50/125/155G** FIMT		
Débit de dose[1] @ 3, 3 m **(**Gy h^{-1}**)**	**Dose cumulée (**kGy**)**	**Durée d'irradiation**
24	$9,6 \times 10^{-3}$	27 min
24	$31,6 \times 10^{-3}$	1 h
192	1, 120	5 *h* 47 min

auxquelles la fibre à saut d'indice AFS50/125/155G FIMT a été soumise sont résumées dans le tableau 3.4.

Table 3.4 – Débit de dose et dose cumulée reçue un échantillon de fibre irradiée AFS50/125/155G FIMT lors de la première campagne d'irradiation à température ambiante.

AFS50/125/155G FIMT		
Débit de dose @ 3, 3 m **(**Gy h^{-1}**)**	**Dose cumulée (**kGy**)**	**Durée d'irradiation**
192	1, 268	6 *h* 32 min

L'estimation du débit de dose reçu par la fibre est celle fournie par le système Linatron-M9. L'écart des débits de dose mesurés entre la sonde PTW TM 31013 et le Linatron-M9 sont de l'ordre de 7 et 12 % pour des mesures réalisées à respectivement 24 et 192 Gy h^{-1}. La valeur obtenue par la sonde PTW est toujours plus faible que celle affichée par le Linatron-M9.

Principaux résultats obtenus

Mesures RDTS Des mesures RDTS sur un échantillon de fibre irradiée AGI50/125/155G FIMT à température ambiante sont visibles sur la figure 3.9. Telle que représentée sur la figure 3.8, la partie bobinée de la fibre qui est irradiée dans le faisceau de photons de haute énergie est localisée entre 31 et 48 m. Alors que la température est homogène dans la zone irradiée (environ 20 °C), celle-ci varie dans les autres parties de l'irradiateur (entre 13 et 20 °C). Comme la fibre parcourt le même chemin aller et retour entre la zone irradiante et l'instrument de mesure, le signal de température est relativement symétrique de part et d'autre de la portion bobinée. Seuls les signaux Stokes bruts normalisés sont représentés sur la figure 3.9, pour gagner en lisibilité. Bien que moins sensibles aux variations de température que les signaux anti-Stokes, une normalisation est nécessaire afin de mieux mettre en avant l'effet de l'ARI. Plus la dose reçue par

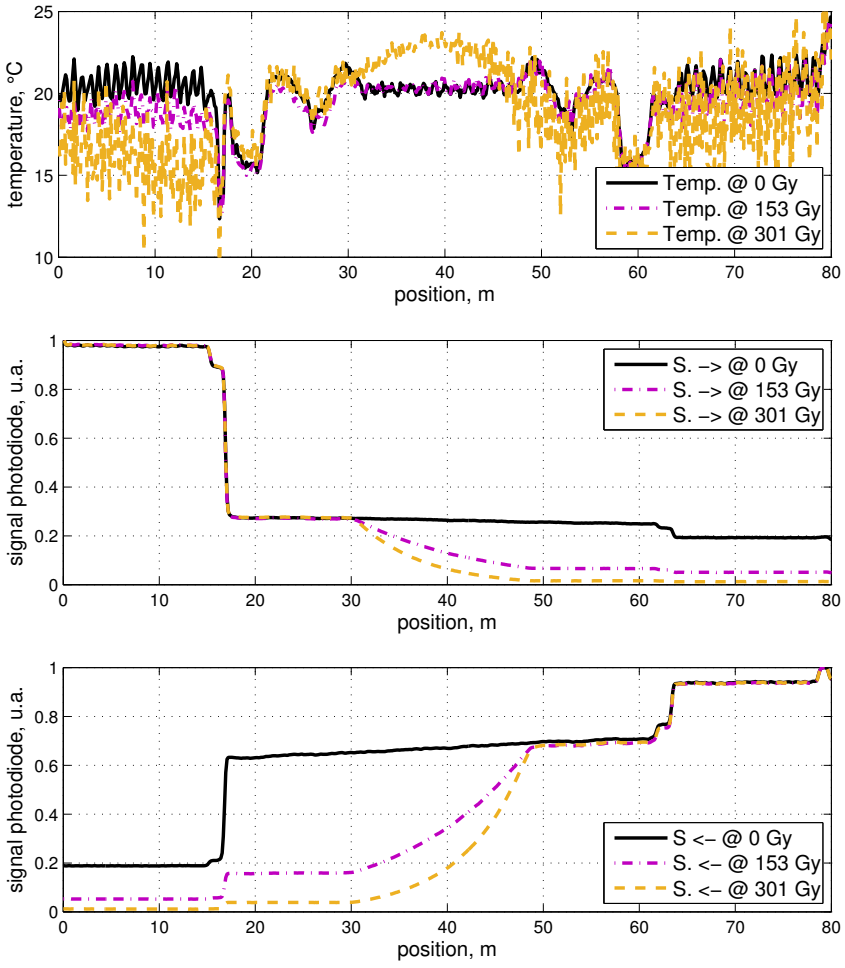

FIGURE 3.9 – Puissance de rétro-diffusion des signaux Stokes aller et retour dans la fibre irradiée AGI50/125/155G FIMT (bas) et impact sur la température calculée (haut) pour plusieurs doses cumulées. De l'ARI est observée.

la fibre augmente et plus la transmission lumineuse diminue. La calibration double-ended permet de corriger la perte de transmission lumineuse (courbe mauve), jusqu'à une valeur seuil de dose reçue au-delà de laquelle l'atténuation est telle que le signal collecté en sortie de fibre irradiée tend vers 0 (courbe jaune), ce qui fausse le rapport $\ln \frac{P_S}{P_{aS}}$ et donc le calcul de température

(Fernandez *et al.* [39] ont pu observer un comportement analogue).

Au-delà d'une dose cumulée de 280 Gy, l'écart-type de température calculée le long de la zone irradiée de la fibre AGI50/125/155G FIMT a dépassé 1 °C par rapport à la valeur moyennée au cours du temps. Voilà par exemple un critère permettant de définir la dose cumulable acceptable maximum par rapport au bilan optique du RDTS, du type de fibre irradiée, des conditions d'irradiation et de la résolution spatiale et de la résolution en température souhaitée. Bien que pour être rigoureux, il eût fallu réaliser cette mesure dans un four en température contrôlée (afin de détecter au mieux un écart-type de température calculée par rapport à une température de consigne). Ce point est discuté plus en détail dans la partie 4.3.

La figure 3.10 représente les puissances de rétro-diffusions Stokes (~ 1115 nm) et anti-Stokes (~ 1015 nm) le long de la fibre AGI50/125/155G FIMT pour des doses identiques. L'ARI est sensi-

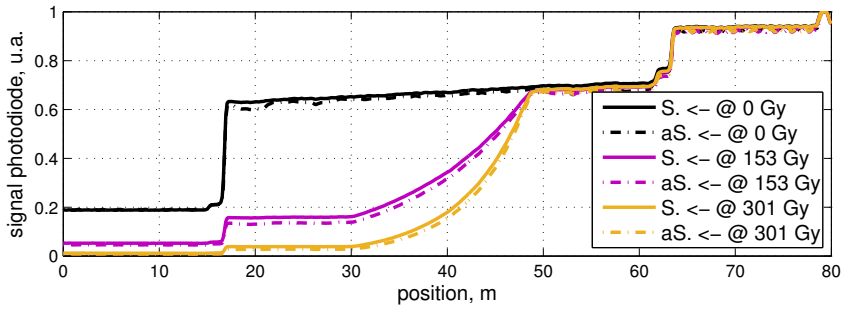

FIGURE 3.10 – Puissance de rétro-diffusion du signal Stokes et anti-Stokes retour dans la fibre AGI50/125/155G FIMT pour plusieurs doses cumulées.

blement différente aux deux longueurs d'onde distinctes, avec une atténuation plus importante pour le signal à plus basse longueur d'onde.

La figure 3.11 représente la puissance rétro-diffusée Stokes le long de la fibre AFS50/125/155G FIMT. L'augmentation de l'ARI sur cette fibre PSC à gaine optique fluor semble identique à la

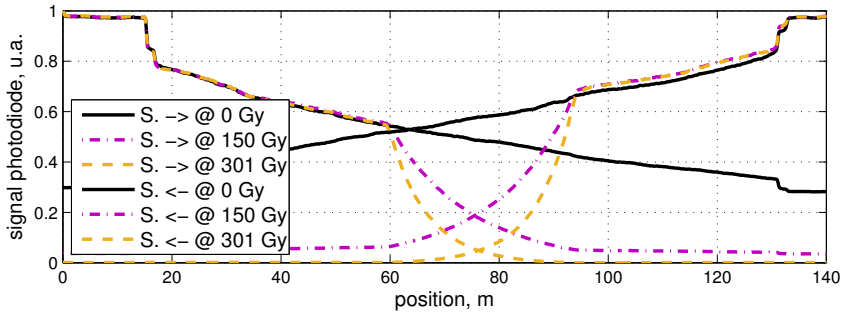

FIGURE 3.11 – Puissance de rétro-diffusion du signal Stokes aller et retour dans la fibre irradiée AFS50/125/155G FIMT pour plusieurs doses cumulées.

fibre germano-silicate AGI50/125/155G FIMT. Ce résultat ne va pas dans le sens des observations généralement faites dans la littérature, où l'ARI de fibres PSC est plus faible que l'ARI de fibres

germano-silicate pour des conditions d'irradiation identiques. Une interprétation possible de ce résultat est que la gamme de longueurs d'onde utilisée pour l'émission du laser source ainsi que la rétro-diffusion des signaux Stokes et anti-Stokes sont majoritairement sensibles aux queues d'absorption des gaussiennes des centres colorés induits par l'irradiation.

Enfin, la figure 3.12 représente la puissance de rétro-diffusion Stokes collectée le long de la fibre AGI50/125/155G Nue. L'augmentation de l'ARI sur cette fibre germano-silicate est plus impor-

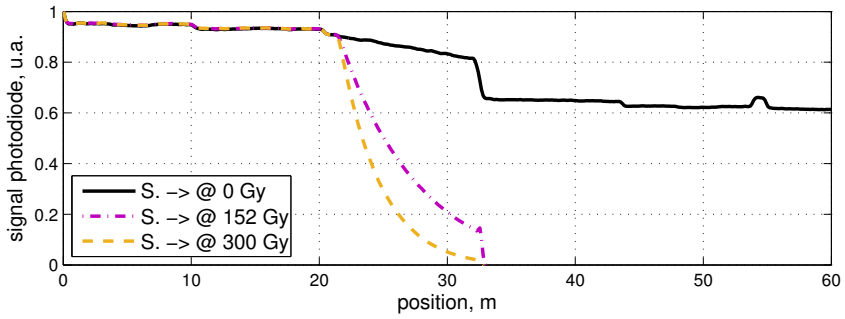

FIGURE 3.12 – Puissance de rétro-diffusion du signal Stokes aller dans la fibre AGI50/125/155G Nue pour plusieurs doses cumulées.

tante que sur cette même fibre insérée dans une gaine FIMT dans des conditions identiques. En effet, les valeurs d'atténuation pour les mêmes doses cumulées qu'affichées sur la figure 3.9 sont identiques, alors que la longueur des fibres irradiées est deux fois plus courte et que l'atténuation avant irradiation est plus faible. Bien qu'une gaine d'acier inoxydable de diamètre 3 mm et d'épaisseur < 1 mm est théoriquement transparente pour un faisceau de photons d'énergie à 6 MeV [8], un effet protecteur de celle-ci réduisant l'ARI peut-être constaté (cf. les effets simulés de la gaine FIMT sur le dépôt d'énergie dans la fibre de la partie 2.3).

Une fois la campagne d'essai terminée, les fibres obscurcies par l'irradiation ont été chauffées pour évaluer la potentielle cinétique de récupération de la fibre à haute température. La figure 3.13 représente la température calculée sur une fibre AGI50/125/155G irradiée ainsi que la puissance Stokes rétro-diffusée dans le sens direct en fonction du temps. Une fibre qui ne transmet plus de lumière après une irradiation aux photons de haute énergie pour une dose cumulée de 200 Gy retrouve progressivement une capacité de rétro-diffusion au cours du temps. Ce phénomène avait pu être observé par Brichard *et al.* [20], où une réparation de la fibre post-irradiation a été détectée pour une température de recuit supérieure à 200 °C. Ici, alors que la température calculée est initialement fausse en raison d'une rétro-diffusion trop atténuée, celle-ci tend vers la valeur vraie du thermocouple de contrôle du four grâce à une réparation des défauts induits par irradiation à partir de 250 °C. L'atténuation diminue au cours du temps, ainsi la puissance du signal de rétro-diffusion augmente à nouveau. Cependant, seule une partie des défauts induits absorbants ont été réparés par la haute température : d'une atténuation moyenne de 6 dB km^{-1} avant irradiation, celle-ci tend vers 30 dB km^{-1} une fois refroidie, après plusieurs jours de chauffe réparatrice à 350 °C.

8. $\frac{I}{I_0} = e^{\frac{\mu}{\rho}x} = 0,9969$, où $x = 0,1$ cm et $\frac{\mu}{\rho} \approx 3,062 \times 10^{-2}\ cm^2.g^{-1}$@ 6 MeV d'après les tables du NIST (pour un alliage d'acier inoxydable 316L : $Fe = 68$ %, $Cr = 16$ %, $Ni = 11$ %, $Mo = 2$ %, $Mn = 2$ %, …).

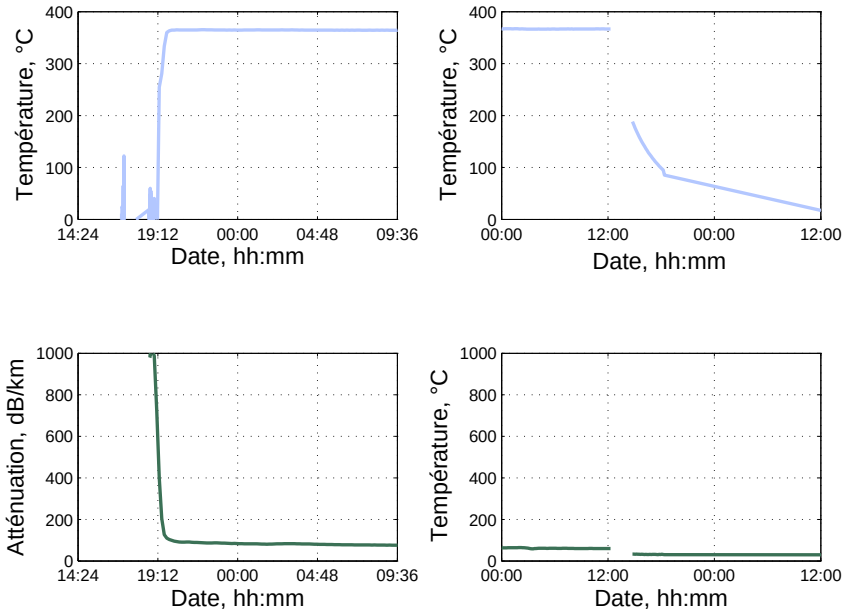

FIGURE 3.13 – Température calculée sur une fibre AGI50/125/155G (haut) à partir des signaux Stokes et anti-Stokes. L'atténuation calculée sur le signal Stokes direct est représenté (bas). Il se passe plusieurs jours entre le début de la chauffe (gauche) et le refroidissement (droite). L'atténuation diminue rapidement à haute température, ce qui permet de réaliser à nouveau une mesure de température.

Conclusions de la campagne d'irradiation Avant de revenir plus en détails sur les résultats obtenus durant cette première campagne d'irradiation dans la partie 4, les principales conclusions qui peuvent en être tirées sont les suivantes :

- la calibration double-ended permet de supprimer l'impact de la variation d'atténuation différentielle induite par l'irradiation ;
- mais les fibres à revêtement or ne permettent plus une rétro-diffusion suffisante des signaux Stokes et anti-Stokes pour réaliser une mesure de température lorsqu'elles sont irradiées à température ambiante pour une dose cumulée d'environ 200 Gy, soit une valeur bien inférieure au besoin d'instrumentation d'un an sur site (5, 3 kGy) ;
- la fibre germano-silicate et la fibre PSC, toutes deux à revêtement or protégées par une gaine FIMT ont une ARI du même ordre de grandeur à 1064 ± 50 nm ;
- l'ARI d'une fibre germano-silicate à revêtement or a une ARI plus faible lorsqu'elle est protégée par une gaine FIMT ;
- les fibres obscurcies suite à l'irradiation à température ambiante transmettent à nouveau de la lumière lorsqu'elles sont chauffées à haute température.

3.3.3 Essai n° 2 : faible débit de dose à haute température

La deuxième campagne d'irradiation s'est déroulée sur la plate-forme MEGA de l'ONERA (Toulouse). L'intérêt de cette campagne d'irradiation est de fournir un premier retour d'expérience sur l'irradiation de fibres optiques à revêtement or dans un environnement haute température,

pour un rayonnement dont le débit de dose est proche de la valeur estimée sur site ($0,6\ \mathrm{Gy\,h^{-1}}$). De plus, l'ARI pourra être caractérisée sur une large gamme de longueur d'onde grâce au banc d'ARI.

Irradiateur, instrumentation associée, échantillons de fibres

La plate-forme MEGA est constituée d'un gamma-graphe mobile *Cegelec GMA 2500* (voir figure 3.14). Il s'agit d'une petite enceinte blindée en uranium appauvri sur remorque, dans laquelle se trouve une source de Co^{60}. Celle-ci peut être sortie de son enceinte de confinement par un bras mécanique ([25]). L'ensemble est piloté à distance en dehors de la zone d'irradiation.

FIGURE 3.14 – La source Co^{60} est confinée dans l'enceinte du gamma-graphe.

La source utilisée pour irradier les fibres optiques est du Co^{60}. Le débit de dose de la source est d'environ $1,2\ \mathrm{Gy\,h^{-1}}$ à 1 m. La longueur de la salle dans laquelle est installée la source permet de faire varier le débit dose entre 100 et moins de $0,03\ \mathrm{Gy\,h^{-1}}$ en fonction de la position de l'élément à irradier et de la source. Le champ d'irradiation est isotrope sur une demi-sphère (en raison de la disposition du gamma-graphe dans l'irradiateur). Le moyen d'essai est opérationnel 24 heures sur 24, 7 jours sur 7.

La figure 3.15 représente la mise en œuvre expérimentale dans l'irradiateur MEGA. Les échantillons de fibres irradiées sont bobinés sur un élément et disposés de manière à ce que le faisceau de rayons-γ arrive perpendiculairement à l'axe de la bobine de la fibre. La face avant du support métallique est située à 1,4 m de la source de Co^{60}, ce qui permet d'obtenir un débit de dose de $0,6\ \mathrm{Gy\,h^{-1}}$. Les 13 thermocouples présents dans l'élément chauffant sont reliés à la station d'acquisition. L'ensemble est recouvert d'un matelas calorifuge pour isoler la partie haute température des autres éléments environnants, ainsi que pour améliorer l'homogénéité en température des fibres chauffées. Enfin, des micro-dosimètres *ERMES Microdose MSV* sont positionnés pour mesurer le débit de dose environnant.

L'instrumentation utilisée pour cette campagne se compose des instruments suivants :

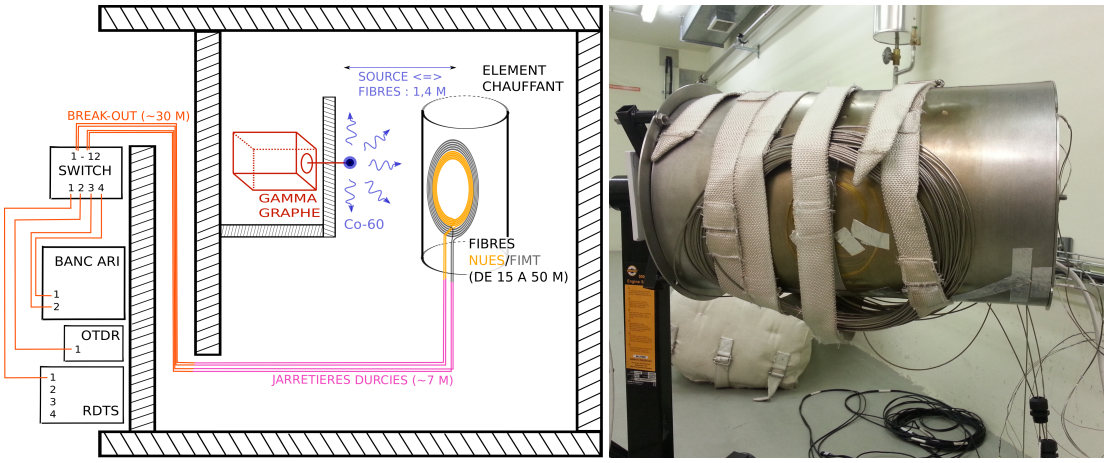

FIGURE 3.15 – Schéma de la mise en œuvre expérimentale de la deuxième campagne d'irradiation (gauche). Les fibres sont bobinées pour recevoir un débit de dose homogène à 0, 6 Gy h^{-1}@ 1, 4 m (droite).

- un RDTS Silixa Ultima-S en mode single-ended (le calcul de température a été réalisé en double-ended sur la portion de fibre au-delà du switch optique), pour réaliser des mesures de température et d'atténuation linéique à 1064 ± 50 nm en continu ;
- un OTDR JDSU MTS-6000 ;
- le banc d'ARI, pour réaliser des mesures d'atténuation lumineuse intégrée, entre 400 et 1550 nm en continu ;
- 13 thermocouples pour contrôler la variation de température en continu ;
- des micro-dosimètres ERMES MSV, pour compléter l'information de débit de dose estimée (mesure ponctuelle avant l'essai).

Les conditions d'irradiation sont résumées dans le tableau 3.5.

TABLE 3.5 – Débit de dose et dose cumulée reçue par les échantillons de fibres irradiées lors de la deuxième campagne d'irradiation. HT[1] : haute température. TA[2] : température ambiante. [3] : les valeurs affichées sont celles estimées par calcul.

CFO irradié		**Température**
AGI50/125/155G Nue		HT[1]
AGI50/125/155G Nue		TA[2]
AFS50/125/155G FIMT		TA
GIMMSC(50/125)P FIMT		TA
GIMMSC(50/125)P Nue		TA
Débit de dose @ 1, 4 m (Gy h^{-1})[3]	**Dose cumulée** (kGy)	**Durée d'irradiation**
0, 6	$0,15 \times 10^{-3}$	15 min
0, 6	$85,45 \times 10^{-3}$	5 *j* 22 *h* 10 m
0, 6	0, 2	7 *j* 23 *h* 10 m

L'estimation du débit de dose reçu par la fibre est celle fournie par calcul (fonction de l'activité de

la source au cours du temps et de la distance). La valeur de débit de dose mesurée par le micro-dosimètre est identique à la valeur estimée à ±1 cm de la distance entre la source et la cellule sensible du micro-dosimètre.

Principaux résultats bruts (température, ARI, OTDR)

Mesures RDTS Des mesures RDTS sur un échantillon de fibre irradiée AFS50/125/155G FIMT à température ambiante sont visibles sur la figure 3.16. La mesure de température le long de la

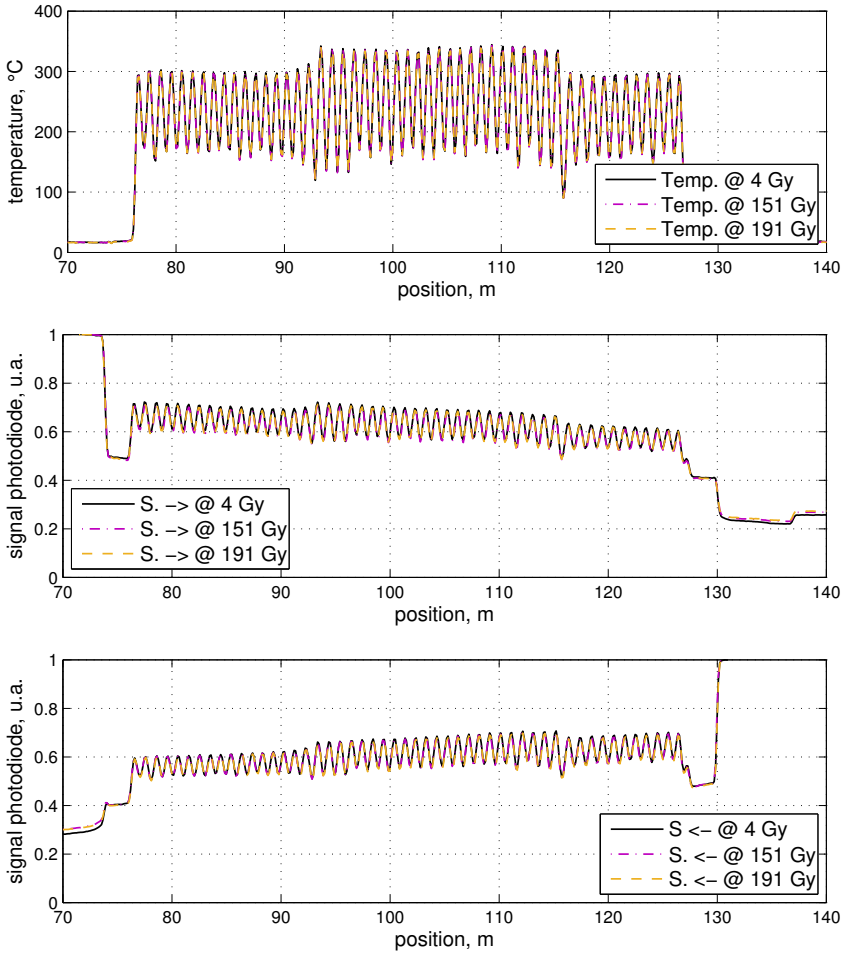

FIGURE 3.16 – Puissance de rétro-diffusion du signal Stokes aller et retour dans la fibre irradiée AFS50/125/155G FIMT (bas) et impact sur la température calculée (haut) pour plusieurs doses cumulées.

fibre bobinée sur l'élément chauffant montre que suite à un problème de conception, celui-ci n'est pas homogène en température. La variabilité spatiale de température autour de l'élément chauffant s'étend de ~ 150 à ~ 350 °C, ce qui est confirmé par les thermocouples de contrôle (voir figure 3.17) qui sont localisés dans l'élément chauffant.

La fibre bobinée telle que représentée sur la figure 3.15 passe donc plusieurs fois par plusieurs positions de températures différentes sur l'élément chauffant, ce qui donne cette signature de température oscillante le long de la fibre irradiée. Les valeurs mesurées par les fibres en surface de l'élément chauffant sont moins élevées que les valeurs mesurées par thermocouples localisés

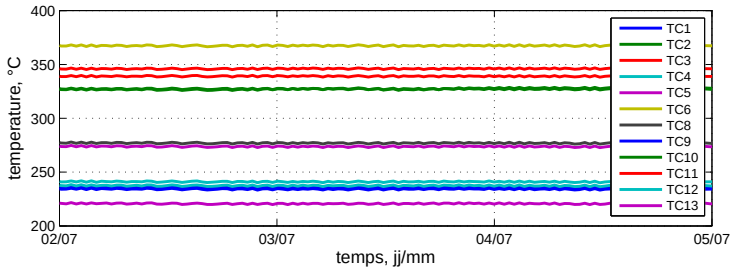

FIGURE 3.17 – Température mesurée par les thermocouples de contrôle de l'élément chauffant.

dans l'élément chauffant. Les valeurs des points les plus chauds et les plus froids relevés sur quelques fibres sont résumées dans le tableau 3.6. Non gainée, la fibre AGI50/125/155G Nue fait un excellent contact avec l'élément chauffant,ce qui explique probablement la température plus élevée.

TABLE 3.6 – Variabilité de température mesurée par les fibres positionnées sur l'élément chauffant inhomogène en température.

CFO irradié	**Température (°C)**	**Gaine FIMT**
AGI50/125/155G	300 à 330	non
AFS50/125/155G	200 à 340	oui
GIMMSC(50/125)P	100 à 320	oui

Néanmoins, contrairement à la première campagne d'irradiation, il n'y a pas d'ARI notable après une dose cumulée de 200 Gy (limite maximum obtenue après deux semaines d'essai). Ainsi, il n'y a pas de dérive de température mesurée telle que constatée précédemment, et la mesure de température par fibre optique reste constante durant l'essai. Enfin, l'ARI ne semble pas plus importante sur les portions de fibre à ~ 150 qu'à ~ 350 °C. Bien que l'essai de réponse à un saut de température ait démontré qu'il fallait ~ 1 m de fibre pour distinguer deux zones de température différentes (voir partie 2.1.1), ce qui n'est pas le cas dans cette mise en œuvre.

L'effet positif de la haute température supérieure à ~ 150 °C est aussi visible pour les autres échantillons de fibres testées AFS50/125/155G Nue et GIMMSC(50/125)P FIMT (voir figures 3.18 et 3.19).

Enfin, l'ARI est manifeste à température ambiante, tel qu'affiché sur la figure 3.20, qui représente l'ARI d'une fibre AGI50/125/155G Nue irradiée à température ambiante. Cet échantillon de fibre est aussi positionné à une distance de 1, 4 m pour l'irradier à un débit de dose d'environ $0,6\ \mathrm{Gy\,h^{-1}}$. Seul un sens de rétro-diffusion est représenté car la fibre s'est rompue en cours d'essai (vers ~ 97 m), ce qui rend son interrogation dans l'autre sens de lecture, ainsi que le calcul de température double-ended impossible. Néanmoins, il est tout de même possible d'observer l'ARI de la fibre à température ambiante par rétro-diffusion d'un sens de lecture. La tendance de l'atténuation de la transmission du signal lumineux est proche de celle qui a été observée sur la figure 3.12 (soit pour le même type de fibre, et après une dose cumulée identique que lors de la première campagne d'irradiation).

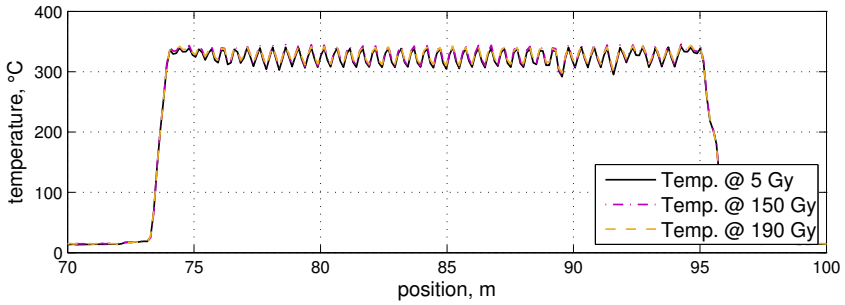

FIGURE 3.18 – Température calculée le long de la fibre AFS50/125/155G Nue pour plusieurs doses cumulées. L'ARI n'est pas suffisante pour dégrader la mesure de température.

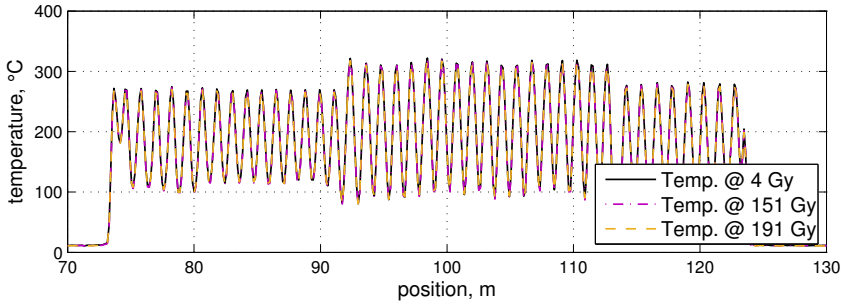

FIGURE 3.19 – Température calculée le long de la fibre GIMMSC(50/125)P FIMT pour plusieurs doses cumulées. L'ARI n'est pas suffisante pour dégrader la mesure de température.

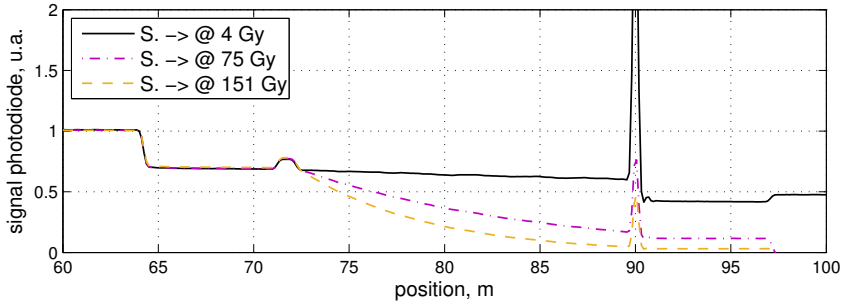

FIGURE 3.20 – Puissance de rétro-diffusion du signal Stokes aller dans la fibre AGI50/125/155G Nue au cours de la dose à température ambiante. De l'atténuation radio-induite est observée.

L'effet de la température sur l'ARI de la fibre est si positif à 1064 ± 50 nm qu'il masque l'effet d'autres paramètres tels que le type de dopants dans les fibres testées. Le banc d'ARI va permettre d'observer si ce phénomène est aussi valable pour d'autres gammes de longueurs d'onde.

Des mesures d'ARI en fonction de la longueur d'onde sont réalisées sur des échantillons de fibres AFS50/125/155G FIMT, AGI50/125/155G Nue (TA et HT) et GIMMSC(50/125)P FIMT, elles sont discutées plus en détail dans la partie 4.1.3. La figure 3.21 représente l'ARI de la fibre AFS50/125/155G FIMT à haute température. À cause de contraintes expérimentales, l'ARI est calculée à partir de 3 Gy et non 0 Gy (d'après la formule 1.48).

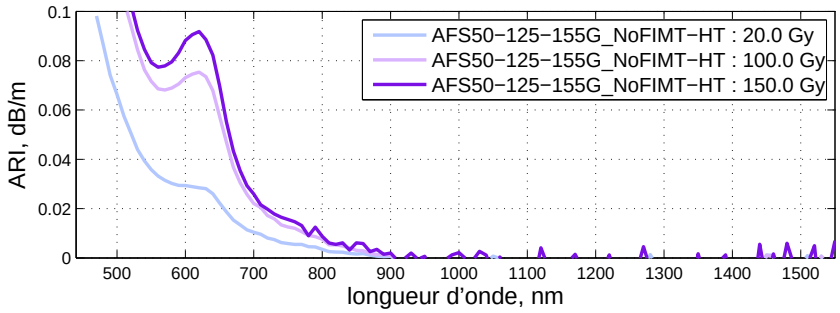

FIGURE 3.21 – ARI d'un échantillon de fibre AFS50/125/155G FIMT entre 440 et 1550 nm. L'ARI pour les basses longueurs d'onde démontre que la fibre a bien été irradiée.

La figure 3.21 ainsi que les autres figures présentées dans la partie 4.1.3 confirment que toutes les fibres, y compris celles dont on ne peut évaluer l'ARI à 1064 ± 50 nm, ont bien été irradiées. L'effet positif de la haute température à 1064 ± 50 nm est clairement mis en avant.

Conclusions de la campagne d'irradiation Les résultats obtenus sur la tenue des CFO à l'irradiation pour un débit de dose réaliste, mais une dose cumulée relativement faible en regard du besoin souhaité sont très encourageants :

- l'ARI des fibres à haute température n'a pas dégradé le calcul de température le long des fibres au cours de leur irradiation ;
- la cinétique de recombinaison d'une partie des défauts induits par irradiation est bien plus rapide qu'à température ambiante ;
- les longueurs d'onde d'émission λ_0 et de rétro-diffusion $\lambda_{S,aS}$ subissent moins l'atténuation due à la création de défauts, ce qui est corroboré par l'analyse chimique des fibres testées qui n'a pas permis de détecter des défauts connus pour absorber dans le spectre à 1064 ± 50 nm.

3.3.4 Essai n° 3 : fort débit de dose à haute température

La troisième et dernière campagne d'irradiation s'est déroulée à nouveau sur la plate-forme SAPHIR du CEA (Saclay). Le but de cette nouvelle campagne d'irradiation est d'observer la bonne tenue des fibres aux rayonnements à haute température, mais pour une dose cumulée supérieure au kGy. De fait, le débit de dose sera plus élevé que lors de la deuxième campagne d'irradiation. Un four haute température a été installé dans l'irradiateur pour réaliser les essais.

Irradiateur, instrumentation associée, échantillons de fibres

La source utilisée pour irradier les fibre optiques est le LINAC *Linatron-M9* (voir figure 3.7).

La figure 3.22 représente la mise en œuvre expérimentale dans l'irradiateur SAPHIR. Les échantillons de fibres irradiées sont bobinées sur un support dans un four haute température *Nabertherm TRS 240*[9]. Elles sont positionnées de manière à ce que le faisceau de photons de haute

9. Température maximum : 260 °C

énergie arrive perpendiculairement à l'axe de la bobine de fibre. Le support est situé à 5, 1 m de la cible de tungstène. Un thermocouple contrôle et régule la température de l'enceinte du four. Enfin, la chambre d'ionisation est située derrière les échantillons de fibre bobinés.

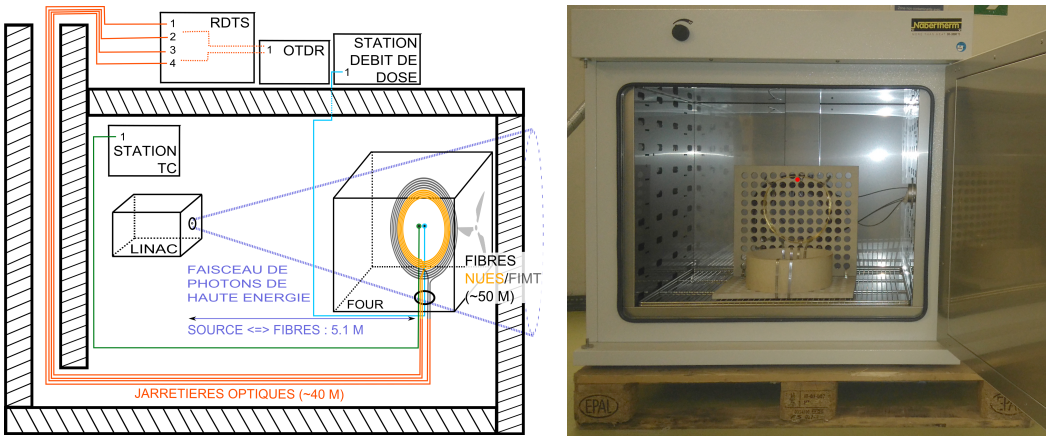

FIGURE 3.22 – Schéma de la mise en œuvre expérimentale de la troisième campagne d'irradiation (gauche). Les fibres sont bobinées sur un support résistant à la haute température pour recevoir un débit de dose homogène (droite), le centre du faisceau d'irradiation est matérialisé par un point rouge.

L'instrumentation utilisée pour cette campagne se compose des instruments suivants :

- un RDTS Silixa Ultima-S ;
- un OTDR JDSU MTS-8000 ;
- une chambre d'ionisation PTW TM 31013 ;
- un thermocouple pour piloter le four haute température en continu.

TABLE 3.7 – Débit de dose et dose cumulée reçue par les échantillons de fibres irradiées à haute température lors de la troisième campagne d'irradiation. [1] : les valeurs affichées sont celles estimées par le Linatron-M9.

AFS50/125/155G FIMT **AFS50/125/155G** Nue **GIMMSC(50/125)P** FIMT			
Température (°C)	**Débit de dose**[1] @ 5, 1 m (Gy h^{-1})	**Dose cumulée** (kGy)	**Durée d'irradiation**
260	3	6×10^{-3}	1 *h* 51 min
260	3	28×10^{-3}	7 *h* 17 min
260	24	177×10^{-3}	6 *h* 52 min
260	72	680×10^{-3}	6 *h* 48 min
260	72	762×10^{-3}	1 *h* 11 min
260	72	1, 309	7 *h* 23 min
260	72	1, 859	7 *h* 32 min
150	72	2, 436	7 *h* 52 min
205	72	2, 786	4 *h* 47 min

Les conditions d'irradiation auxquelles les fibres à revêtement haute température ont été soumises sont résumées dans le tableau 3.7, alors que les conditions d'irradiation auxquelles la fibre à revêtement acrylate a été soumise sont résumées dans le tableau 3.8.

TABLE 3.8 – Débit de dose et dose cumulée reçue un échantillons de fibres irradiée à température ambiante lors de la troisième campagne d'irradiation.

ITU-T G.651.1/OM2			
Température	**Débit de dose** @ 5, 1 m (Gy h^{-1})	**Dose cumulée** (kGy)	**Durée d'irradiation**
TA	72	762×10^{-3}	1 *h* 11 min
TA	72	1, 309	7 *h* 23 min
TA	72	1, 859	7 *h* 32 min
TA	72	2, 436	7 *h* 52 min
TA	72	2, 786	4 *h* 47 min

L'estimation du débit de dose reçu par la fibre est celle fournie par le Linatron-M9. L'écart des débits de dose mesurés entre la sonde PTW TM 31013 et le Linatron-M9 est du même ordre de grandeur que pour le premier essai.

Principaux résultats bruts (température, ARI, OTDR)

Un exemple regroupant l'atténuation des signaux de rétro-diffusion Stokes et anti-Stokes dans le sens direct (⟶), sur la portion irradiée de la fibre AFS50/125/155G Nue, en fonction du temps, de la dose et de la température calculée est présenté sur la figure 3.23.

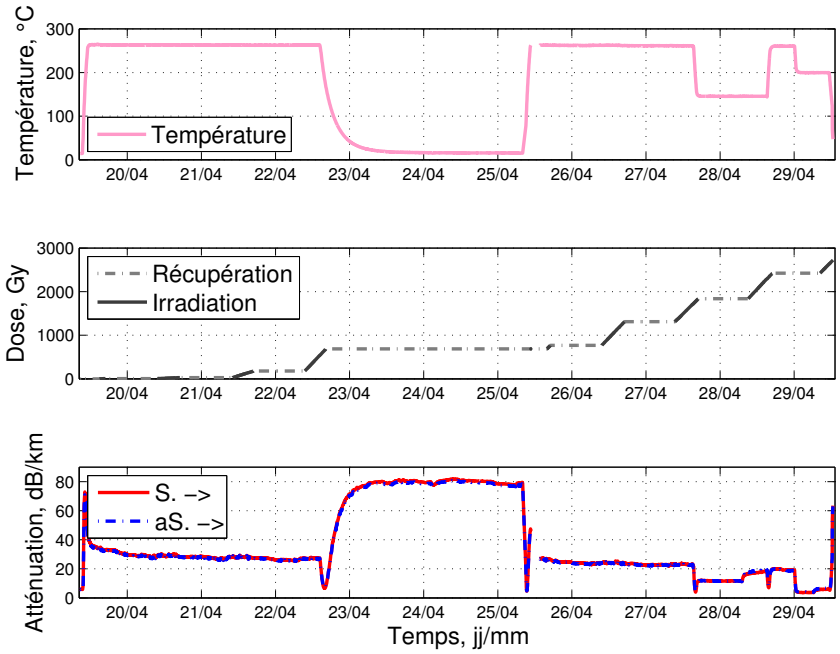

FIGURE 3.23 – Température moyenne et atténuation moyenne des signaux Stokes et anti-Stokes, calculés sur la portion de fibre AFS50/125/155G Nue irradiée au cours du temps ou de la dose reçue.

Cette figure permet de mieux comprendre le déroulé de la campagne d'irradiation résumée dans le tableau 3.7. Si l'effet de la variation d'atténuation en fonction de la température est directement observable, la variabilité de l'ARI est difficile à évaluer lorsque la température dans le four est supérieure à 150 °C. L'impact des temps de récupération ou des baisses de température sur l'atténuation est aussi notable. Par exemple, l'atténuation de la fibre à température ambiante a augmenté après deux semaines d'irradiation. De plus, cette figure montre que l'atténuation peut mettre plusieurs jours à se stabiliser après une forte variation de température. Pour cette campagne d'essais, une irradiation débutant environ une semaine après avoir atteint un plateau de température à 260 °C sur les fibres à revêtement métallique aurait permis de supprimer l'impact de la variation d'atténuation liée à la variation de température pour uniquement avoir un impact de l'irradiation sur la transmission lumineuse. Ce qui en terme de mise en œuvre expérimentale est impossible à réaliser, le four doit être arrêté les week-ends.

Mesures RDTS Des mesures RDTS sur un échantillon de fibre irradiée AFS50/125/155G FIMT à haute température sont visibles sur la figure 3.24. Après une dose cumulée supérieure de l'ordre

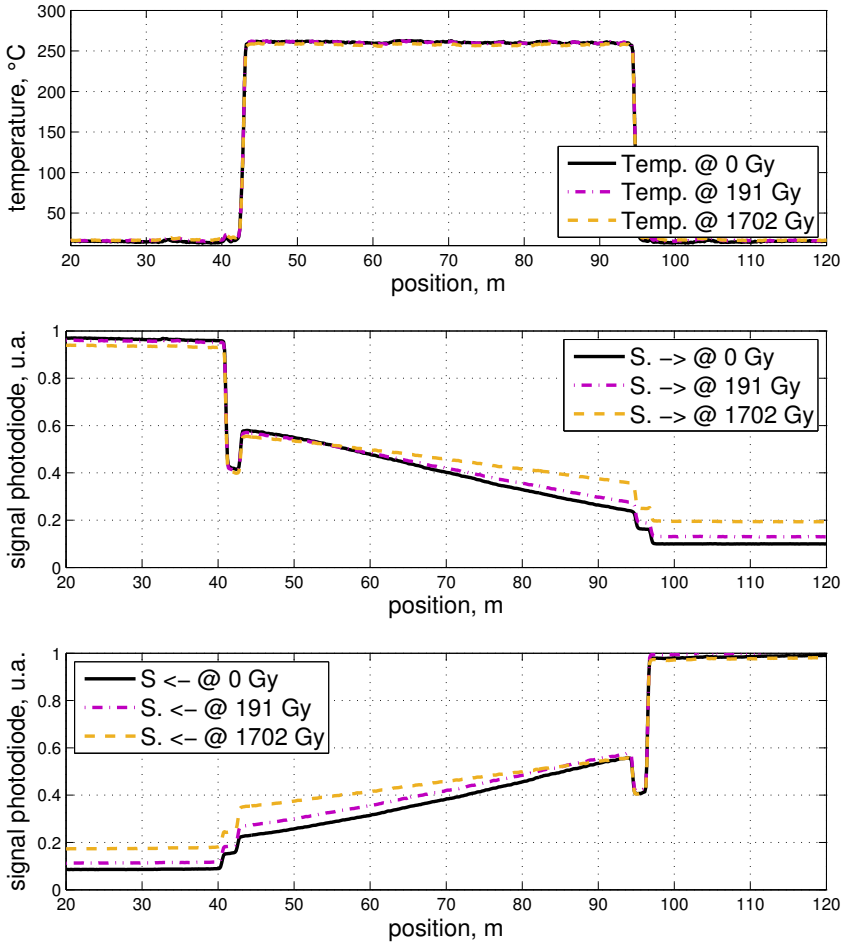

FIGURE 3.24 – Puissance de rétro-diffusion du signal Stokes aller et retour dans la fibre irradiée AFS50/125/155G FIMT (bas) et impact sur la température calculée (haut) pour plusieurs doses cumulées.

de 1, 7 kGy à une température de 260 °C, l'effet de l'ARI sur la fibre AFS50/125/155G FIMT ne peut

pas être directement mis en avant sur les figures de puissances rétro-diffusées. Au contraire, une augmentation sensible de puissance rétro-diffusée est visible le long de la zone portion de fibre irradiée. Cette augmentation de signal s'explique par une diminution progressive de l'atténuation sur cette portion de fibre qui est aussi chauffée, et qui s'accompagne d'un relâchement progressif des contraintes induites par le revêtement métallique or sur la fibre. Il faut du temps pour que l'atténuation atteigne un état d'équilibre après une forte variation de température (voir figure 2.15).

En revanche, une diminution du signal rétro-diffusé est visible sur les courbes à 1,7 kGy, au niveau du passage de la fibre de déport à la fibre irradiée (aux positions de ~ 42 et ~ 96 m, respectivement pour les sens de mesure direct ⟶ et indirect ⟵). Deux causes peuvent être à l'origine de cette diminution de signal en entrée de fibre irradiée :

— une atténuation locale de la fibre à l'interface four haute température et irradiateur à température ambiante, où une faible portion de fibre irradiée ne peut pas bénéficier de la guérison thermique ;

— une perte de puissance optique en amont de la zone irradiée (moins bon branchement, diminution de la puissance laser, …), visible sur les 20 premiers mètres avant que la lumière ne passe dans la portion bobinée dans le four.

Néanmoins, le résultat présenté ici confirme la bonne tenue aux rayonnements tel qu'observé dans le cadre de la deuxième campagne d'irradiation, mais pour une dose cumulée plus élevée.

La figure 3.25 représente la bonne tenue aux rayonnements de la fibre AFS50/125/155G Nue. Ici, l'impact positif de la haute température sur l'ARI ne permet pas de mettre en avant un effet

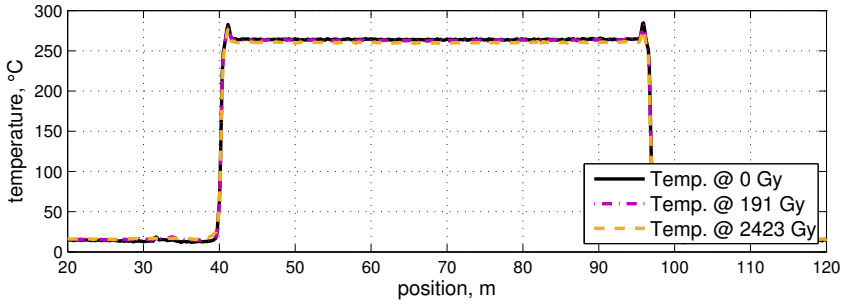

FIGURE 3.25 – Température calculée dans la fibre AFS50/125/155G Nue pour plusieurs doses cumulées. L'ARI n'est pas suffisante pour perturber la mesure de température.

protecteur aux rayonnements de la gaine FIMT en comparant les mesures obtenues entre la fibre AFS50/125/155G FIMT et la fibre AFS50/125/155G Nue.

Deux dépassements de température supérieurs à 260 °C sont visibles à chaque extrémité du plateau de température. Présents sur les signaux bruts, ces pics peuvent être dus à la proximité de la fibre nue avec les résistances chauffantes logées dans le châssis du four, au niveau de la gaine qui permet le passage de câbles à travers le four. Ce phénomène n'est pas observable sur les fibres FIMT, celles-ci ne sont pas collées à la paroi interne de cette gaine.

Le signal de rétro-diffusion Stokes mesuré sur la fibre GIMMSC(50/125)P FIMT irradiée est affiché sur la figure 3.26. Le signal de température n'est pas affiché à cause d'une erreur de mesure : les

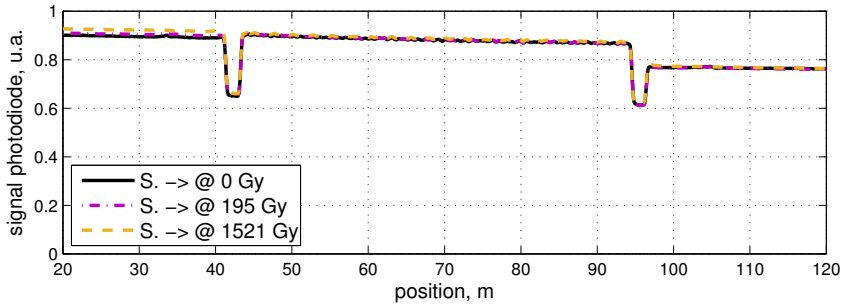

FIGURE 3.26 – Puissance de rétro-diffusion du signal Stokes aller dans la fibre GIMMSC(50/125)P FIMT au cours de la dose. Il n'y a pas d'atténuation de signal observée.

premiers mètres de fibres positionnées dans le four à 260 °C rétro-diffusent trop de signal anti-Stokes, ce qui a pour effet de saturer la photodiode du RDTS. Néanmoins, le signal Stokes est stable au cours de la dose reçue.

Enfin, la figure 3.27 représente l'atténuation de la fibre standard ITU-T G.651.1/OM2. Cette fibre

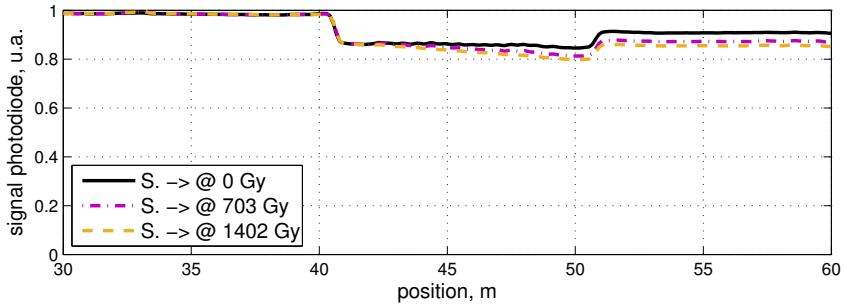

FIGURE 3.27 – Puissance de rétro-diffusion du signal Stokes aller dans la fibre standard ITU-T G.651.1/OM2 au cours de la dose. De l'ARI peut être observée.

à revêtement acrylate a été irradiée devant le four, dans des conditions très proches de celles présentées dans la partie 3.3.2 (la distance entre la source et l'échantillon est plus grande ici, donc le débit de dose environnant est plus faible).

L'échantillon de fibre est bobiné, centré par rapport au faisceau, sans obstacle et irradié à température ambiante. Si l'ARI est visible à température ambiante, elle est tout de même nettement moins prononcée que cette même fibre à revêtement or pour un même débit de dose (voir figure 3.12). Cette observation confirme que le bilan de puissance optique sous irradiation à température ambiante est réduit pour les fibres à revêtement or. Ainsi, il est préférable de :

- utiliser une fibre à revêtement or que lorsque la température de l'environnement l'exige ;
- privilégier des jarretières durcies de fibres à revêtement standard pour relier le CFO positionné sur l'élément à instrumenter au RDTS déporté lorsque la température de l'environnement le permet.

3.4 Conclusion générale des essais

À température ambiante, les fibres multimodes à revêtement or résistent mal à une irradiation proche des conditions estimées sur site. Il n'y a plus de transmission lumineuse pour une dose cumulée bien inférieure au besoin estimé. Si les fibres à revêtement or n'offrent pas d'aussi bonnes performances de rétro-diffusion que d'autres fibres multimodes commerciales, l'effet est accentué sous irradiation. L'ARI observée sur ces fibres montre une tenue plutôt médiocre aux rayonnements en regard d'autres fibres commerciales testées dans la littérature. Les principales causes à l'origine de ce constat sont les suivantes :

— le signal observé est un signal rétro-diffusé peu intense, en particulier dans certaines fibres à faible coefficient de capture Raman ;

— l'atténuation de la fibre avant irradiation est élevée, en raison des contraintes du revêtement métallique et de la gaine FIMT appliquées.

Néanmoins, les fibres à revêtement or sont les seules à résister aux températures supérieures à 300 °C sur de longues périodes. De plus, leur forte atténuation permet au moins d'éviter la saturation de la photodiode du RDTS qui mesure la rétro-diffusion anti-Stokes à haute température. Ainsi, les rétro-diffusions Stokes et anti-Stokes de ce type de fibre irradiées ont pu être observées in-situ à haute température. La variabilité de l'atténuation de la portion de fibre irradiée et son impact sur la mesure de température calculée a pu être évaluée.

Un impact très favorable de la haute température, favorisant la cinétique de recombinaison des défauts induits sous irradiation a pu être mis en avant. Seule une partie des défauts induits ont été réparés, car l'atténuation des fibres irradiées à haute température est plus élevée lorsqu'elles sont refroidies à température ambiante qu'avant l'irradiation. La haute température permet aussi d'augmenter l'intensité des signaux rétro-diffusés, ce qui compense les pertes de transmission lumineuse. De plus, la gamme de longueurs d'onde à 1064 ± 50 nm est particulièrement favorable : il n'y pas de centres colorés détectés dans les fibres irradiées, l'ARI est principalement présente à cause des queues d'absorption des centres colorés localisés en dehors de cette gamme de longueurs d'onde. Enfin, un effet positif de la gaine FIMT a pu être observé, car en plus de protéger mécaniquement la fibre, celle-ci peut agir comme un blindage contre les rayonnements d'énergie les plus faibles.

Ces résultats sont très encourageants pour l'instrumentation par CFO prévue sur site industriel. Ils laissent supposer qu'une fibre irradiée sur une tuyauterie de type LEP à haute température pendant un an en continu ne s'obscurcira pas suffisamment pour empêcher la mesure de température.

Chapitre 4

Résultats de la caractérisation de l'atténuation radio-induite

Si le chapitre précédent met en avant les principales tendances d'ARI observées sur les fibres irradiées à haute température lors des trois campagnes d'irradiation, ce chapitre consiste en une étude paramétrique quantifiée. L'impact des trois grandes catégories de paramètres d'influence listés dans la partie 1.5.3 (rayonnements, optiques et systèmes) y est détaillé.

Dans un premier temps l'impact du type de source utilisée est observé. Trois paramètres caractéristiques d'une irradiation sont passés en revue :

1. énergie du rayonnement incident ;
2. débit de dose ;
3. dose cumulée.

Bien que la marge de manœuvre possible sur ces paramètres soit nulle dans le cadre d'une instrumentation sur site, les précédents chapitres ont démontré que :

1. l'énergie des rayonnements autour d'une tuyauterie peut s'étaler de zéro à l'énergie initiale de désintégration radio-active ;
2. le débit de dose peut varier en fonction de la position sur la tuyauterie, et est souvent surestimé à cause de hautes marges initiales ;
3. la reconduction d'une campagne d'instrumentation sur site sur plusieurs cycles de production (entre les arrêts pour rechargement de combustible) est envisageable si la fibre n'est pas trop obscurcie après un cycle.

L'ensemble de ces trois points particuliers justifie leur étude. De même, les paramètres optiques ne sont pas à négliger :

— l'impact de la longueur d'onde est primordial ;

— l'impact de la puissance optique n'a pas pu être mis en avant. S'il est possible de faire varier la puissance optique du RDTS en ajoutant un atténuateur en sortie pour observer l'influence de la puissance optique, la faible tenue des fibres à température ambiante n'a pas justifié d'évaluer son impact ;

— le type de fibre (saut d'indice ou gradient d'indice) joue un rôle sur la tenue des fibres mais n'est peut être pas si primordial lors d'une mesure à haute température sur de faibles longueurs ;

— le type de dopant utilisé dans la fibre est essentiel.

Enfin, le rôle des paramètres systèmes est très hétérogène :

— l'impact de la température de l'environnement joue ici un rôle majeur ;

— le blindage par la gaine FIMT a un impact positif, en particulier si la température diminue.

Une synthèse des phénomènes observés en fonction de la variabilité des paramètres étudiés est réalisée. Ces résultats aideront à quantifier l'incertitude sur la mesure de température par rétro-diffusion Raman au sein des fibres optiques dans de tels environnements.

4.1 Étude paramétrique de l'évolution de l'atténuation radio-induite

Cette partie se focalise sur l'impact des paramètres liés aux conditions d'irradiation.

4.1.1 Impact du type de rayonnements

Deux irradiateurs différents ont été utilisés lors des campagnes d'irradiation : LINAC et Co^{60}. Bien qu'il soit nécessaire de le vérifier par l'expérience, l'impact de la différence d'énergie entre 1 et 9 MeV est probablement négligeable : d'après la figure 1.31, l'effet Compton est majoritaire dans cette gamme d'énergie pour un numéro atomique $Z_{SiO_2} = 30$. En revanche, et parce qu'il n'est pas possible de réaliser un an d'essai dans un irradiateur à faible débit de dose réel, un essai à fort débit de dose a permis d'atteindre l'équivalent d'un an de dose cumulée estimée sur une fibre positionnée autour d'une tuyauterie. Néanmoins, la représentativité de l'essai peut alors être discutable si l'ARI n'est pas linéaire avec le débit de dose. L'impact du débit de dose doit être évalué, il a été identifié dans la littérature comme une cause pouvant expliquer les variations d'ARI mesurées (voir figure 1.35). Des mesures d'ARI à différents débits de dose sont présentés.

À température ambiante la figure 4.1 représente l'atténuation du signal rétro-diffusé Stokes (~ 1115 nm) de deux échantillons d'une même fibre AGI50/125/155G Nue irradiée par un LINAC (192 $Gy\,h^{-1}$) ou au Co^{60} (0,6 $Gy\,h^{-1}$). Les deux différences majeures liées aux sources de rayonnements sont :

— le débit de dose émis par le LINAC, environ 300 fois supérieur à celui du Co^{60} ;

— l'énergie du faisceau du LINAC, de forme gaussienne centrée à 6 ou 9 MeV lors de l'essai, contre deux raies étroites à 1,17 et 1,33 MeV pour le Co^{60}.

Pour une même dose cumulée, l'ARI est du même ordre de grandeur dans les deux cas d'irradiation. Alors que Chigusa *et al.* [27] a par exemple mis en avant une ARI deux fois plus importante sur une même fibre monomode germano-silicate irradiée (à un débit de dose de respectivement 1 et 100 $Gy\,h^{-1}$, soit un facteur 100 @ 1300 nm), cet essai ne permet pas de distinguer l'impact du débit de dose sur l'ARI, malgré des conditions d'irradiations proches : le type de rayonnements, les débits de dose et les doses cumulées sont du même ordre de grandeur, seule la source

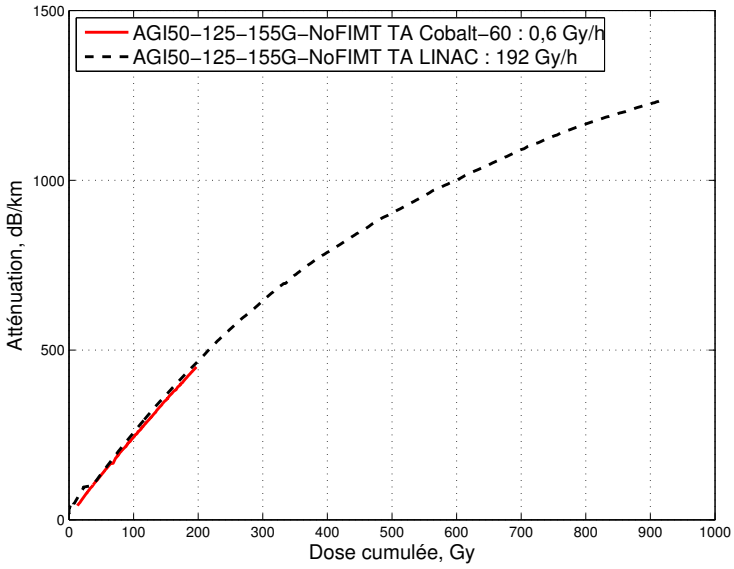

FIGURE 4.1 – Atténuation du signal rétro-diffusé Stokes (~ 1115 nm) direct le long d'une fibre AGI50/125/155G Nue irradiée à température ambiante en fonction de la dose cumulée lors d'une irradiation au Co^{60} ou au LINAC. L'impact du type de source et du débit de dose n'est pas mis en avant.

ne varie pas (Co^{60}). En revanche, l'atténuation observée sur les fibres ici est beaucoup plus importante (~ 250 $dB\,km^{-1}$ mesuré lors des essais contre ~ 3 $dB\,km^{-1}$ après une dose cumulée de 100 Gy dans la référence citée). La différence de type de fibre (mono/multimode) ou de longueur d'onde (1064/1300 nm) n'explique pas un tel écart. Une interprétation possible quant à cette observation différente par rapport à la littérature est qu'ici, l'ARI est observée sur un signal rétro-diffusé de très faible intensité et qui se propage dans une fibre fortement atténuante à température ambiante. L'obscurcissement de la fibre sur ce type de transmission lumineuse est alors trop importante, même après une faible dose cumulée, pour observer des variations de cinétiques d'atténuation en fonction du débit de dose.

La figure 4.2 est un agrandissement de la figure 4.1, où l'atténuation du signal rétro-diffusé Stokes de deux échantillons d'une même fibre AGI50/125/155G Nue irradiée, par un LINAC ou au Co^{60} est représentée. Deux débits de dose différents ont été testés avec le LINAC, ce qui donne trois débits de dose différents (0, 6, 24 et 192 $Gy\,h^{-1}$). Pour chaque débit de dose, la dose cumulée déjà reçue par la fibre est soustraite sur la figure afin que les trois courbes soient recalées sur l'axe des abscisses, et que seule la dose reçue lors de la session d'irradiation soit affichée. Comme pour la figure 4.1, aucun effet notable du débit de dose entre une source de Co^{60} et des photons de haute énergie n'est visible entre 0,6 et 192 $Gy\,h^{-1}$ pour une dose cumulée de 200 Gy.

À haute température la figure 4.4 représente l'atténuation du signal rétro-diffusé Stokes de deux échantillons d'une même fibre AFS50/125/155G FIMT irradiée, par un LINAC ou au Co^{60}. L'atténuation de la fibre irradiée sur l'élément chauffant de température hétérogène n'est probablement pas représentative de la réalité en raison d'un ajustement de la pente d'atténuation entre les extrémats de puissances Stokes mesurées (la température oscille fortement le long de

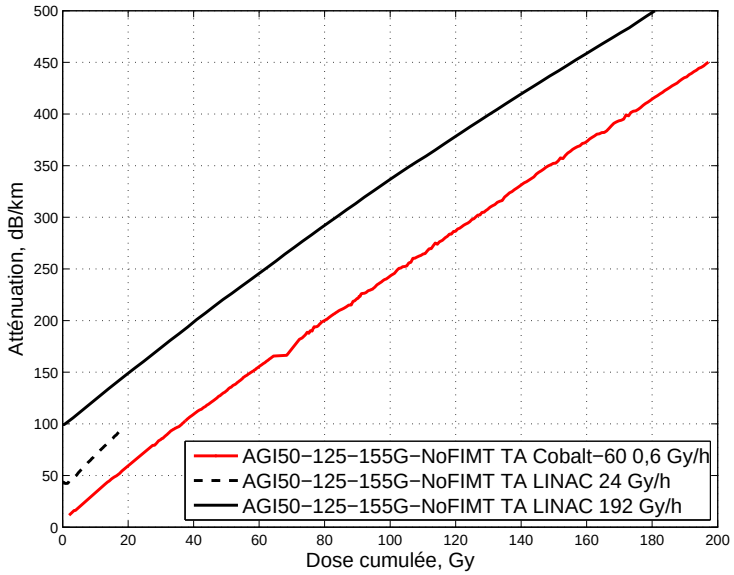

FIGURE 4.2 – Atténuation du signal rétro-diffusé Stokes direct le long d'une fibre AGI50/125/155G Nue irradiée à température ambiante en fonction de dose la dose cumulée lors d'une irradiation au Co^{60} ou au LINAC. L'impact du débit de dose n'est pas mis en avant.

la fibre). Néanmoins, cette valeur ne varie pas en fonction de la dose, car comme il a été démontré dans les parties 3.3.3 et 3.3.4, il est difficile de mettre en avant l'augmentation de l'ARI en fonction de la dose cumulée à haute température. Grâce à la haute température, la cinétique de recombinaison de certains défauts est suffisamment accélérée pour obtenir une transmission de la rétro-diffusion lumineuse constante en fonction de la dose cumulée. Ce constat a motivé le troisième essai d'irradiation à haute température et fort débit de dose.

4.1.2 Impact de la dose totale reçue

Il a été démontré dans la littérature que l'ARI n'est pas nécessairement linéaire avec la dose cumulée reçue par la fibre, malgré des conditions d'irradiation identiques (Chigusa *et al.* [27]; Troska *et al.* [136]). Ce phénomène est visible sur les figures 1.35 et 1.36, et peut s'expliquer par une compétition entre la génération et le blanchiment des défauts induits par rayonnement, non linéaires avec la dose cumulée (Griscom *et al.* [60]).

Par exemple, la figure 4.1 montre qu'il n'est pas possible d'extrapoler l'ARI d'une fibre pour une dose cumulée supérieure. Au-delà de 300 Gy, la pente de la courbe d'ARI diminue pour tendre vers une valeur de l'ordre de 1500 dB km^{-1}. Cependant, il n'est pas possible de confirmer que cette observation est corrélée aux observations faites dans la littérature. La raison est qu'au-delà de 300 Gy, le signal mesuré par le RDTS est si faible qu'il tend vers zéro. Ainsi, le fait que la courbe d'ARI tende vers une valeur limite est plus probablement lié au fait que la limite de dynamique de mesure de l'appareil soit atteinte.

Des résultats d'ARI obtenus sur une fibre multimode 50/125 µm standard à revêtement acrylate irradiée à température ambiante sont d'abords présentés, suivis de ceux obtenus sur une fibre à revêtement or à haute température. Bien que la fibre à revêtement acrylate ne présente pas

d'intérêt particulier dans cette étude à cause de sa fragilité à haute température, les mesures d'ARI obtenues sur cette fibre en fonction de la dose cumulée peuvent être plus facilement reliées à de précédents travaux que pour les fibres à revêtement métalliques.

Fibre à revêtement acrylate

La figure 4.3 représente l'impact du débit de dose sur l'atténuation du signal rétro-diffusé Stokes d'un échantillon de fibre standard ITU-T G.651.1/OM2 à température ambiante. Pour une dose cumulée supérieure au kGy, la figure 3.27 démontre que le bilan optique permet toujours de réaliser des mesures de rétro-diffusion avec le RDTS afin de calculer l'ARI sans atteindre la limite de dynamique de mesure de l'instrument.

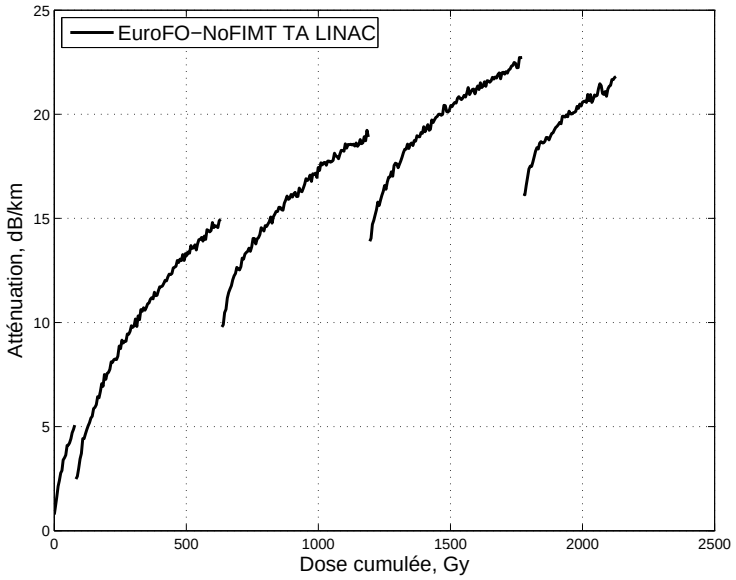

FIGURE 4.3 – Atténuation du signal rétro-diffusé Stokes direct le long d'une fibre standard ITU-T G.651.1/OM2 Nue irradiée à température ambiante en fonction de la dose cumulée lors d'une irradiation au LINAC. L'impact de la dose cumulée et des temps de récupération sont visibles.

Les mesures d'ARI en fonction de la dose cumulée obtenues sur cette fibre permettent de confirmer que l'irradiation au LINAC met en avant :

- le caractère non linéaire de l'ARI en fonction de la dose cumulée ;
- la récupération partielle de transmission lumineuse entre deux essais d'irradiation à température ambiante (environ 16 h de repos).

De plus, la figure 4.3 permet d'estimer $\alpha_{ARI}(1115\text{ nm}, 1\text{ kGy}) \approx 17\text{ dB km}^{-1}$, ce qui est du même ordre de grandeur que la valeur mesurée par Chigusa *et al.* [27] avec $\alpha_{ARI}(1300\text{ nm}, 1\text{ kGy}) \approx 10\text{ dB km}^{-1}$ sur une fibre germano-silicate monomode (voir figure 1.35, pour un débit de dose de 100 Gy h^{-1}). De même, dans une étude plus récente, Wijnands *et al.* [144] mesurent une valeur d'ARI $\alpha_{ARI}(1310\text{ nm}, 1\text{ kGy}) \approx 18\text{ dB km}^{-1}$ sur trois fibres germano-silicates monomodes commerciales à revêtement inconnu standard (probablement acrylate), après une irradiation au Co^{60} pour un débit de dose de 720 Gy h^{-1}. Certes, des différences sont présentes comme par exemple le type de fibre monomode, les conditions d'irradiation, la longueur d'onde ou encore la mise en

œuvre expérimentale. Mais le bon accord de l'ordre de grandeur de l'ARI mesurée sur une fibre standard germano-silicate à température ambiante confirme que les autres résultats d'ARI bien plus élevés obtenus pour des fibres à revêtements métalliques, bien que difficiles à corréler à la littérature, restent à priori justifiés.

Initialement, ce résultat aurait aussi dû permettre de différencier précisément l'impact du revêtement or lors d'une irradiations sur deux fibres ITU-T G.651.1/OM2 et AGI50/125/155G, dont la distribution radiale de dopants par mesure EPMA s'est avérée similaire (voir la partie 2.4). Mais le phénomène de récupération visible sur la figure 4.3 montre clairement que la concentration de phosphore est plus faible voire nulle dans l'échantillon de fibre ITU-T G.651.1/OM2 irradiée. Malgré des précautions prises pour s'assurer d'une bonne connaissance de la composition chimique des fibres irradiées, la variabilité de production de certaines fibres testées n'a pas permis de détecter cette différence de composition avant l'irradiation.

Néanmoins, les figures 4.1 (fibre germano-silicate à revêtement or) et 4.3 (fibre germano-silicate à revêtement acrylate) mettent en avant un écart considérable d'ARI en fonction de la dose cumulée à température ambiante dans des conditions d'irradiation identiques. Si la température de l'élément à instrumenter est faible, il est indispensable d'utiliser une fibre durcie contre les rayonnements (par exemple PSC), et dont le revêtement dégrade le moins possible la transmission lumineuse de la fibre (acrylate et polyimide pour des températures maximum de respectivement 80 et 300 °C).

Fibre à revêtement haute température

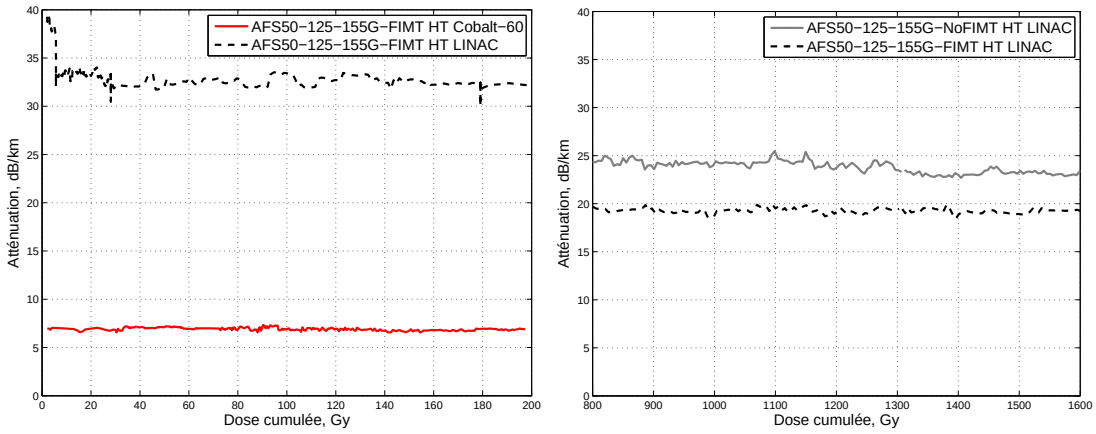

FIGURE 4.4 – Atténuation du signal rétro-diffusé Stokes direct d'une fibre AFS50/125/155G irradiée à haute température en fonction de la dose cumulée lors d'une irradiation au Co^{60} ou au LINAC. L'impact de la dose cumulée à cette température ne peut pas être mis en avant

La figure 4.4 représente l'atténuation du signal rétro-diffusé Stokes (~ 1115 nm) d'un échantillon de fibre AFS50/125/155G Nue et FIMT irradiée par un LINAC. À haute température, l'impact de la dose cumulée sur la variation d'ARI ne peut pas être mis en avant, en raison de la récupération de la fibre à haute température et de la lente stabilisation de l'atténuation liée au relâchement de contraintes induites par le revêtement or à cette température. Cette stabilisation d'atténuation est prédominante face à l'irradiation sur l'atténuation de la fibre, car l'atténuation décroit mal-

gré une dose cumulée qui augmente. Il ne peut pas non plus s'agir d'ERI car ce phénomène de décroissance d'atténuation se produit pendant les phases d'irradiation et de récupération.

Deux facteurs expliquent les différences d'atténuations mesurées sur la figure 4.4. D'une part, les phases d'irradiation au LINAC sont affichées pour une température de 260 °C, alors que les phases d'irradiation au Co^{60} ont été réalisées à température hétérogène qui oscille entre 200 et 340 °C, d'où la différence d'atténuation sur les deux fibres de la figure de gauche. D'autres part, certaines fibres sont gainées FIMT et d'autres sont nues, ce qui modifie le comportement de l'atténuation en fonction de la température et du temps (grâce à la relaxation des contraintes induites par le revêtement).

4.1.3 Impact des dopants présents dans les fibres

Comme le montre la littérature, l'impact des dopants dans les fibres et la création des défauts qu'ils sont susceptibles d'engendrer sous irradiation expliquent pourquoi certaines fibres résistent mieux aux rayonnements que d'autres. Les fibres irradiées qui sont listées dans le tableau 3.2 sont principalement dopées germanium dans le cœur ou fluor dans la gaine. Un cas intéressant de fibre dopée fluor dans le cœur et la gaine est aussi caractérisé. La tenue spectrale de ces fibres irradiées est analysée et comparée.

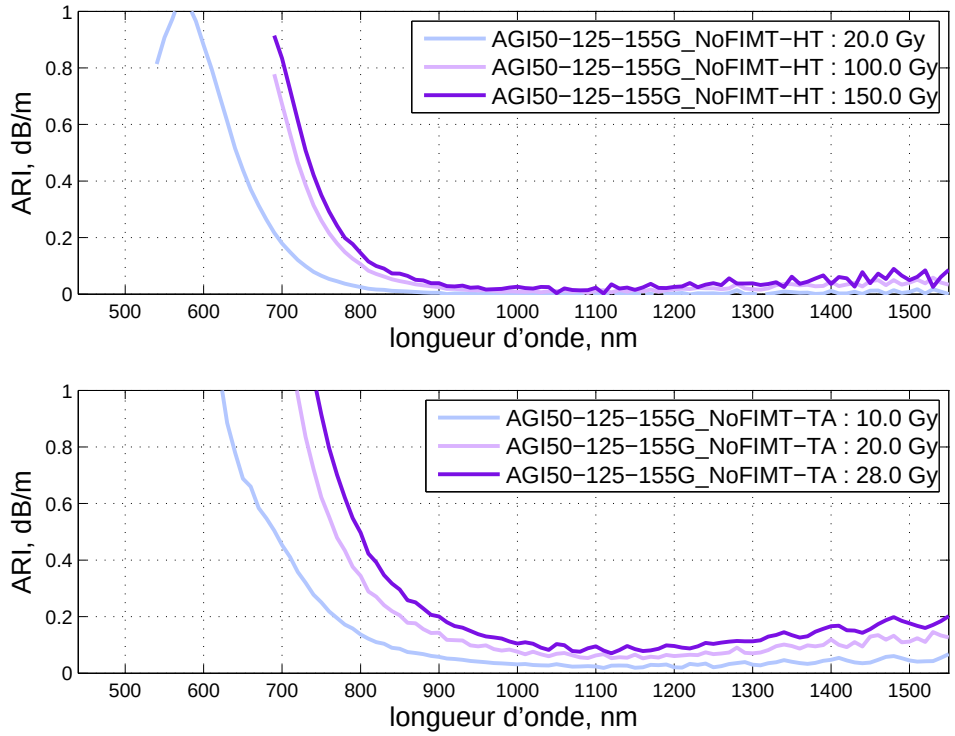

FIGURE 4.5 – ARI de plusieurs échantillons de fibres entre 440 et 1550 nm. L'ARI d'une même fibre à haute température (haut) est plus faible qu'à température ambiante (bas).

Pour comparer l'impact des dopants, les mesures du banc d'ARI réalisées lors de la deuxième campagne d'essais sont étudiées. Elles permettent d'obtenir une information sur l'apparition et

la croissance des centres colorés induits par la création de défauts en fonction de la dose cumulée reçue par la fibre, et de leur éventuelle réparation suite à l'effet bénéfique de la température.

Fibre à dopage germanium / phosphore

Comme il a été vu dans la partie 1.3.4, les fibres à gradient d'indice dopées germanium dans le cœur sont privilégiées pour la mesure de température répartie par effet Raman. Ce type de fibre a donc été irradié à haute température pour étudier sa tenue aux rayonnements.

La figure 4.5 représente l'ARI d'une fibre AGI50/125/155G à haute température et température ambiante. L'ARI de la fibre AGI50/125/155G Nue à température ambiante n'est affichée que jusqu'à 28 Gy car la fibre s'est rompue au-delà, ce qui empêche toute mesure de signal intégré.

La haute température a un impact positif dans toutes les gammes de longueurs d'onde sondées, puisque l'ARI d'une fibre après une dose cumulée de 30 Gy à température ambiante est du même ordre de grandeur que l'ARI de cette même fibre après 150 Gy à haute température. Bien que le signal sature après une faible dose cumulée de 20 Gy aux longueurs d'onde inférieures à 700 nm. Un pic à ~ 570 nm, caractéristique de la présence de phosphore, se distingue sur la mesure à haute température.

Cependant, l'allure générale de l'ARI entre 700 et 1550 nm est la même quelle que soit la température : élevée aux basses et grandes longueurs d'onde et plus faible entre 800 et 1300 nm. Dans cette gamme de longueurs d'onde, il ne semble pas y avoir de centre coloré identifié. La principale cause d'ARI peut alors être due aux queues des gaussiennes des centres d'absorption.

Fibre à dopage fluor

Les fibres qui utilisent du fluor comme dopant dans la gaine, ou dans le cœur et la gaine, sont plus résistantes aux rayonnements que les fibres germano-silicates. Ces fibres sont donc particulièrement intéressantes pour cette étude.

La figure 4.6 représente l'ARI des fibres AFS50/125/155G FIMT et GIMMSC(50/125)P FIMT à haute température.

La répartition spectrale de l'ARI entre les fibres AFS50/125/155G et AGI50/125/155G suit la même tendance : l'ARI est nettement plus élevée dans les basses longueurs d'onde, avec un pic autours de 600 nm. En revanche, l'amplitude de l'atténuation est diminuée d'un facteur 10 pour une même dose cumulée, ce qui confirme la meilleure résistance des fibres PSC à gaine optique dopée fluor par rapport aux fibres germano-silicates. Pour une dose cumulée de 200 Gy, l'impact à 1064 ± 50 nm est moins marqué, car l'atténuation de transmission lumineuse reste faible avec les deux types de fibres.

Enfin, c'est sur la fibre GIMMSC(50/125)P FIMT qu'est mesurée la plus faible ARI, en particulier dans les basses longueurs d'onde (bien qu'un bruit de mesure plus important, actuellement inexpliqué, soit présent sur l'intégralité du spectre). Le pic à 620 nm est beaucoup moins marqué, ce qui appuie l'intérêt d'ajouter du fluor dans le cœur pour augmenter la résistance de la fibre aux rayonnements, tel qu'il a déjà été observé dans la littérature (Sanada *et al.* [123]; Griscom

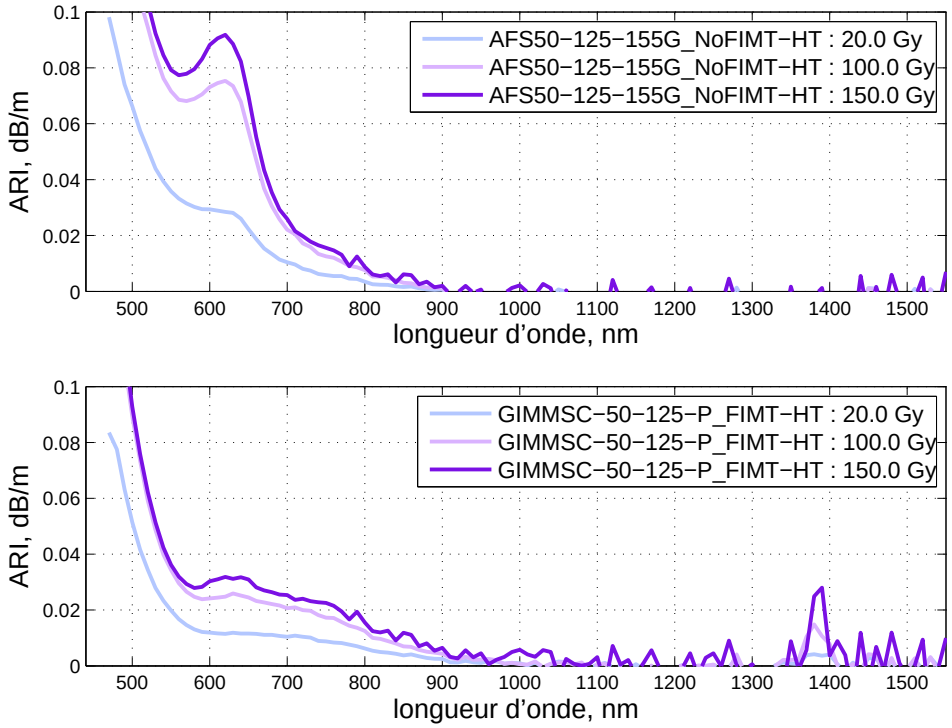

FIGURE 4.6 – ARI de plusieurs échantillons de fibres à dopage fluor entre 440 et 1550 nm à haute température. L'ARI d'une fibre PSC à gaine fluor (haut) est plus élevée qu'une fibre à cœur et gaine fluor (bas).

[59]; Wijnands *et al.* [144]). Un nouveau pic à ~ 1390 nm apparaît, il est probablement caractéristique de l'augmentation de liaisons OH absorbantes dans une fibre mal protégée par un revêtement peu résistant aux hautes températures (Brichard *et al.* [18]; Hawn *et al.* [69]).

Analyse de la gamme spectrale

Pour toutes les fibres étudiées, trois grandes tendances sont observables :

1. l'ARI est notable aux longueurs d'onde inférieures à 800 nm ;
2. l'ARI est la plus faible dans la gamme de longueurs d'onde qui s'étend de 800 à 1200 nm ;
3. l'ARI augmente sensiblement au-delà de 1200 nm pour les fibres les moins résistantes aux rayonnements.

La forte atténuation aux longueurs d'onde inférieures à 900 nm est principalement due aux queues des gaussiennes d'absorptions engendrées par la création de défauts suite à l'irradiation des fibres. D'après le tableau 1.4, les principaux défauts induits dans les fibres à matrice SiO_2 sont les centres E', les NBOHC, les POR et les STH. En raison de la saturation du banc d'ARI, il est difficile d'identifier précisément les nombreux défauts possibles présents dans les fibres irradiées pour des longueurs d'onde inférieures à 600 nm (voir figure 1.33, d'après Girard *et al.* [52]).

Pour l'échantillon AGI50/125/155G, le pic d'atténuation à 570 nm distingué uniquement à haute température est caractéristique de défauts POHC (Girard *et al.* [51]), cette fibre contenant une quantité significative de phosphore. Un pic dans le spectre à 620 nm, spécifique aux défauts

Si-NBOHC, se distingue au cours de la dose reçue pour l'échantillon de fibre AFS50/125/155G. Comme il s'agit de silice pure, le défaut POR peut aussi participer à l'intensité de ce pic (Brichard *et al.* [21]). Quant au spectre d'ARI de la fibre GIMMSC(50/125)P, le pic à 620 nm semble nettement réduit. Si l'étude de la génération de défauts dans les fibres dopées fluor est moins présente dans la littérature, l'atténuation qui se distingue de ~ 600 à ~ 800 nm pourrait être engendrée par des STH précurseurs dont la réparation diffère à haute température par rapport à d'autres défauts (Sasajima et Tanimura [124]; Griscom [59]).

L'atténuation des longueurs d'onde au-delà de 1300 nm est liée à la queue d'absorption du défaut OH, qui augmente avec l'irradiation ou l'état de dégradation des fibres soumises à la haute température. La fibre GIMMSC(50/125)P à revêtement polyimide laisse apparaître un pic à ~ 1390 nm, qui est plus probablement lié à l'impact de la haute température, agressif pour le revêtement, qu'aux rayonnements ionisants. Si ce pic apparaît sur une fibre après deux semaines de chauffe à une température inhomogène de 100 à 320 °C, il est permis de supposer que son influence risque d'être néfaste après un an d'instrumentation sur site à 350 °C (pas nécessairement sur l'atténuation de la fibre, mais plutôt sur sa fragilité mécanique due à la dégradation du revêtement).

Enfin, l'ARI augmente globalement dans la gamme de longueurs d'onde qui va de 900 à 1300 nm. Ce n'est probablement pas dû à la présence de centres d'absorption, mais plutôt aux queues des gaussiennes qui se rejoignent de part et d'autre du spectre d'étude. Car dans cette gamme de longueurs d'onde, les dopants détectés par EPMA sur toutes les fibres étudiées ne sont pas connus pour être une source de création de défauts qui y atténuent la transmission lumineuse.

La longueur d'onde de travail de 1064 ± 50 nm est incontestablement avantageuse pour une application en environnent radiatif.

4.1.4 Impact du revêtement de la fibre

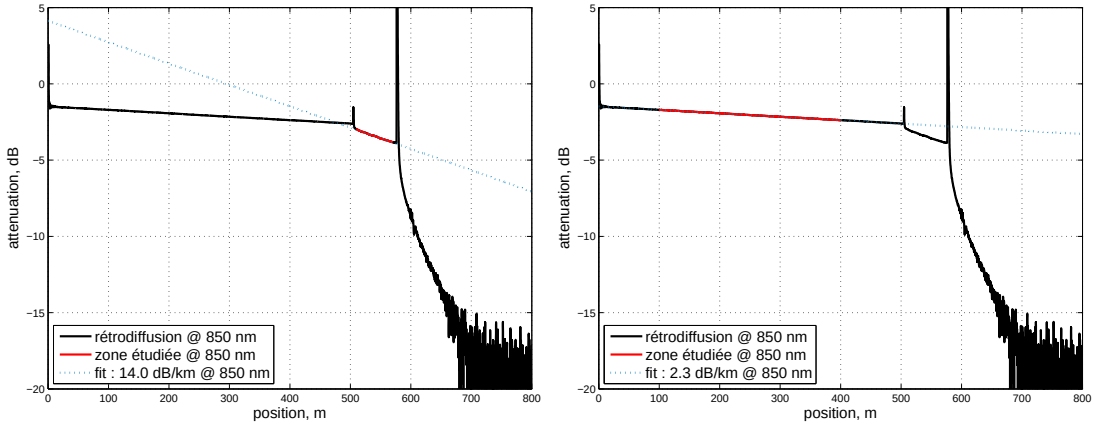

FIGURE 4.7 – Atténuation de deux fibres GeO_2 : ITU-T G.651.1/OM2 et AGI50/125/155G positionnées en série. L'atténuation de la fibre à revêtement or (gauche) est bien plus élevée que celle de la fibre à revêtement acrylate (droite) à 850 nm.

Le revêtement peut avoir un impact non négligeable sur l'atténuation de la fibre, avant l'irradiation (voir la figure 4.7). La valeur d'atténuation mesurée sur la fibre Euro FO ITU-T G.651.1/OM2

est effectivement inférieure à la tolérance maximale acceptée par la norme ITU-T G.651.1, alors que la valeur d'atténuation mesurée sur la fibre AGI50/125/155G est supérieure d'un facteur 6 à température ambiante. C'est une valeur en bon accord avec la littérature : Reinsch et Henninges [118] mesurent une atténuation d'environ ~ 20 dB km^{-1} @ 1115 nm.

L'impact du revêtement sur l'atténuation de la fibre a donc déjà été mis en avant dans les cas suivants :

— un revêtement métallique majore l'atténuation intrinsèque d'une fibre optique en raison des contraintes induites par le revêtement sur la fibre (voir figure 4.7) ;

— le relâchement des contraintes induites en fonction de la variation de température fait varier ce supplément d'atténuation (voir figure 2.15).

La figure 4.8 représente l'ARI de deux fibres germano-silicates protégées par un revêtement ou acrylate. Après irradiation, l'ARI de la fibre à revêtement or est un ordre de grandeur supérieur

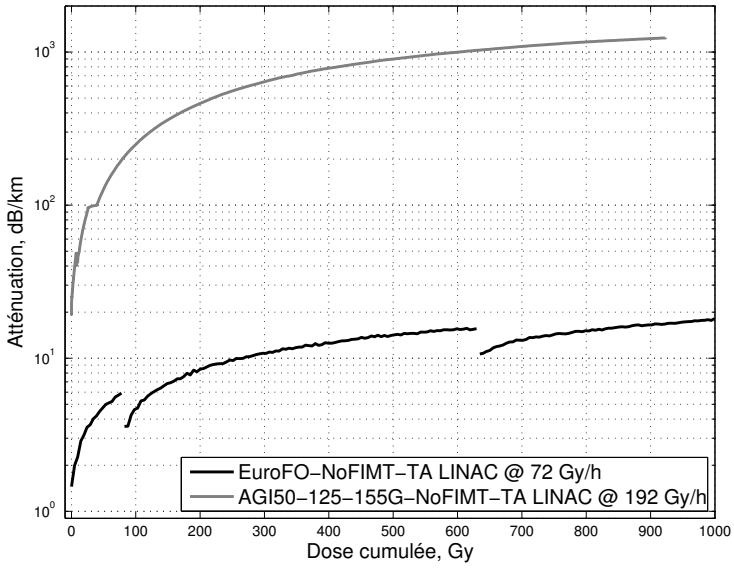

FIGURE 4.8 – Atténuation de deux fibres ITU-T G.651.1/OM2 et AGI50/125/155G. L'atténuation en fonction de la dose de la fibre à revêtement or, dont le cœur contient aussi du phosphore (gris), est bien plus élevée que celle de la fibre à revêtement acrylate (noir) à 1115 nm.

à celle à revêtement acrylate. Une couche d'acrylate d'environ 15 µm n'a aucune raison d'agir comme blindage efficace contre les rayonnements. Inversement, d'environ 15 µm d'or est probablement transparent pour de tels rayonnements, de sorte que le dépôt d'énergie soit majoré dans la fibre. Certes, la fibre ITU-T G.651.1/OM2 démontre un comportement récupérateur lorsque l'irradiation s'arrête, ce qui est un signe d'absence de phosphore dans son cœur et de meilleure résistance à l'ARI que la fibre AGI50/125/155G. Néanmoins, l'écart d'atténuation avant irradiation (à 0 Gy sur la figure 4.8), qui continue de s'accroître avec la dose cumulée, majore l'impact négatif originel engendré par le revêtement métallique.

La figure 4.4 permet de conclure qu'à haute température, l'atténuation de la fibre à 1064 ± 50 nm varie principalement en fonction des variations de contraintes induites par le revêtement plutôt que par les rayonnements induits.

4.1.5 Facteur d'atténuation de la gaine FIMT

La première campagne d'irradiation a permis de mettre en avant un effet protecteur contre les rayonnements de la gaine FIMT. La figure 4.9 représente la variation d'ARI entre deux fibres, l'une gainée FIMT et l'autre nue, irradiées simultanément. Une troisième fibre est superposée au graphe pour comparer en fonction de l'énergie de la source (6 ou 9 MeV pour le LINAC et 1,17/1, 33 MeV pour le Cobalt-60).

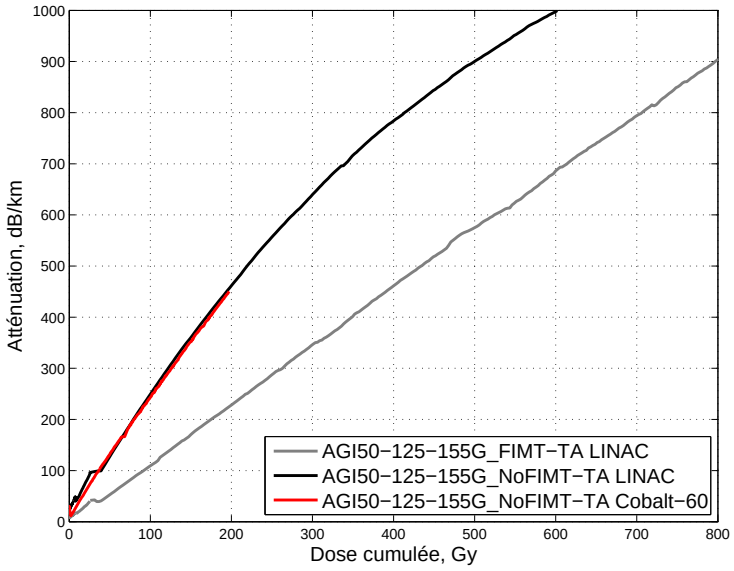

FIGURE 4.9 – Atténuation à 1115 nm de deux fibres AGI50/125/155G nue (NoFIMT) et gainée FIMT (FIMT), de composition chimique identique. La fibre gainée FIMT résiste mieux à l'irradiation.

Une gaine d'acier inoxydable d'épaisseur inférieure au millimètre n'est probablement pas un blindage efficace contre des photons de haute énergie à 6 ou 9 MeV. Et pourtant, l'ARI mesurée sur une fibre gainée est plus faible que sur cette même fibre nue. Comme il a été vu dans la partie 4.1.1, il n'y a pas de différence notable d'ARI entre une fibre irradiée à 6 ou 9 MeV et une fibre irradiée à 1,17 et 1, 33 MeV. En revanche, la simulation dans le cas d'une tuyauterie irradiée a montré que l'ajout d'une gaine FIMT sur une fibre irradiée à 6 MeV modifie la répartition énergétique reçue par la fibre (voir partie 2.3.3). Dans le cas de l'irradiation au LINAC, la gaine FIMT semble donc absorber une partie des rayonnements reçus, en ré-émettant probablement des rayonnements secondaires tels que le bilan total de la dose cumulée reçue par la fibre à l'intérieur est plus faible. La gaine FIMT joue alors le rôle de blindage à température ambiante.

À haute température, il n'est pas possible d'évaluer si la gaine FIMT protège la fibre des rayonnements en raison de l'effet bénéfique de la haute température. Puisqu'une partie seulement des défauts induits sont réparés grâce à la haute température, il reste néanmoins possible d'observer l'impact de la gaine FIMT lorsque la température diminue une fois l'irradiation terminée. La figure 4.10 montre l'impact d'une gaine FIMT sur deux fibres identiques irradiées à haute température après refroidissement. Alors que la fibre FIMT possède une atténuation plus élevée qu'une fibre nue à température ambiante avant irradiation, l'inverse est observé à l'issu de

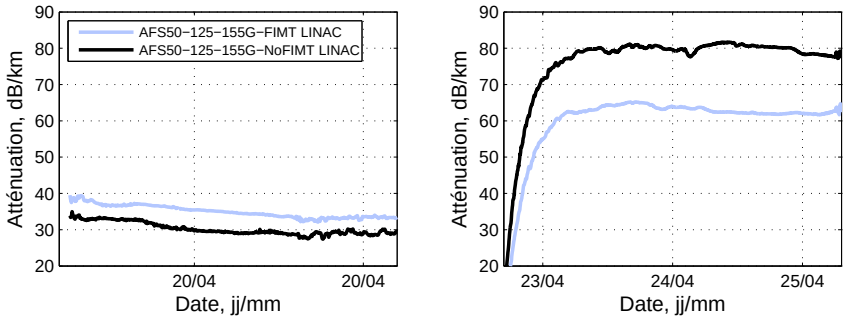

FIGURE 4.10 – Atténuation à 1115 nm de deux fibres AFS50/125/155G nue (NoFIMT) et gainée FIMT (FIMT), de composition chimique identique. En début (gauche) et lorsque la température est retombée à l'ambiante (droite), l'atténuation de la fibre FIMT est devenue moins élevée que celle de la fibre nue.

la campagne d'essai d'irradiation, puisque l'atténuation de la fibre FIMT est la plus faible. Ceci appuie l'hypothèse d'une protection de la fibre par la gaine FIMT.

4.2 Guérison thermique

Puisqu'une température élevée est un paramètre bénéfique pour accélérer la cinétique de recombinaison des défauts dans une fibre irradiée, l'impact de la haute température est étudié dans le paragraphe suivant.

4.2.1 Comportement de l'ARI à haute température

La figure 4.11 représente l'ARI d'une fibre GIMMSC(50/125)P FIMT lorsqu'elle est irradiée à haute température. Bien qu'insérée dans une gaine FIMT, l'atténuation de la fibre polyimide est nettement moins sensible aux variations de températures que toutes les autres fibres à revêtement or irradiées. Seul le signal Stokes est pris en compte, en raison d'une saturation du signal anti-Stokes au-delà de 150 °C (voir figure 2.9).

Le profil d'ARI mesuré met en avant trois phénomènes distincts, qui permettent d'évaluer la concurrence directe entre l'effet néfaste de l'irradiation et l'effet bénéfique de la haute température sur l'atténuation de la fibre. Ceux-ci sont plus particulièrement visibles aux moyennes températures (150 °C) :

1. d'abord, l'ARI s'accroît brusquement lorsque l'irradiation commence ;
2. ensuite, l'augmentation de l'ARI ralenti nettement ;
3. enfin, l'ARI décroit rapidement lorsque l'irradiation s'arrête.

Brichard *et al.* [20] attribuent le premier phénomène observé à la réactivation de défauts précédemment induits. Ensuite, l'augmentation linéaire de l'ARI est alors due au processus de création de nouveaux défauts dans la fibre. Enfin, l'arrêt de l'irradiation entraîne une réparation des défauts induits. La cinétique de récupération est élevée, puisqu'en quelques minutes le niveau d'atténuation de la portion irradiée de la fibre tend vers une valeur proche de celle mesurée juste

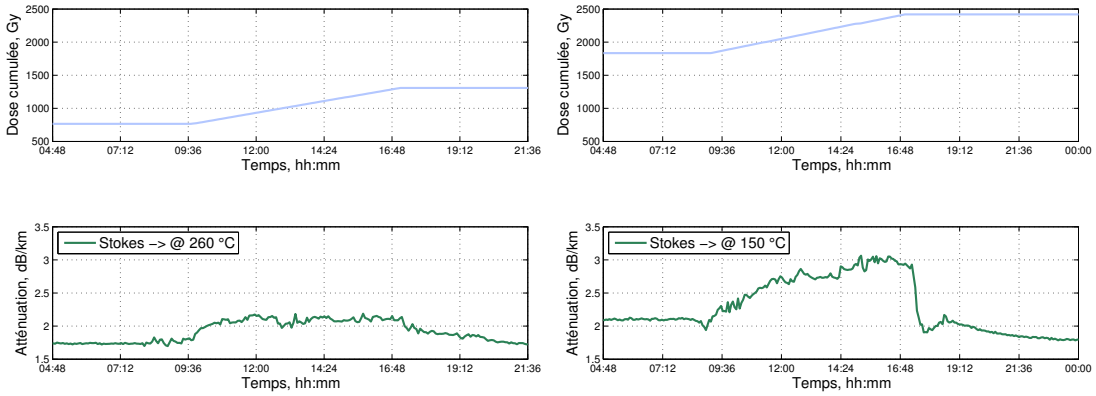

FIGURE 4.11 – Variabilité de l'atténuation de deux fibres GIMMSC(50/125)P FIMT pour deux températures différentes (260 °C à gauche et 150 °C à droite) pour un débit de dose constant de 72 Gy h^{-1}. Deux journées d'irradiation différentes sont représentées sur la même fibre. L'ARI augmente quand la température diminue.

avant le début de l'irradiation [1]. Ceci confirme que la haute température ne répare qu'une partie des défauts induits (Brichard *et al.* [20]), et que différentes gammes de température ne réparent pas toutes les mêmes types de défauts induits (Girard *et al.* [53]).

Ces phénomènes peuvent aussi être observés sur une fibre AFS50/125/155G FIMT grâce à la figure 4.12, avec une valeur majorée sur l'atténuation en raison de la contrainte induite par le revêtement or sur la fibre qui varie avec la température.

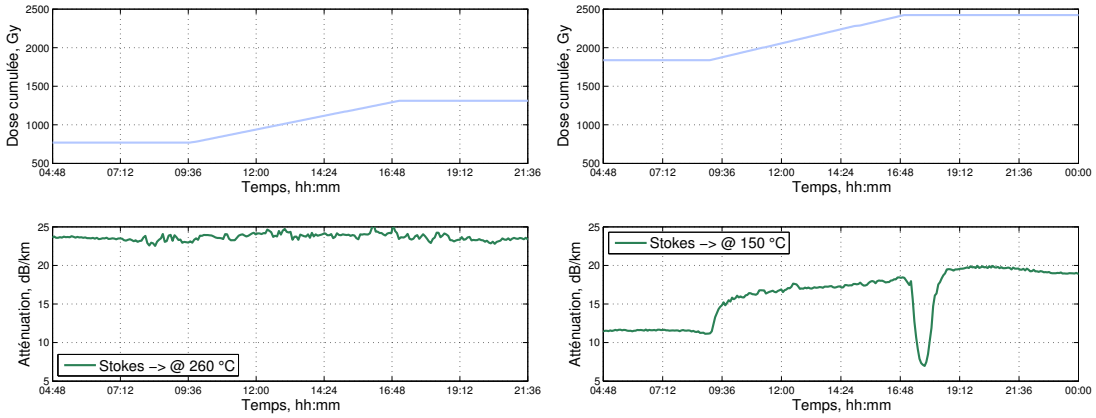

FIGURE 4.12 – Variabilité de l'atténuation de deux fibres AFS50/125/155G FIMT pour deux températures différentes (260 °C à gauche et 150 °C à droite) pour un débit de dose constant de 72 Gy h^{-1}. Deux journées d'irradiation différentes sont représentées sur la même fibre. L'ARI augmente quand la température diminue.

Enfin, des perturbations viennent s'ajouter à l'enveloppe générale de la mesure d'atténuation, elles sont visibles sur les figures 4.11 et 4.12 lors des phases d'irradiation. Deux hypothèses

1. Si l'atténuation de la fibre irradiée à 150 °C est encore plus basse à l'issue de l'irradiation (~ 1,8 dB km^{-1}) qu'avant l'irradiation (~ 2,1 dB km^{-1}), c'est parce que la fibre est chauffée directement à 260 °C lors de la phase de récupération.

peuvent expliquer la présence des ces perturbations :

— une inhomogénéité temporelle de la température du four qui est soumis aux rayonnements ainsi qu'à un flux d'air froid pour l'aération de l'irradiateur ;

— une concurrence continue entre la création et la réparation des défauts induits.

L'absence d'information précise sur la tenue en température du four lors d'une irradiation au LINAC ne permet pas de statuer entre les deux hypothèses. Néanmoins, le fait que ce phénomène soit présent sur une fibre GIMMSC(50/125)P FIMT (dont la variation d'atténuation en fonction de la variation de température est très faible), et que la fréquence de ces oscillations soit moins constante qu'une régulation de température du four (en respect de la consigne de température), laisse supposer que ces oscillations sont une observation in-situ de l'impact combiné de la création et de la réparation des défauts induits sous rayonnements.

4.2.2 Évolution de l'atténuation radio-induite avec la température

La partie précédente a mis en avant la tendance non linéaire de l'augmentation d'ARI lors d'une phase d'irradiation à haute température. Afin de pouvoir comparer l'ARI de plusieurs fibres en fonction de la dose à différents paliers de température, seule la portion linéaire est sélectionnée (le saut d'atténuation identifié comme une réactivation des défauts induits n'est pas pris en compte).

La figure 4.13 représente la variation d'atténuation sur les fibres irradiées AFS50/125/155G FIMT et GIMMSC(50/125)P FIMT en fonction de la température, ces valeurs sont résumées dans le tableau 4.1.

Table 4.1 – Variation d'atténuation mesurée en fonction de la température lors d'une session d'irradiation.

	Température (°C)	**Atténuation** ($dB\,km^{-1}$)
AFS50/125/155G	150	$3,8 \times 10^{-3}$
	205	$1,6 \times 10^{-3}$
	260	$-2,6 \times 10^{-4}$
GIMMSC(50/125)P	150	$9,2 \times 10^{-4}$
	205	$5,5 \times 10^{-4}$
	260	-4×10^{-4}

L'atténuation est calculée sur le signal Stokes direct (qui n'est pas suffisamment puissant à haute température pour faire saturer la photodiode du RDTS), et les valeurs d'atténuation et de dose cumulée sont recalées au même point de départ pour plus de lisibilité.

Plusieurs informations essentielles ressortent de cette comparaison :

— l'ARI diminue lorsque la température augmente pour les deux fibres ;

— la tenue aux rayonnements de la fibre GIMMSC(50/125)P (dopée fluor dans le cœur et la gaine) est meilleure que pour la fibre AFS50/125/155G (uniquement dopée fluor dans la gaine) ;

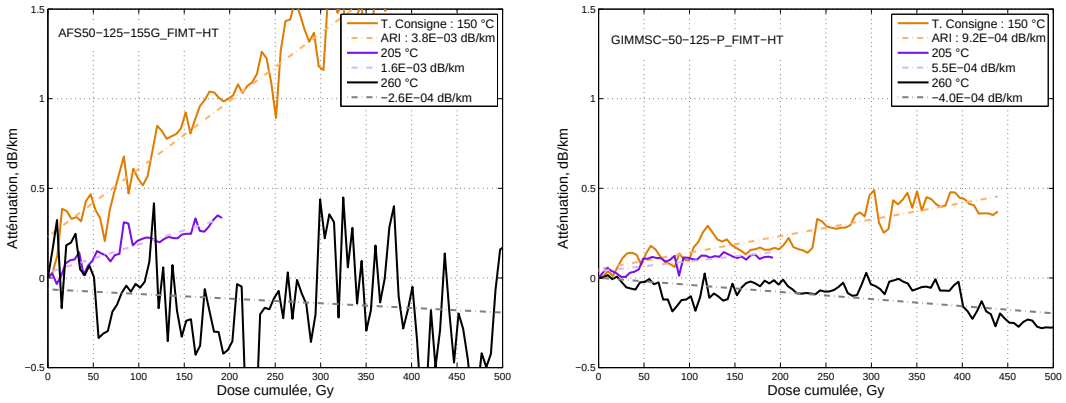

FIGURE 4.13 – Variabilité de l'atténuation de deux fibres AFS50/125/155G FIMT (gauche) et GIMMSC(50/125)P FIMT (droite) en fonction de la température pour un débit de dose constant de 72 Gy h^{-1}. Dans les deux cas, l'atténuation augmente sous irradiation quand la température diminue.

— néanmoins, cette différence diminue lorsque la température augmente voire s'annule entre 205 et 260 °C et probablement au-delà.

Il est difficile de mettre en avant l'ARI des fibres gainées FIMT qui sont irradiées à 260 °C dans la gamme de longueurs d'onde de 1064 ± 50 nm. À cette température, la pente d'atténuation de la fibre diminue, ce qui montre que l'ARI n'influence pas plus l'atténuation que d'autres paramètres tels que l'impact du revêtement métallique ou de la gaine FIMT faisant suite à une variation de température.

Les instruments de mesure utilisés ici ne permettent pas de mettre en avant l'ARI d'une fibre au-delà de 260 °C à 1064 ± 50 nm. Celle-ci est en effet extrêmement faible, ce qui est cohérent avec toutes les mesures d'ARI réalisées précédemment dans cette gamme de longueurs d'onde pour des températures supérieures ou égales à 300 °C (Jensen *et al.* [83]; Hawn *et al.* [69]).

4.2.3 Évolution de l'atténuation radio-induite selon la dose à haute température

La figure 4.14 représente l'ARI en fonction de la dose reçue lors d'une irradiation au Co^{60} sur les fibres AGI50/125/155G Nue, AFS50/125/155G FIMT et GIMMSC(50/125)P FIMT à des hautes températures variables qui sont résumées dans le tableau 3.6. Les trois échantillons de fibres différents ont des niveaux d'atténuations différents. S'il n'est pas possible de mettre en avant l'impact de l'ARI à haute température sur les fibres AFS50/125/155G et GIMMSC(50/125)P (dopées fluor, respectivement dans la gaine optique et dans le cœur et la gaine optique), une ARI d'environ 12 dB km^{-1} est mesurée sur la fibre AGI50/125/155G (dopée germanium et phosphore dans le cœur) après une dose cumulée de 200 Gy, soit deux semaines d'irradiation à un débit de dose proche des conditions estimées sur site.

La figure 4.15 représente l'ARI en fonction de la dose reçue sur les fibres AFS50/125/155G Nue, AFS50/125/155G FIMT et GIMMSC(50/125)P FIMT, uniquement à 260 °C.

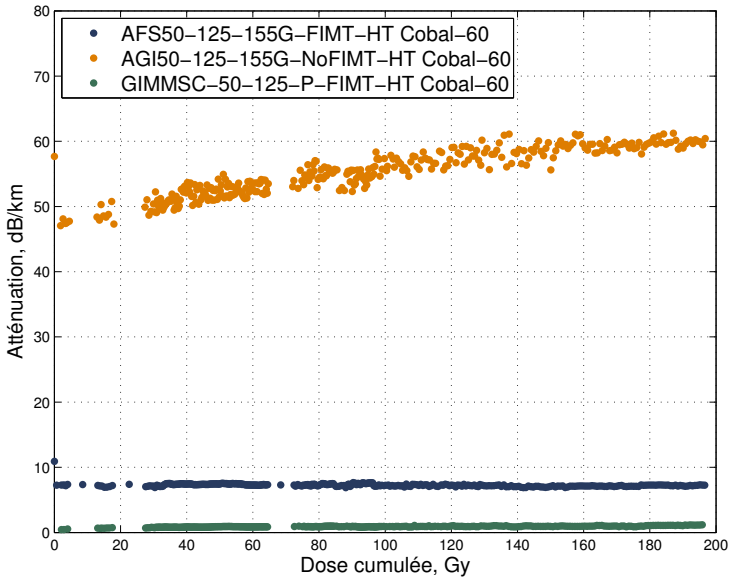

FIGURE 4.14 – Atténuation à 1115 nm de trois fibres irradiées au Co^{60} : AGI50/125/155G nue (NoFIMT), AFS50/125/155G gainée FIMT (FIMT) et GIMMSC(50/125)P gainée FIMT (FIMT) à une température d'environ 300 °C.

Comme il a déjà été vu dans les parties précédentes :

- la haute température ne permet pas d'évaluer l'impact de la dose reçue pour une dose cumulée de l'ordre de 2 kGy ;
- l'atténuation est plus élevée sur la fibre AFS50/125/155G FIMT que sur AFS50/125/155G Nue avant irradiation, cette tendance est inversée après irradiation ;
- l'atténuation, l'atténuation avec gaine FIMT et l'ARI de la fibre GIMMSC(50/125)P FIMT dopée fluor cœur et gaine optique demeurent les plus faibles au cours de cette campagne d'irradiation.

Le saut d'atténuation visible sur les fibres à revêtement or à 750 Gy correspond à une période de récupération prolongée d'environ 64 heures. Durant ce temps, les fibres se sont refroidies à température ambiante. L'inversion d'atténuation entre les fibres AFS50/125/155G gainée FIMT et AFS50/125/155G nue observée durant cette phase est probablement un effet combiné de cyclage thermique et de blindage de la gaine FIMT. Le cyclage thermique sans sollicitation mécanique entre les cycles permet de faire tendre l'atténuation d'une fibre à revêtement or vers une valeur plus faible qu'avant cyclage (voir figure 1.26, d'après Reinsch et Henninges [118]). Grâce aux figures 2.14 et 2.15, il a été montré que ce phénomène peut varier entre une fibre à revêtement or nue et cette même fibre dans une gaine FIMT. De plus, l'effet de blindage contre les rayonnements de la gaine FIMT observé lors d'une irradiation à température ambiante participe aussi probablement à cette inversion d'atténuation post-irradiation (voir figure 4.9).

Bien que les trois échantillons de fibres aient des niveaux d'atténuation différents, leur stabilité d'atténuation mesurée au cours de la dose reçue permet d'envisager ces deux types de fibres pour des instrumentations sur site.

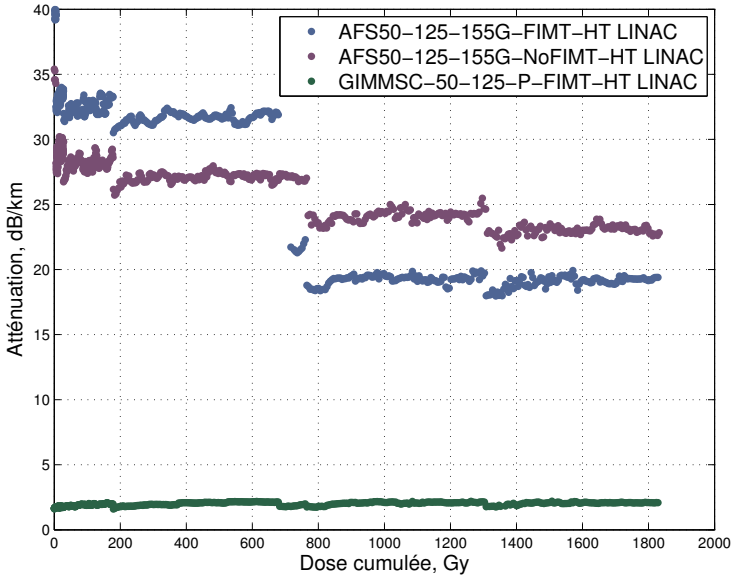

FIGURE 4.15 – Atténuation à 1115 nm des fibres AFS50/125/155G nue (NoFIMT), gainée FIMT (FIMT) et GIMMSC(50/125)P gainée FIMT (FIMT) lors d'une irradiation aux photons de haute énergie à 260 °C.

4.3 Impact de l'ARI sur la dynamique de mesure du RDTS

La dynamique de mesure du RDTS *Silixa Ultima-S* n'est pas une donnée explicite. En effet, en fonction de la résolution spatiale et de la résolution en température souhaitée, un compromis doit être choisi entre la longueur maximale d'interrogation sur une fibre précise et du temps d'intégration de la photodiode. Par exemple, l'appareil est spécifié par le constructeur pour être capable de réaliser une mesure de température avec une justesse inférieure au degré Celsius sur une fibre multimode standard (50/125 µm) de 5 km, avec une résolution spatiale supérieure à 70 cm pour un temps d'intégration de 3 min (d'après [127]). Comme le montre la figure 4.7, l'atténuation d'une fibre ITU-T G.651.1/OM2 est de 2, 3 dB km^{-1} @ 850 nm. En première approximation, réaliser une mesure RDTS avec une justesse inférieure à 1 °C sur 5 km avec une fibre multimode standard (50/125 µm) d'atténuation de l'ordre de 2 dB km^{-1} impose un bilan optique maximum de l'ordre de 10 dB, ce qui est une valeur classique pour la mesure RDTS (d'après Magne [97]). De plus, cette valeur doit inclure l'atténuation engendrée par l'utilisation d'éventuels connecteurs ou la présence de soudures le long de la ligne optique.

Si l'utilisation de fibres à revêtement or fortement atténuantes réduit la portée de mesure, l'ARI qui s'y ajoute au cours de la dose cumulée limite l'utilisation du CFO dans le temps. L'objet de cette partie est donc d'estimer, en fonction du type de fibre, de la température et de la dose cumulée si la durée de vie d'une fibre pour la mesure RDTS est compatible avec un an d'instrumentation sur site.

À température ambiante, une valeur seuil d'atténuation est définie lorsque l'écart-type de température mesurée le long de la longueur de fibre irradiée dépasse de 1 °C la valeur moyenne mesurée au cours du temps. Par exemple, si la température moyenne mesurée au cours du temps

le long d'une fibre optique irradiée est de $T \pm \Delta T$ °C, la dose cumulée acceptable est atteinte lorsque $\Delta T \geq 1$ °C.

Lors de la première campagne d'irradiation présentée dans la partie 3.3.2, la valeur seuil est détectée pour une dose cumulée de 280 Gy sur la fibre AGI50/125/155G FIMT. D'après la figure 4.1, une atténuation d'environ 600 dB km^{-1} est mesurée sur le signal Stokes pour une dose cumulée de 280 Gy. Ceci correspond à une atténuation de la dynamique de mesure d'environ 7, 3 dB sur 12 m de CFO. En ajoutant l'atténuation du câble de déport qui relie le RDTS au CFO, ainsi que les connecteurs nécessaires (mesurée à environ 3 dB), l'atténuation totale tend vers 10 dB. Le bilan optique du RDTS est effectivement atteint. Ainsi, une dégradation des performances métrologiques de la mesure de température est observée lorsque l'atténuation du CFO tend vers la limite autorisée pour une mesure RDTS. Cette dégradation apparaît à 280 Gy, soit bien avant la dose cumulée estimée sur site.

À haute température, l'estimation de l'impact de l'ARI sur la dynamique de mesure du RDTS n'est possible que sur la fibre AGI50/125/155G Nue irradiée lors de la deuxième campagne d'essais (partie 3.3.3), car il n'est pas possible d'évaluer l'ARI des autres fibres AFS50/125/155G et GIMMSC(50/125)P lorsque la température dépasse 260 °C. Si extrapoler linéairement les données est discutable en raison de l'évolution de l'ARI des fibres en fonction de la dose cumulée (d'après Chigusa *et al.* [27]; Troska *et al.* [136]), la figure 4.8 montre que l'estimation de l'ARI pour une dose cumulée inférieure à quelques kGy sera au pire majorée. Ceci est convenable pour une estimation de durée de vie de ce type de fibre lors d'une installation sur site.

Avant irradiation, l'atténuation de cette fibre est de 48 dB km^{-1}, soit 1, 05 dB pour 22 m d'échantillon irradié. Sachant que l'atténuation cumulée du break-out, des jarretières durcies et du switch optique est de l'ordre de 2, 3 dB, il reste donc $10 - (2,3 + 1,05) \approx 6,5$ dB d'ARI cumulable avant qu'une erreur de mesure de température supérieure au °C apparaisse. L'ARI est mesurée à 12 dB km^{-1} pour deux semaines de mesure en présence de Co^{60}, soit 0, 265 dB pour 22 m d'échantillons irradiés. Cela fait donc $2 \times \frac{6,5}{0,265} \approx 50$ semaines de mesure de température espérée avec une erreur inférieure au °C. Si cette fibre est insérée dans une gaine FIMT, celle-ci résisterait peut-être à un an d'instrumentation sur site.

Néanmoins, les fibres *durcies* de type PSC à gaine optique dopée fluor AFS50/125/155G ou gradient d'indice à cœur et gaine optique dopés fluor GIMMSC(50/125)P offrent des perspectives de résistance bien plus efficaces en environnement irradié haute température pour tenter de vérifier cette hypothèse.

4.4 Conclusion de la caractérisation de l'atténuation radio-induite

L'analyse plus fine des résultats des paramètres d'irradiation, d'optique et du système permet d'en tirer plusieurs informations qui n'étaient pas nécessairement attendues lors de la synthèse de l'état de l'art, et appuie les principales tendances observées dans la partie 3.

En premier lieu, vient l'impact du type de rayonnements utilisés lors des campagnes d'irradiation. Les mesures d'ARI obtenues sur les fibres testées ont démontré que :

— la variation des débits de dose testés n'ont pas d'influence significative sur la variation d'ARI ;

— l'énergie d'irradiation émise entre 1 et 9 MeV n'a pas d'influence significative sur la variation d'ARI.

Ceci permet d'appuyer le fait que pour le besoin de tenue aux rayonnements identifié (débit de dose de $0,6\ \mathrm{Gy\,h^{-1}}$, dose cumulée de l'ordre de 5 kGy et énergie des rayons-γ à 6 MeV), les essais réalisés à faible et fort débits de dose peuvent être considérés comme représentatifs des conditions estimées sur site.

L'impact de la gaine FIMT a pu être évalué. En plus d'une excellente protection mécanique, l'effet de blindage observé contre les rayonnements à température ambiante semble, modestement, bénéfique.

L'impact de la dose cumulée n'a pas pu être véritablement quantifié à haute température. L'effet bénéfique de la haute température sur la réparation des défauts engendrés par l'irradiation sur des fibres durcies est tel qu'il est difficile de mettre en avant le phénomène d'ARI dans des conditions environnementales de haute température. Cette absence de résultat à haute température est en soit une information positive, puisqu'elle permet d'envisager une installation sur site. À température ambiante, l'impact de la dose cumulée sur l'ARI a pu être estimée. Elle permet de retrouver des grandes tendances observées dans la littérature sur des fibres connues, tout en apportant de nouvelles données quantifiées sur l'atténuation des fibres multimodes à revêtement métallique or. À cause de leur atténuation avant irradiation élevée, et la faible intensité du signal mesuré, les fibres à revêtement métallique or, même durcies, permettent seulement de réaliser une mesure de température ambiante pour de très faibles doses cumulées (inférieures à 200 Gy). En revanche, la mesure de température avec ces fibres à haute température est possible pour des doses cumulées au minimum 10 fois plus importantes.

L'impact des dopants qui composent les fibres irradiées a pu être évalué. Il en ressort que :

— la longueur d'onde de travail à 1064 ± 50 nm est un véritable avantage, car dans cette gamme de longueurs d'onde l'ARI est plus faible qu'aux plus grandes ou basses longueurs d'onde ;

— l'analyse spectrale permet d'avoir une vision plus juste du comportement de l'atténuation de certaines fibres sous irradiation en regard de leur composition chimique et de la température de l'environnement ;

— cette étude permet de classifier les fibres commerciales, durcies ou non, en fonction du besoin d'instrumentation pour une application industrielle.

Au final, une fibre de type PSC à gaine optique fluorée (de dimensions 50/125 µm) à revêtement or *AFS50/125/155G* est un excellent compromis pour une application dans un bâtiment réacteur. Sa résistance éprouvée aux températures de l'ordre de 350 °C, sa rétro-diffusion de signal suffisante à haute température et sa bonne tenue aux rayonnements en font une fibre, une fois protégée par une gaine FIMT, particulièrement adaptée pour réaliser une instrumentation sur site. Si la fibre *AGI50/125/155G* est aussi résistante à la température et rétro-diffuse plus de signal à haute

température, sa moins bonne tenue aux rayonnements ne permet pas d'envisager sereinement son utilisation pour un an d'instrumentation sur site.

Une fibre à gradient d'indice dopée fluor cœur et gaine à revêtement polyimide *GIMMSC(50/125)P* offre une résistance accrue aux rayonnements, ainsi qu'un signal rétro-diffusé amélioré par rapport à une fibre *AFS50/125/155G*. Ce type de fibre est à privilégier s'il faut instrumenter des tuyauteries d'un CNPE de température inférieure à 300 °C : car la meilleure résistance de la fibre aux rayonnements est un atout contre une guérison thermique moins efficace à plus basse température. De plus, le tarif de cette fibre est moins élevé que celui des fibres à revêtement or.

Les fibres germano-silicates multimodes standard *ITU-T G.651.1/OM2* peuvent éventuellement être utilisées comme fibres de déport, uniquement si l'environnement auquel elles sont soumises est de température inférieure à 80 °C sans rayonnements ionisants. Cette configuration peut être utile pour n'utiliser un CFO de type *AFS50/125/155G*, fortement atténuant, que sur la plus courte longueur possible incluant l'élément chauffant irradiant.

Conclusion et perspectives

Le dernier chapitre propose une conclusion générale où sont abordées la réponse apportée par la thèse au besoin industriel grâce à une application directe, ainsi que les perspectives d'études supplémentaires.

Mise en place de la démarche expérimentale : réponse à un besoin industriel

Depuis plus de 10 ans, la mesure de température par fibre optique utilisant l'effet Raman est utilisée à EDF pour l'auscultation d'ouvrages en terre (détection de fuite dans les digues), et plus récemment pour l'instrumentation d'ouvrages en béton. Si cette technologie a fait l'objet de retours d'expérience positifs pour ces applications en conditions environnementales classiques (température ambiante et absence de rayonnements ionisants), les applications destinées aux environnements sévères, tels que l'on trouve par exemple dans l'industrie nucléaire (haute température et rayonnements ionisants), sont encore peu nombreuses.

Pour réaliser une mise en œuvre instrumentale RDTS sur une tuyauterie de CNPE en fonctionnement, deux verrous principaux ont dû être levés :

1. la mesure RDTS à haute température (350 °C) ;
2. la mesure RDTS en environnement irradié (rayonnement-γ du N^{16}).

Mesure à haute température

La sélection d'un CFO commercial répondant à une application haute température a nécessité de tester ce CFO à des températures de 350 °C, en corrigeant les erreurs de mesure induites par la haute température. En effet, si la fibre optique à revêtement métallique or retenue est une solution performante pour résister aux hautes températures, la variation d'atténuation induite par le revêtement métallique lorsque la température varie est une cause d'erreur sur la mesure de température. Seul un mode de calibration de type double-ended permet de corriger cette erreur. De plus, les RDTS commerciaux actuels ne sont pas conçus pour réaliser des mesures dans cette gamme de température. Une augmentation du signal rétro-diffusé est engendrée par la haute température, à des amplitudes telles que l'instrument de mesure sature. Il est alors nécessaire d'ajouter un système d'atténuation, à moins qu'une fibre à revêtement métallique fortement atténuante soit utilisée comme c'est le cas ici. Dans tous les cas, le bilan optique de la chaîne de mesure doit être établi pour une utilisation dans une plage de température définie afin d'obtenir

une mesure exploitable, sans une trop forte atténuation ou une saturation du signal. Enfin, une erreur de justesse du CFO par rapport à une mesure de température de référence est constatée. Bien que cet écart soit propre à chaque type de fibre utilisée, il reste répétable après plusieurs cyclages de température. Il s'agit donc d'une erreur systématique qui peut être corrigée par la prise en compte d'un coefficient sur la température mesurée ou d'un ajustement à l'aide d'un capteur de température de référence.

Mesure en environnement irradié

La mesure de température en environnement irradié est problématique pour plusieurs raisons. D'une part, l'irradiation induit des défauts dans la fibre optique qui diminuent la transmission lumineuse de celle-ci. D'autre part, cette atténuation est variable en fonction du type de fibre utilisée, car en fonction de la composition chimique de la fibre, l'atténuation est plus ou moins importante. Enfin, l'atténuation induite par les rayonnements est particulièrement pénalisante sur des fibres à revêtement métallique dont l'atténuation originelle est plus élevée que celle des fibres standard.

À la suite d'essais de tenue à haute température, qui ont permis de valider la bonne résistance à la température des fibres à revêtement or, trois campagnes d'irradiation ont été réalisées. Celles-ci ont permis d'évaluer l'impact de l'irradiation à haute température :

1. la première campagne à fort débit de dose et température ambiante a mis en avant l'ARI élevée des fibres à revêtement or, ce qui les opacifie totalement après une dose cumulée inférieure au besoin estimé, et fausse la mesure de température ;
2. la deuxième campagne à faible débit de dose et haute température a mis en avant l'effet bénéfique de la haute température sur l'ARI des fibres à revêtement or. Les fibres transmettent de la lumière après une dose cumulée inférieure au besoin estimé, la mesure de température reste possible ;
3. la dernière campagne d'irradiation a confirmé l'effet bénéfique de la haute température, et par la même occasion validé que les fibres à revêtement or transmettent de la lumière après une dose cumulée du même ordre de grandeur que le besoin estimé, la mesure de température est possible.

Ces campagnes d'irradiation ont aussi permis, grâce à un banc de mesure d'ARI spectrale, de mettre en avant l'ARI sur une gamme de longueur d'ondes s'étalant de 400 à 1550 nm. Cette analyse démontre que la longueur d'onde de travail du RDTS à 1064 ± 50 nm est idéale pour une utilisation en environnement irradié, contrairement aux longueurs d'onde inférieures à 800 nm et supérieures à 1300 nm dont l'ARI est plus importante.

De plus, plusieurs fibres de composition différentes ont pu être comparées. Bien que l'ARI d'une fibre germano-silicate à haute température soit réparée à un niveau probablement suffisant pour répondre au besoin d'un an d'instrumentation sur site, les fibres durcies à cœur pure silice ou à cœur fluoré dans une gaine optique fluorée se sont révélées encore plus résistantes aux rayonnements à haute température.

Enfin, les campagnes d'irradiation ont permis de mettre en avant l'influence de la dose cumulée, du débit de dose, de l'énergie des rayonnements incidents et de la gaine de protection FIMT sur la mesure RDTS. L'influence de la dose cumulée est très importante à température ambiante, celle-ci opacifie rapidement les fibres. Son influence est en revanche bien plus faible voir nulle selon la fibre utilisée à haute température. Pour ce qui est du débit de dose, son impact n'a pas été mis en avant, tout comme l'énergie du rayonnement qui ne modifie pas l'ARI. En revanche, un effet protecteur de la gaine FIMT a pu être mis en évidence.

Validation de la calibration double-ended pour l'environnement sévère

Le mode de calibration double-ended s'est révélé particulièrement efficace pour corriger les fortes variations locales d'atténuation le long des fibres, engendrées par :

— la variation de contrainte induite par le revêtement métalliques soumis à des grandes dynamiques de température ;

— l'atténuation radio-induite.

Ceci confirme l'importance de ce mode de calibration dans le cadre de ces travaux. Si la principale contrainte de cette mesure réside dans la nécessité de doubler la longueur de fibre pour réaliser la mesure, la longueur d'interrogation est ici suffisamment faible (quelques dizaines de mètres) pour que ce ne soit pas pénalisant dans ce cas d'application. De plus, la compensation de différentes pentes d'atténuation permet l'utilisation de câbles de déport de faible atténuation afin de limiter la longueur de CFO à revêtement métallique sur l'élément à instrumenter.

Auto-régulation de l'impact de phénomènes antagonistes

Les deux verrous identifiés haute température et rayonnements ionisants engendrent des phénomènes combinés qui ont un impact au bilan positif pour la tenue de la fibre optique.

La forte atténuation contrebalancée par les signaux rétro-diffusés à haute température

Le revêtement or engendre une atténuation supplémentaire sur une fibre, qui n'est pas observée lorsque celle-ci est protégée par un revêtement acrylate standard. Ceci limite la longueur d'interrogation possible avec un instrument RDTS dont la dynamique d'atténuation est de l'ordre de 10 dB. Cependant la haute température augmente le signal rétro-diffusé anti-Stokes (et Stokes, dans une moindre mesure) suffisamment pour compenser une partie de l'impact négatif de l'augmentation d'atténuation. De même, la haute température peut diminuer les contraintes induites du revêtement sur la fibre, ce qui améliore encore la rétro-diffusion lumineuse. Plus de signal mesuré permet d'améliorer le rapport signal sur bruit, et donc d'améliorer la résolution en température en fonction du temps d'intégration.

L'atténuation radio-induite limitée par la haute température

Alors que l'irradiation induit des défauts dans la fibre qui absorbent une partie de la rétro-diffusion, la haute température accélère la cinétique de récupération de certains défauts. Ce phénomène de guérison thermique est si important que la transmission lumineuse reste possible à

haute température. Une augmentation de la guérison est observée avec l'augmentation de température jusqu'à un certain seuil, ce qui réduit l'ARI mesurée. Entre 205 et 260 °C, un seuil est atteint au-delà duquel l'ARI n'a plus d'influence sur des fibres durcies tant que la température reste élevée. Lorsque la fibre est refroidie, l'atténuation ré-augmente à un niveau supérieur à l'atténuation originelle pré-irradiation, ce qui confirme que la haute température ne répare qu'une partie des défauts.

Choix du capteur et apports pour la réalisation d'un essai sur site

Les observations réalisées suite aux données obtenues lors des ces essais ont permis de privilégier une fibre commerciale AFS50/125/155G multimode 50/125 µm durcie de type PSC à gaine fluorée protégée par un revêtement or insérée dans une gaine FIMT pour réaliser une instrumentation temporaire en centrale nucléaire. La figure 4.16 montre une installation du CFO sélectionné sur une tuyauterie dans le bâtiment réacteur d'un CNPE EDF. La fibre parcourt la tuyauterie selon quatre positions (ou encore *génératrices*) : génératrices supérieures, inférieures et de chaque côtés. Elle est maintenue sur la tuyauterie par des sangles résistantes aux hautes températures. Un calorifuge qui recouvre l'ensemble de la tuyauterie. Le RDTS durci choisi pour cet essai est déporté dans une pièce annexe où le niveau de rayonnements est nul. L'essai est en cours.

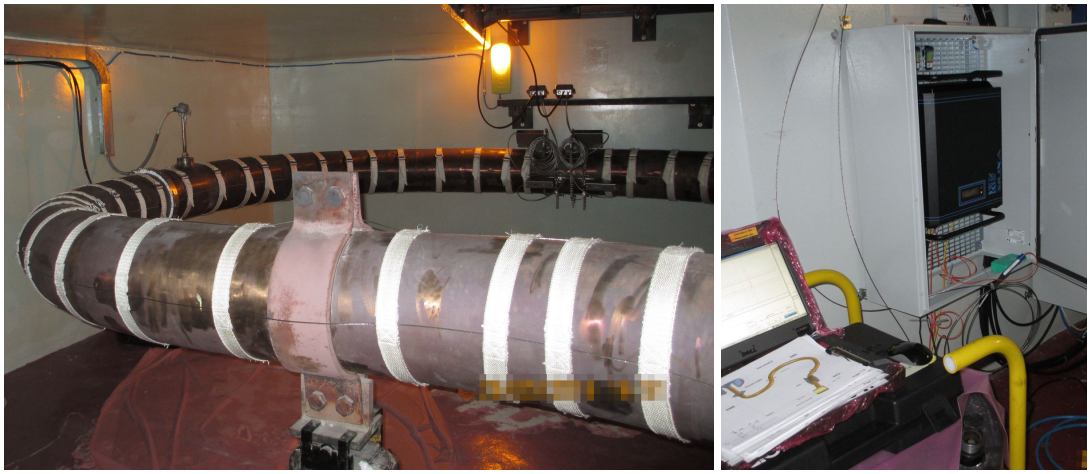

FIGURE 4.16 – Mise en œuvre expérimentale d'une instrumentation RDTS et du CFO associé sur une LEP lors d'un arrêt de tranche de CNPE. La fibre est visible sur la tuyauterie (gauche).

Les travaux de thèse réalisés pendant ces trois années ont permis de contribuer au passage d'une chaîne de mesure testée en laboratoire à une installation industrielle de terrain, en confirmant les choix d'instrumentation prévus sur site. Ceci repose sur une approche scientifique rigoureuse, grâce à des essais et l'interprétation des résultats associés.

Perspectives à l'issue de la thèse

Ce travail a été l'occasion de mettre en avant certains phénomènes qui ouvrent de nouvelles perspectives de recherches.

Fibres à façon

S'il a été envisagé pendant un temps de faire fabriquer une fibre à façon afin que celle-ci soit le plus adaptée à la tenue aux rayonnements pour réaliser une mesure RDTS à haute température, les excellentes performances des fibres commerciales sélectionnées n'ont pas justifié la poursuite de cette alternative. Néanmoins, certaines fibres identifiées pourraient servir comme base de travail pour des tenues à la dose cumulée bien supérieures à quelques kGy, afin de répondre à une instrumentation RDTS plus pérenne.

Fibres à gradient d'indice à cœur Fluor et revêtement or

La fibre GIMMSC(50/125)P à cœur fluoré a démontré une meilleure résistance aux rayonnements que la fibre AFS50/125/155G, tout en permettant d'obtenir une mesure avec un rapport signal à bruit plus élevé. Sa constitution à gradient d'indice est favorable à la rétro-diffusion lumineuse résultant de l'interaction Raman, et le fait qu'elle soit réalisée grâce à du fluor lui permet d'avoir une meilleure tenue aux rayonnements. Malgré ses très bonnes performances, cette fibre n'a pas été retenue en raison d'un revêtement polyimide insuffisant pour résister à une température de 350 °C sur plusieurs mois.

Tirer une fibre à partir d'une préforme similaire, pour la protéger ensuite par un revêtement métallique or permettrait d'obtenir un capteur à la fois performant en mesure RDTS et robuste à l'irradiation. Certes, il a été démontré qu'ajouter un revêtement métallique sur une fibre majore son atténuation intrinsèque, cependant une fibre à gradient d'indice est préférable à une fibre saut d'indice pour la mesure RDTS, notamment pour favoriser le guidage de la lumière rétro-diffusée et limiter la dispersion de l'impulsion lumineuse le long de la fibre.

Fibres à gros diamètre de cœur

Il a été identifié dans l'état de l'art que deux fibres de composition identiques, mais de tailles de cœur différentes (50 contre 200 µm), n'ont pas la même tenue aux rayonnements. La fibre de plus gros diamètre de cœur résiste mieux aux rayonnements.

Utiliser un CFO à gros diamètre de cœur est une piste qui permettrait probablement d'obtenir une fibre plus résistante aux rayonnements qu'une fibre de $\varnothing_c$ = 50 µm. De plus, les coefficients de capture Stokes Γ_S et anti-Stokes Γ_{aS} sont proportionnels au nombre de molécules dans le cœur de la fibre, autrement dit à son diamètre. Une fibre de plus gros diamètre améliorerait aussi le rapport signal à bruit en mesure Raman.

Fibres dopées terres rares et fibres micro-structurées

Les fibres dopées terres rares font régulièrement l'objet de publications quant à leur excellente tenue aux rayonnements. Par exemple, le Cérium a été identifié comme un élément chimique capable de limiter la création de défauts induits par l'irradiation.

Les fibres micro-structurées, partiellement composées de vide peuvent aussi apporter une réponse efficace pour ne pas subir l'impact des rayonnements. Les fibres micro-structurées peuvent

êtres classées en deux grandes familles : les fibres à cœur vide PBGF [2] (le vide n'atténue pas la lumière) et les fibres à gaine trouée HF [3] (de fabrication simple sans dopants). Si les PBGF ne présentent pas d'intérêt pour la mesure RDTS (il n'y a pas de diffusion Raman dans le vide), les HF peuvent être une piste à explorer, en raison de leur composition chimique simple.

Cependant, les performances de rétro-diffusion de signal Raman n'ont pas encore été suffisamment évaluées sur ces fibres, ce qui est actuellement la première étape à réaliser pour envisager leur utilisation en tant que CFO pour la mesure RDTS.

Simulation numérique

Les premiers travaux de simulation numérique ont permis d'apporter une information complémentaire sur la propagation des rayonnements-γ émis par la source à travers l'environnement avant que ceux-ci n'atteignent la fibre. L'impact d'une tuyauterie, telle que l'on trouve en milieu industriel nucléaire, peut modifier la répartition énergétique d'une source de rayonnements. De même, une gaine d'acier inoxydable FIMT qui protège la fibre modifie la répartition énergétique du rayonnement incident.

Poursuivre les simulations numériques afin de modéliser les trois campagnes d'irradiation présentées dans la partie 3 permettrait d'avoir une information supplémentaire sur le type et l'énergie des rayonnements reçus par la fibre lors des essais. Le débit de dose estimé pourrait aussi être comparé aux mesures réalisées par les sondes utilisées lors des essais. Cela permettrait de ré-ajuster les valeurs d'ARI obtenues en fonction de la dose cumulée, pour affiner l'estimation de la tenue des CFO aux rayonnements en regard du bilan de puissance optique acceptable lors d'une mesure RDTS. De plus, ce serait une deuxième étape vers une meilleure compréhension de l'impact de paramètres systèmes tels que la gaine de protection FIMT. En particulier si celle-ci est en mesure d'agir comme un blindage face aux rayonnements primaires ou secondaires de faible énergie.

Caractérisation métrologique

Durant les essais, il a été démontré que l'erreur de température mesurée par la fibre augmente avec la température (voir figure 2.10). Les recherches sur les causes qui expliquent cet écart n'ont pas été poursuivies en raison de la bonne répétabilité de l'écart lors des cyclages de température, ce qui permet une correction en post-traitement par l'ajout d'un coefficient ou d'un recalage avec une mesure par thermocouple.

Étalonnage à haute température

Une meilleure compréhension des phénomènes à l'origine de l'écart de température peut aider à sélectionner une fibre la mieux adaptée à une mesure de température. Deux voies sont envisageables pour aider à cette compréhension :

1. l'estimation de l'incertitude de mesure sur le calcul de température obtenu grâce à la formule 1.40 ;

2. Photonic Band-Gap Fibres
3. Holey Fibres

2. une étude plus fine du décalage spectral (en fonction de la température), ainsi que de l'intensité (en fonction des dopants) du spectre de rétrodiffusion peut être évalué.

L'incertitude de mesure est liée à l'incertitude sur les mesures de $\frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}}$, $\frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}$ et $C_{int}(t)$. Au cas où l'incertitude estimée ne permet pas d'expliquer les écarts de mesure de température qui ont été observés par rapport à une mesure de référence lorsque la température augmente, plusieurs points peuvent être vérifiés : il est permis d'imaginer que la valeur de γ supposée constante ne l'est pas forcément à cette température ($\gamma = \frac{\Delta E}{k_B}$), que le calcul de $C_{int}(t)$ sur une bobine de fibre qui n'est pas du même type que la fibre qui constitue le CFO induit un biais, ou enfin que les mesures de $P_S(z,t)$ ou de $P_{aS}(z,t)$ ne sont plus centrées autours du maximum d'intensité rétro-diffusée à haute température. En effet, la variation des intensités Stokes et anti-Stokes en fonction de la variabilité des dopants dans différentes fibres, qui affectent le coefficient de capture Raman, peut être une cause de l'erreur observée sur la mesure de température (voir figure 1.22). De même, le décalage spectral des spectres de rétro-diffusion Stokes et anti-Stokes en fonction de la température peut être une cause d'erreur de calcul de la température (voir figure 1.27).

Annexe A

Glossaire

Al : Aluminium
ARI : Atténuation Radio-Induite
B : Bore
BOTDA : Brillouin Optical Time-Domain Analysis
BOTDR : Brillouin Optical Time-Domain Reflectometry
CFO : Capteur à Fibre Optique
Cu : Cuivre
DTS : Distributed Temperature Sensing
FBG : Fiber Bragg Gratings
FPI : Fabry-Perot Interferometers
CNPE : Centre Nucléaire de Production d'Électricité
EDF : Électricité de France
EPMA : Electron Probe MicroAnalyzer
ERI : Émission Radio-Induite
F : Fluor
Ge : Germanium
IR : infrarouge
LEP : Ligne d'Expansion du Pressuriseur
OFDR : Optical Frequency-Domain Reflectometer
ON : Ouverture Numérique
P : Phosphore
Pt100 : Thermomètre à Résistance de Platine
RDTS : Raman Distributed Temperature Sensor
REP : Réacteurs à Eau Pressurisée
TRP : Thermomètre à Résistance de Platine
UV : ultraviolet

Annexe B

Définitions métrologiques

Certaines notions métrologiques abordées dans cette thèse nécessitent d'être explicitées. La mesure de température par fibre optique introduit de nouveaux concepts métrologiques qui sont en cours de normalisation. Un rappel sur les notions métrologiques généralistes est présenté en première partie, avant d'appliquer ces concepts à la mesure par fibre optique répartie.

B.1 Termes métrologiques généralistes

Une grande partie du travail réalisé ici l'a été dans le but de mieux comprendre les erreurs engendrées par la haute température et l'irradiation sur la mesure de température par fibre optique.

B.1.1 Erreur systématique et aléatoire

Deux types d'erreurs d'une mesure X par rapport à la valeur vraie X_0 peuvent être distinguées (d'après [10]) :

- l'erreur systématique (ou biais) ;
- l'erreur aléatoire (ou accidentelle).

La différence entre ces deux types d'erreurs sont représentées sur la figure B.1.

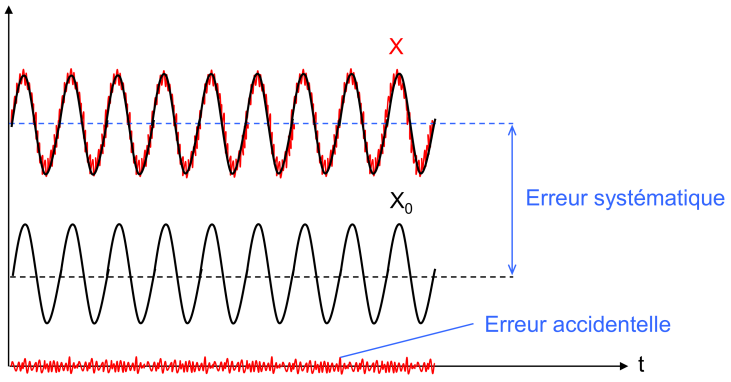

FIGURE B.1 – Impact d'une somme d'erreur systématique et accidentelle sur une mesure X par rapport à une valeur vraie X_0 (d'après Vourc'h [143]).

L'erreur systématique peut être liée, entre autres, à la valeur erronée d'une grandeur de référence, d'une courbe d'étalonnage, à un écart à la linéarité théorique du capteur. L'erreur aléatoire peut être liée, par exemple, au bruit de mesure, à l'hystérésis ou à diverses dérives.

B.1.2 Justesse, fidélité et précision

Les notions exprimées dans la partie précédente permettent de définir l'exactitude d'un capteur. Deux indices de performance de mesure d'un capteur sont introduits en rapport aux erreurs de mesure :

— la justesse ;

— fidélité (ou répétabilité).

Alors que la justesse d'un capteur est liée à l'erreur systématique, la fidélité est liée à l'erreur aléatoire.

Les figures B.2 et B.3 représentent les différentes combinaisons possibles de fidélité et de justesse qu'un capteur est capable de fournir.

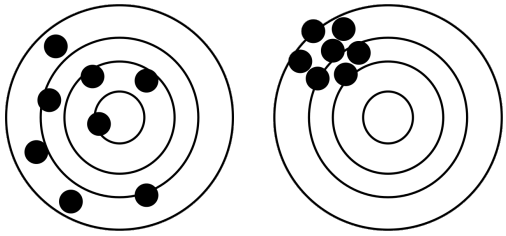

FIGURE B.2 – Mauvaise justesse et faible fidélité d'un capteur (gauche), mauvaise justesse et haute fidélité (droite, d'après Vourc'h [143]).

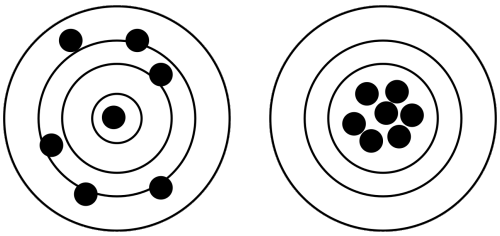

FIGURE B.3 – Bonne justesse et faible fidélité d'un capteur (gauche), bonne justesse et haute fidélité (droite, d'après Vourc'h [143]).

L'exactitude d'un capteur est sa capacité à réaliser une mesure à la fois juste et fidèle.

Par exemple, l'erreur de température mesurée par la fibre optique lorsque la température augmente est une erreur de justesse (voir partie 2.1.3). Alors que l'erreur de fidélité apparaît lorsque l'intensité du signal rétro-diffusé est suffisamment atténuée par l'ARI pour que l'écart-type soit supérieur à 1 °C par rapport à la valeur moyenne le long de la fibre (voir partie 3.3.2).

B.2 Métrologie appliquée à la mesure par fibre optique

Quelques normes sur la métrologie de mesure par fibre optique sont actuellement disponibles. Des premiers travaux de normalisation européenne COST Action 299 *FIDES*[1] [135], puis la norme IEC 61757-1[2] [77] ont été publiés.

Si la majorité des définitions métrologiques appliquées à la mesure par fibre optique répartie est commune avec d'autres capteurs (exactitude, valeur vraie, incertitude, fréquence d'échantillonnage, temps d'intégration, répétabilité, reproductibilité, bruit, ...), certaines définitions nécessitent d'être développées. Celles qui sont développées ci-dessous sont directement extraites du COST Action 299 *FIDES*.

La longueur d'interrogation L est la longueur qu'il est possible de sonder sans dépasser une limite définie d'incertitude de mesure en fonction de la résolution spatiale. Elle peut aussi s'exprimer en fonction du bilan optique L_T : $L = \frac{L_T - L_C}{\alpha_{dB}}$ où L_C sont les pertes aux connecteurs de l'instrument et α_{dB} l'atténuation de la fibre.

La résolution spatiale est définie comme la distance minimale permettant de discrétiser deux transitions du mesurande (sous forme de marche et supérieure à au moins 20 fois la résolution du mesurande).

Deux termes sous-jacents découlent directement de cette définition :

- la résolution spatiale de mesure, qui est la distance minimale pour que le système soit capable d'indiquer une valeur du mesurande inférieure à un pourcentage d'incertitude défini (voir l'essai de la partie 2.1.1) ;
- la résolution de détection, qui est la distance minimale pour détecter une valeur du mesurande à au moins 10 % de la transition d'amplitude.

Ces notions sont illustrées par la figure B.4.

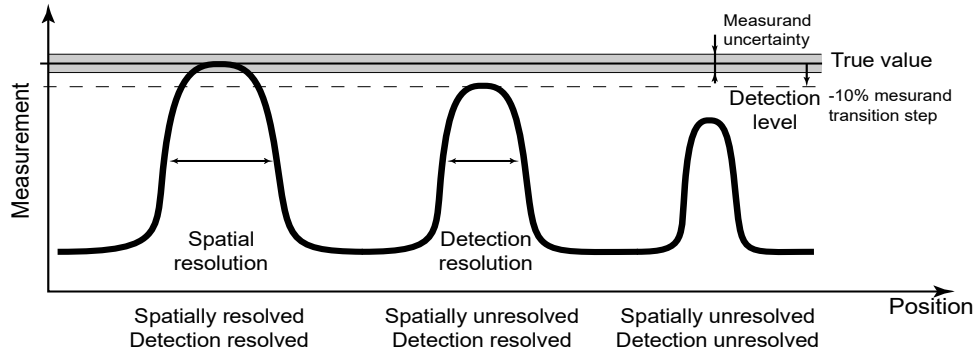

FIGURE B.4 – Résolution spatiale de mesure et de détection en fonction d'un saut du mesurande (d'après [135]).

1. Guideline for Use of Fibre Optic Sensors
2. Fibre optic sensors - Part 1 : Generic specification

Quant au mesurande, il s'agit de ce qui es à partir de la grandeur mesurée qui est ce que l'on peut mesurer (des puissances lumineuses rétro-diffusées).

Annexe C

Nucléides dans un cœur de REP

NUCLÉIDE	ACTIVITE SPECIFIQUE (Bq/Mg)		
	Réaliste	Dimensionnement des protections biologiques	Dimensionnement du traitement des effluents
Mn-54	2,0E+06	4,0E+06	4,0E+06
Co-58	8,0E+06	1,6E+07	1,6E+07
Fe-59	5,0E+05	1,0E+06	1,0E+06
Co-60	5,0E+05	1,0E+06	1,0E+06
Cr-51	X	X	X
Ni-63	X	X	X
Ag-110m	X	X	X
Sb-124	X	X	X
Ar-41	3,0E+08	1,0E+09	1,0E+09
Kr-85m	2,0E+08	5,5E+09	3,4E+10
Kr-85	1,9E+07	5,2E+08	3,2E+09
Kr-87	3,6E+08	1,0E+10	6,1E+10
Kr-88	5,0E+08	1,4E+10	8,5E+10
Xe-133m	1,1E+08	1,7E+09	1,0E+10
Xe-133	5,0E+09	8,0E+10	4,9E+11
Xe-135	1,1E+09	1,8E+10	1,1E+11
Xe-138	8,5E+08	1,4E+10	8,5E+10
Sr-89	3,0E+05	4,9E+06	3,0E+07
Sr-90	1,9E+03	3,0E+04	1,8E+05
I-131	1,0E+08	1,6E+09	9,7E+09
I-132	1,8E+08	2,8E+09	1,7E+10
I-133	3,1E+08	4,9E+09	3,0E+10
I-134	1,1E+08	1,7E+09	1,0E+10
I-135	2,0E+08	3,3E+09	2,0E+10
Cs-134	4,0E+07	3,2E+08	1,9E+09
Cs-136	X	X	X
Cs-137	4,0E+07	3,2E+08	1,9E+09
Cs-138	8,5E+08	1,4E+10	8,5E+10
N-16	cf. figure 11.1 FIG 1		
N-17	cf. figure 11.1 FIG 2		
H-3	3,7E+10	3,7E+10	3,7E+10
C-14	X	X	X

FIGURE C.1 – Activité estimée des nucléides présents dans le cœur d'un réacteur REP de type EPR (d'après [34]). Les valeurs de N^{16} et N^{17} sont données dans la figure 1.28.

Annexe D

Formule de calcul double-ended

La principale difficulté de la mesure RDTS par la formule 1.38 avec des CFO à gaine métallique irradié localement réside dans la variabilité au cours du temps de l'atténuation différentielle $\Delta\alpha$. La mesure en mode de calibration double-ended s'impose car elle permet de supprimer $\Delta\alpha$ (Blairon et Boldo [11]). En mode double-ended, les deux extrémités du CFO sont connectés à l'instrument de mesure, ce qui permet de réaliser séquentiellement une mesure dans un sens de lecture ($\longrightarrow$), puis une mesure dans l'autre sens de lecture ($\longleftarrow$). La température définie depuis la formule 1.38 permet de définir la valeur de température à un temps t en un point z selon les deux sens de lecture :

$$\begin{aligned} T(z,t) &= \frac{\gamma}{\ln \frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}} + C - \int_0^z \Delta\alpha dz} \\ T(z,t) &= \frac{\gamma}{\ln \frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}} + C - \int_z^Z \Delta\alpha dz} \end{aligned} \tag{D.1}$$

Ceci permet d'écrire :

$$\ln \frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}} - \int_0^z \Delta\alpha dz = \ln \frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}} - \int_z^Z \Delta\alpha dz \tag{D.2}$$

Soit :

$$\ln \frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}} - \ln \frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}} = \int_0^z \Delta\alpha dz - \int_z^Z \Delta\alpha dz \tag{D.3}$$

De même, en supposant que la température est constante sur un petit intervalle Δz entre deux mesure séquentielles directes et indirectes, la différence entre l'équation D.3 à la position z en fonction d'un intervalle Δz vaut :

$$\begin{aligned} &\left(\ln \frac{\overrightarrow{P_S(z+\Delta z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z+\Delta z,t)}} - \ln \frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}}\right) - \left(\ln \frac{\overleftarrow{P_S(z+\Delta z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z+\Delta z,t)}} - \ln \frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}\right) \\ &= \left(\int_0^{z+\Delta z} \Delta\alpha dz - \int_0^z \Delta\alpha dz\right) - \left(\int_{z+\Delta z}^Z \Delta\alpha dz - \int_z^Z \Delta\alpha dz\right) \end{aligned} \tag{D.4}$$

Soit :

$$\begin{aligned} &\left(\ln \frac{\overrightarrow{P_S(z+\Delta z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z+\Delta z,t)}} - \ln \frac{\overleftarrow{P_S(z+\Delta z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z+\Delta z,t)}}\right) - \left(\ln \frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}} - \ln \frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}\right) \\ &= \left(\int_0^{z+\Delta z} \Delta\alpha dz - \int_{z+\Delta z}^Z \Delta\alpha dz\right) - \left(\int_0^z \Delta\alpha dz - \int_z^Z \Delta\alpha dz\right) \end{aligned} \tag{D.5}$$

Qui donne :

$$\left(\ln\frac{\overrightarrow{P_S(z+\Delta z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z+\Delta z,t)}}-\ln\frac{\overleftarrow{P_S(z+\Delta z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z+\Delta z,t)}}\right)-\left(\ln\frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}}-\ln\frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}\right)=2\int_z^{z+\Delta z}\Delta\alpha dz \quad \text{(D.6)}$$

L'atténuation vaut donc sur un intervalle Δz (Van De Giesen *et al.* [140]) :

$$\int_z^{z+\Delta z}\Delta\alpha dz=\frac{1}{2}\left(\ln\frac{\overrightarrow{P_S(z+\Delta z)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z+\Delta z)}}-\ln\frac{\overrightarrow{P_S(z)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z)}}+\ln\frac{\overleftarrow{P_S(z)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z)}}-\ln\frac{\overleftarrow{P_S(z+\Delta z)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z+\Delta z)}}\right) \quad \text{(D.7)}$$

En sommant toutes les valeurs de Δz ($\Delta z = z$) et en partant de $z = 0$, on obtient l'atténuation de toute la longueur de fibre au cours du temps :

$$\begin{aligned}\int_0^z\Delta\alpha dz(t)&=\frac{1}{2}\left(\ln\frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}}-\ln\frac{\overrightarrow{P_S(0,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(0,t)}}+\ln\frac{\overleftarrow{P_S(0,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(0,t)}}-\ln\frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}\right)\\&=\frac{1}{2}\left(\ln\frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}}-\ln\frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}\right)-\Delta\alpha_{tot}(t)\end{aligned} \quad \text{(D.8)}$$

Où l'on pose $\Delta\alpha_{tot}$, l'atténuation différentielle totale de la fibre indépendante de la position :

$$\Delta\alpha_{tot}(t)=\frac{1}{2}\left(\ln\frac{\overrightarrow{P_S(0,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(0,t)}}-\ln\frac{\overleftarrow{P_S(0,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(0,t)}}\right) \quad \text{(D.9)}$$

En ré-injectant l'équation D.9 dans l'équation D.1 pour le sens direct de mesure :

$$\begin{aligned}T(z,t)=\frac{\gamma}{\ln\frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}+C-\int_0^z\Delta\alpha dz(t)}&=\frac{\gamma}{\ln\frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}}+C-\frac{1}{2}\ln\frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}}+\frac{1}{2}\ln\frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}+\Delta\alpha_{tot}(t)}\\T(z,t)&=\frac{\gamma}{\frac{1}{2}\left(\ln\frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}}+\ln\frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}\right)+C_{int}(t)}\end{aligned} \quad \text{(D.10)}$$

Où $C+\Delta\alpha_{tot}(t) = C_{int}(t)$ dans l'équation 1.40 utilisée pour toute cette étude. Dans le sens indirect de mesure, le résultat est identique :

$$\begin{aligned}T(z,t)=\frac{\gamma}{\ln\frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}+C-\int_z^Z\Delta\alpha dz(t)}&=\frac{\gamma}{\ln\frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}+C+\frac{1}{2}\ln\frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}}-\frac{1}{2}\ln\frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}+\Delta\alpha_{tot}(t)}\\T(z,t)&=\frac{\gamma}{\frac{1}{2}\left(\ln\frac{\overrightarrow{P_S(z,t)}}{\overrightarrow{P_{aS}(z,t)}}+\ln\frac{\overleftarrow{P_S(z,t)}}{\overleftarrow{P_{aS}(z,t)}}\right)+C_{int}(t)}\end{aligned} \quad \text{(D.11)}$$

Avant chaque mesure RDTS, il suffit de re-calculer la valeur de $C_{int}(t)$ obtenu depuis les données brutes sur la bobine de référence de température connue localisée à l'intérieur du RDTS, et dont atténuation différentielle $Delta\alpha_{tot}(t)$ peut être considérée comme constante au cours du temps. Par exemple, sur un des instruments RDTS utilisés pendant cette étude, la bobine de référence est localisée entre les positions ~ −30 et ~ 0 m sur la trace Stokes et anti-Stokes (voir figure 2.4).

Annexe E

Caractérisation chimique par EPMA

E.1 Moyen d'essai

L'EPMA est un ensemble de sondes qui mesurent différents phénomènes intervenants suite à un bombardement d'électrons sur un échantillon (voir figure 2.23).

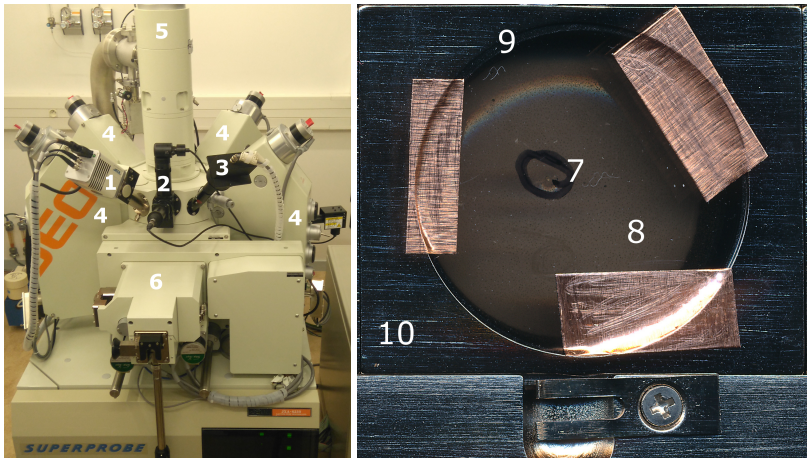

Figure E.1 – EPMA (gauche), équipée d'un MEB (1), d'une caméra (2), d'un BED (3), de cinq EDS (4), d'un canon à électrons (5) et d'une chambre pour l'échantillon (6) dans laquelle sont placés les échantillons de fibres (droite) dénudées (7) noyées dans une résine époxy (8) autour d'un support (9) s'insérant dans le porte-échantillons (10).

E.1.1 Principe

Différentes microsondes sont positionnées autour d'un bâti contenant l'échantillon sous vide. On distingue sur la figure E.1 trois types de sondes, qui analysent trois phénomènes différents résultants d'un bombardement d'électrons sur l'échantillon :

— une *SEM*[1], qui permet l'étude du relief à très petite échelle (sub-micrométrique) grâce à la mesure des électrons secondaires arrachés par les électrons incidents ;

1. Secondary Electron Microscopy (i. e. Microscopie à Balayage Électronique)

— une *BED*[2], qui permet l'étude des contrastes de surface grâce à la mesure de la déviation des $e-$ incidents réfléchis sur l'échantillon ;

— cinq EDS[3], qui permettent l'étude de la composition chimique grâce à la mesure les rayonnements X émis lors de la réorganisation électronique des couches inférieures des atomes de l'échantillon suite à l'arrachement d'électrons.

Les sondes SEM et BED permettent de se localiser précisément sur l'échantillon, grâce aux reliefs et aux contrastes de composition. L'EDS est le moyen de caractérisation permettant d'avoir l'information de la composition chimique (qualitative et quantitative). L'analyse EDS pouvant être longue, cinq sondes analysent en parallèle différents éléments chimiques. Certaines sondes EDS sont calibrées pour avoir une meilleure sensibilité à certains éléments.

E.1.2 Performances

Pour cette étude de fibres optiques, l'EDS permet de réaliser un tir d'électrons sur un diamètre de 3 µm tous les 3 µm pendant environ 3 min. Parcourir tout le diamètre d'une fibre de 125 µm prend environ 2 h pour obtenir un profil radial. Balayer la surface entière pour obtenir une image prendrait 125/3 fois plus de temps pour la même précision. Une surface supérieure à 3 µm limite la résolution spatiale. Une surface inférieure risque d'endommager l'échantillon (faisceau électronique concentré). Il n'est pas possible de diminuer l'énergie du faisceau (~ 10 keV minimum) sous peine de ne pas pouvoir arracher les électrons au cœur des éléments les plus lourds : ils seraient alors indétectables. Deux profils radiaux par échantillon de fibre sont parcourus afin de réaliser la caractérisation de plusieurs échantillons en 48 h. Si la limite de détection s'améliore avec l'augmentation du numéro atomique Z du matériau (les dopants classiques tels que le germanium, le fluor et phosphore sont plutôt légers avec $Z < 32$), certains dopants légers tels que le bore sont quasiment indétectables par EPMA lorsqu'ils sont inclus dans une matrice SiO_2.

E.1.3 Préparation des échantillons

Les fibres optiques référencées dans le tableau 3.2 ont été caractérisées. Toutes les fibres sont dénudées avant d'être noyées dans de la résine époxy contenue dans un cylindre support. Ce support est ensuite recouvert d'une fine couche métallisée conductrice. Enfin, il est positionné sur le porte-échantillon de l'EPMA (voir figure E.1).

E.2 Analyse des résultats

Cette partie met en avant quelques résultats illustratifs des sondes, les mesures quantitatives sont abordées dans la partie 2.4.

E.2.1 Type de résultats obtenus

Une première imagerie de l'échantillon permet de se repérer sur celui-ci, avant de démarrer la mesure de caractérisation chimique.

2. Basckscattered Electron Detector
3. Energy Dispersive Sensor

Imagerie SEM et BED

La figure E.2 représente une fibre en vue par SEM (mode SEI dans le cartouche de l'image). L'information sur le relief de l'échantillon permet d'observer les tirs d'électrons réalisés sur celui-ci. En revanche, l'absence d'information sur la composition ne permet pas de distinguer le cœur de la gaine optique. Information de composition qu'il est possible d'obtenir grâce à la sonde BED (mode COMPO dans le cartouche de l'image). On observe que l'image est moins résolue qu'en SEM, mais qu'elle apporte une information de variabilité chimique relative puisque l'on peut distinguer le cœur de la gaine optique.

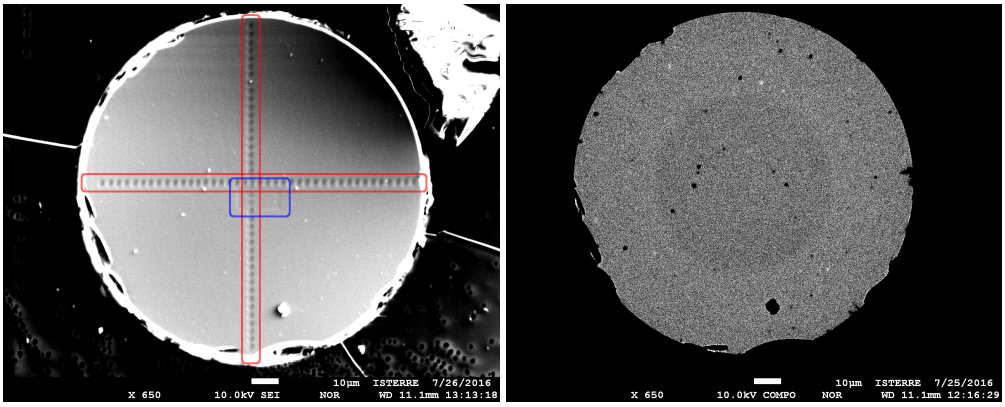

FIGURE E.2 – Image SEM d'une fibre (gauche), les tirs circulaires parcourent la fibre de bout en bout en passant par le centre sont surlignés en rouge et le tir rectangulaire permettant d'obtenir la composition du cœur est surligné en bleu. Image BED de la même fibre (droite), on distingue le cœur (gris foncé) de la gaine optique (gris clair).

Deux géométries de tirs sont visibles sur la figure E.2 :

1. circulaire, d'un diamètre de 3 µm. Ici, ils sont espacés d'un pas de 3 µm en passant par le centre de la fibre. Une ligne de tirs permet donc d'obtenir un profil de distribution radiale. Réaliser deux lignes permet de vérifier l'homogénéité de cette distribution de surface ;
2. rectangulaire, d'une surface qui varie. Ces tirs élargis permettent d'obtenir une information qualitative sur une large surface.

Il est difficile de réaliser deux profils de longueur identique passant par le cœur au même point lors de la mesure. Toutes les données de profils présentées dans ce document ont été recentrées à 62, 5 µm en post-traitement par détection de valeur seuil.

Dé-formulation par Energy Dispersive Sensor

Enfin, la figure E.3 représente le spectre en énergie de l'émission des rayons X résultants de la réorganisation électronique suite au bombardement d'électrons dans le cœur de la fibre 4. Chaque pic dans le spectre énergétique est caractéristique des réorganisations électroniques qui ont lieu dans les couches électroniques les plus basses des composants chimiques étudiés. Il est donc possible de mesurer plusieurs pics pour un seul élément chimique (cf. le Germanium dans la figure E.3). Des groupements SiO_2, GeO_2 et P_2O_5 sont détectés. Le cœur Si est donc dopé Ge

et P. Le premier pic à ~ 0, 25 keV est caractéristique de la présence de carbone (lié au processus de préparation de l'échantillon).

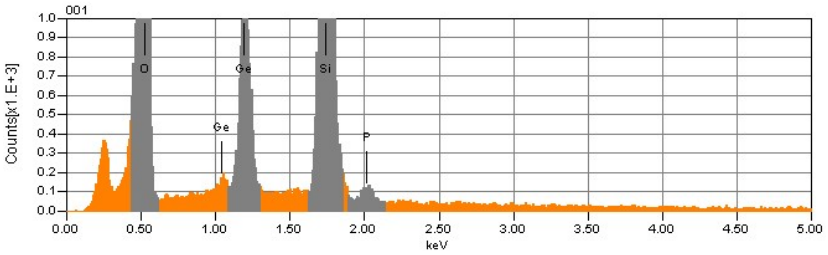

FIGURE E.3 – Composition dans le cœur d'une fibre germano-silicate.

L'EDS permet donc d'avoir une première idée qualitative de la composition de l'échantillon. Il est ensuite nécessaire de filtrer les gammes d'énergie que l'on souhaite analyser et d'augmenter le temps d'intégration pour avoir une quantification du composant chimique à l'endroit où le faisceau d'électrons est tiré. Les mesures par EDS sont affichées en pourcentage massique ($wt\%$). Il s'agit du rapport massique entre un composant et la masse totale du mélange qui contient ce composant. En théorie, la somme de tous les pourcentages massiques est donc égale à 100 %. Si la somme mesurée par l'EDS est hors de l'intervalle de 100 ± 3 %, alors la mesure est considérée comme fausse et n'est pas représentée. Dans le cadre de cette campagne de mesures, presque toutes les sommes de composants sont dans l'intervalle 100±3 %. Ce qui permet d'affirmer que les dopants présents mais non détectés dans les échantillons de fibres sont en quantités inférieures au pourcentage massique (voire moins pour les dopants à Z élevés, telles que les terres rares).

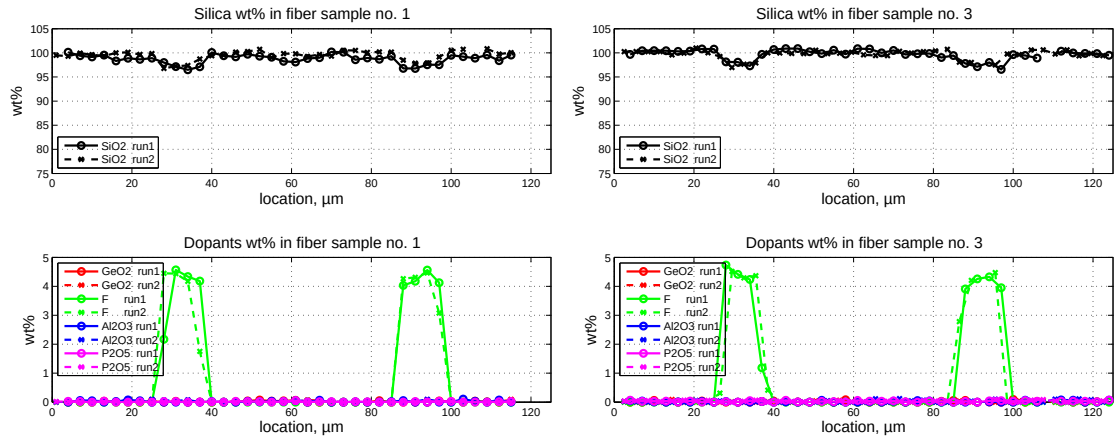

FIGURE E.4 – Mesure EPMA sur une fibre AFS50/125/155G. Deux profils (run 1 et run 2) ont été réalisés sur deux échantillons différents (gauche et droite).

La figure E.4 représente deux mesures EPMA sur une même fibre AFS50/125/155G. Cette mesure met en avant une reproductibilité de mesure de Fluor au $wt\%$ près dans la gaine optique. Elle permet aussi d'apprécier la qualité de fabrication constante de la fibre or (concentration et distribution radiale du dopant, absence de dopants parasites) prélevée sur deux bobines différentes.

E.2.2 Représentativité de la mesure

Des échantillons de composition connue , monomodes, ont été caractérisées par EPMA. Leur diamètre de cœur est de l'ordre de quelques μm, ce qui ne permet pas de réaliser un grand nombre de points dans le cœur de la fibre (voir figure E.5).

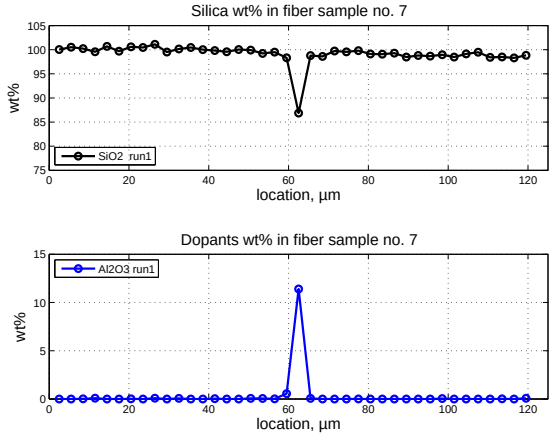

FIGURE E.5 – Distribution radiale d'une fibre dopée alumine à façon.

Le compte rendu de fibrage du fabriquant indique que le diamètre de cœur dopé Al_2O_3 à 13 $mol\%$ est de 3, 5 µm. La conversion $mol\% \longrightarrow wt\%$ est la suivante :

$$wt\%_{Al_2O_3} = \frac{m_{Al_2O_3}}{m_{Al_2O_3} + m_{SiO_2}} = 0,2023 \tag{E.1}$$

où $m_{Al_2O_3} = n_{Al_2O_3} \times M_{Al_2O_3} = 13 \times 101,96 = 1325,5\ g$ et $m_{SiO_2} = 87 \times 60,08 = 5227\ g$.

La fraction massique Al_2O_3 devrait être mesurée à ~ 20 % dans le cœur pour que la représentativité de la quantification de la distribution radiale des dopants par EPMA dans une fibre soit excellente. La fraction massique mesurée est de 11,4 et 8, 75 $wt\%$ d'Al_2O_3 dans le cœur respectivement lors du premier et du deuxième profil. Une concentration significative d'Al sur un seul point d'un diamètre de 3 µm est détectée, ce qui est en bon accord avec les dimensions du cœur annoncées. L'écart de quantification du pourcentage massique d'Al_2O_3 est en revanche inférieur d'un facteur 2. Une explication possible est difficulté à aligner un tir d'électron d'environ 3 µm sur un cœur de 3, 5 µm. Si le faisceau est partiellement localisé sur le cœur, il existe un risque d'intégrer un pourcentage massique plus faible. La comparaison des images BED (insuffisamment résolue) et SEM ne permet pas de s'assurer que le faisceau d'électron est passé par le cœur de la fibre.

Le calcul de l'ouverture numérique d'une fibre à mono-dopage depuis les mesures EPMA peut être comparé à la valeur constructeur. Un exemple est réalisé avec la fibre AFS50/125/155G, dont la bonne reproductibilité des mesures a pu être vérifiée. L'ouverture numérique annoncée par le fabricant est égale à $0,22 \pm 0,02$ @ 633 nm (d'après [41]). Le calcul d'ON pour une fibre PSC dopée F-clad est le suivant :

$$ON = \sqrt{n_{SiO_2}^2 - (n_{SiO_2} + \Delta n_F)^2} \tag{E.2}$$

où $\Delta n_F = \frac{\Delta n\%_F}{wt\%_F} \times \frac{wt\%_{mesure}}{100}$.

$\frac{\Delta n\%_F}{wt\%_F} = -0,294$ @ 633 nm (source : iXBlue), et $\frac{wt\%_{mesure}}{100} \approx 0,045$ (d'après la figure E.4), ce qui donne :

$$ON = \sqrt{1,457^2 - (1,457 - 0,294 \times 0,045)^2} \approx 0,196 \tag{E.3}$$

Le calcul de l'ON à partir des concentrations de dopants permet de retrouver une valeur très proche de celle annoncée. La variation d'ON en fonction de la concentration de Fluor dans la gaine optique est représentée sur la figure E.6.

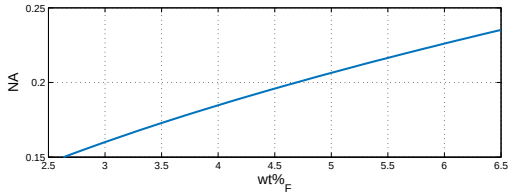

FIGURE E.6 – Variabilité de l'ON d'une fibre PSC à dopage F-clad en fonction du $wt\%_F$.

Une variation de ± 1 $wt\%_F$ modifie l'ON de $\pm 0,025$ (le fabricant annonce une tolérance de fabrication du même ordre de grandeur). Ce qui permet de déduire qu'il est possible de mesurer la quantité de dopants dans une fibre de $\varnothing_{coeur} = 50$ µm par EPMA avec une justesse suffisante pour retrouver un ordre grandeur d'ON satisfaisant.

Bibliographie

[1] G. P. Agrawal : *Nonlinear fiber optics*. Academic press, 2007.

[2] A. Alessi, S. Girard, C. Marcandella, M. Cannas, A. Boukenter et Y. Ouerdane : Micro-Raman investigation of X or γ irradiated Ge doped fibers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 269 (12):1346–1349, 2011.

[3] AP Sensing. DTS (distributed temperature sensing). https://www.apsensing.com/technology/dts/, 2016. [En ligne ; Page disponible le 7-novembre-2016].

[4] R. M. Atkins : Measurement of the ultraviolet absorption spectrum of optical fibers. *Optics Letters*, 17(7):469–471, 1992.

[5] X. Bao et L. Chen : Recent progress in distributed fiber optic sensors. *Sensors*, 12 (7):8601–8639, 2012.

[6] M. K. Barnoski, M. D. Rourke, S. M. Jensen et R. T. Melville : Optical time domain reflectometer. *Applied Optics*, 16(9):2375–2379, 1977.

[7] O. Beaumont : Qualification métrologique des mesures réparties par capteur à fibre optique par rétrodiffusion Raman. K101284, LNE, 2010.

[8] J. Bentley : Temperature sensor characteristics and measurement system design. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 17(6):430, 1984.

[9] R. Berman, P. Klemens et F. Simon : Effect of neutron irradiation on the thermal conductivity of a quartz crystal at low temperature. *Nature*, 166:864–866, 1950.

[10] I. BIPM, I. IFCC, I. ISO et O. IUPAP : Evaluation of measurement data—guide to the expression of uncertainty in measurement GUM 1995 with minor corrections. *Joint Committee for Guides in Metrology, JCGM*, 100, 2008.

[11] S. Blairon et D. Boldo : Essais de mesure haute température par fibre optique et thermocouples sur boucle d'essais areva : mise en œuvre et traitements de données. H-P1E-2013-04228-FR, EDF-R&D, 2015.

[12] L. L. Blyler et F. V. DiMarcello : Fiber drawing, coating, and jacketing. *Proceedings of the IEEE*, 68(10):1194–1198, 1980.

[13] A. A. Boechat, D. Su, D. R. Hall et J. D. Jones : Bend loss in large core multimode optical fiber beam delivery systems. *Applied Optics*, 30(3):321–327, 1991.

[14] D. Boldo : Compte rendu de revue de conception. CR P1B-2013-028, EDF-R&D, 2013.

[15] D. Boldo : Rayonnement reçu par une fibre optique sur une canalisation primaire. CR-P15-2015-017, EDF-R&D, 2015.

[16] D. Boldo : Simulation de l'irradiation de fibres optiques. CR-P1E-2015-014, EDF-R&D, 2015.

[17] L.-J. Bonnaud : Simulation des effets des rayonnements ionisants dans une fibre optique. Mémoire de D.E.A., Institut National des Sciences et Techniques du Nucléaire, 2016.

[18] B. Brichard, P. Borgermans, A. F. Fernandez, K. Lammens et A. Decreton : Radiation effect in silica optical fiber exposed to intense mixed neutron-gamma radiation field. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48(6):2069–2073, 2001.

[19] B. Brichard, A. F. Fernandez, F. Berghmans et M. Decréton : Origin of the radiation-induced oh vibration band in polymer-coated optical fibers irradiated in a nuclear fission reactor. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49(6):2852–2856, 2002.

[20] B. Brichard, S. van Ierschot et C. Hendrickx : On the use of photobleaching and thermal annealing to recover the optical transmission in irradiated pure silica fibres. *In 2007 9th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems*, 2007.

[21] B. Brichard, A. F. Fernandez, H. Ooms, P. Borgermans et F. Berghmans : Dependence of the POR and NBOHC defects as function of the dose in hydrogen-treated and untreated KU1 glass fibers. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50(6):2024–2029, 2003.

[22] E. Buchoud : *Détection, localisation et quantification de déplacements par capteurs à fibre optique*. Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, 2014.

[23] J. A. Buck : *Fundamentals of optical fibers*. John Wiley & Sons, 2004.

[24] M. Busch, W. Ecke, I. Latka, D. Fischer, R. Willsch et H. Bartelt : Inscription and characterization of Bragg gratings in single-crystal sapphire optical fibres for high-temperature sensor applications. *Measurement Science and Technology*, 20 (11):115301, 2009.

[25] Cegelec NDT-PES. GMA, projecteur pour Co60. http://www.cegelec-ndt-pes.com/gma, 2016. [En ligne ; Page disponible le 29-décembre-2016].

[26] C. Chen et Y. Jaluria : Effects of doping on the optical fiber drawing process. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(21):4812–4822, 2009.

[27] Y. Chigusa, M. Watanabe, M. Kyoto, M. Ooe, T. Matsubara, S. Okamoto, T. Yamamoto, T. Iida et K. Sumita : gamma-ray and neutron irradiation characteristics

of pure silica core single mode fiber and its lifetime estimation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 35(1):894–897, 1988.

[28] J. Cole, R. Johnson et P. Bhuta : Fiber-optic detection of sound. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 62(5):1136–1138, 1977.

[29] Corning®. Corning®SMF-28R ultra optical fiber. https://www.corning.com/media/worldwide/coc/documents/Fiber/SMF-28Ultra.pdf, 2016. [En ligne ; Page disponible le 14-novembre-2016].

[30] R. Coulon : *Spectrométrie gamma haute résolution et hauts taux de comptage sur primaire de réacteur de type génération 4 au sodium liquide.* Thèse de doctorat, Université de Caen, 2010.

[31] J. Dakin, D. Pratt, G. Bibby et J. Ross : Distributed optical fibre Raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector. *Electronics letters*, 21 (13):569–570, 1985.

[32] Y. Dong, L. Chen et X. Bao : Extending the sensing range of Brillouin optical time-domain analysis combining frequency-division multiplexing and in-line EDFAs. *Journal of Lightwave Technology*, 30(8):1161–1167, 2012.

[33] Y. Dong, H. Zhang, L. Chen et X. Bao : 2 cm spatial-resolution and 2 km range Brillouin optical fiber sensor using a transient differential pulse pair. *Applied Optics*, 51 (9):1229–1235, 2012.

[34] EDF : Rapport préliminaire de sûreté de Flamanville 3. Version publique, European Pressurized Reactor, 200x.

[35] C. Emslie : Fiber-optic components : Harsh-environment optical fiber coatings : Beauty is only skin deep, 2015.

[36] M. A. Farahani et T. Gogolla : Spontaneous Raman scattering in optical fibers with modulated probe light for distributed temperature Raman remote sensing. *Journal of Lightwave Technology*, 17(8):1379, 1999.

[37] A. Fellay, L. Thévenaz, M. Facchini, M. Nikles et P. Robert : Distributed sensing using stimulated Brillouin scattering : towards ultimate resolution. *In Optical Fiber Sensors*, page OWD3. Optical Society of America, 1997.

[38] P. Ferdinand : *Capteurs a fibres optiques et réseux associés.* Technique et documentation-Lavoisier, 1992.

[39] A. F. Fernandez, P. Rodeghiero, B. Brichard, F. Berghmans, A. Hartog, P. Hughes, K. Williams et A. Leach : Radiation-tolerant Raman distributed temperature monitoring system for large nuclear infrastructures. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52 (6):2689–2694, 2005.

[40] Fiberguide Industries. High temperature fiber. http://www.fiberguide.com/wp-content/uploads/2012/12/Gold_Fiber_122112.pdf, 2010. [En ligne ; Page disponible le 21-octobre-2016].

[41] Fiberguide Industries Limited. All silica fiber anhydroguide (AFS) & superguide (SFS) silica core / silica clad / polymer or metal coated fiber. http://www.fiberguide.com/wp-content/uploads/2013/03/All_Silica_Fiber_0301131.pdf, 2016. [En ligne ; Page disponible le 22-decembre-2016].

[42] Fiberguide Industries Limited. Gold coated fiber. http://www.fiberguide.com/wp-content/uploads/2012/12/Gold_Fiber_122112.pdf, 2016. [En ligne ; Page disponible le 14-novembre-2016].

[43] A. Foerster, J. Schrötter, D. Merriam et D. D. Blackwell : Application of optical-fiber temperature logging-an example in a sedimentary environment. *Geophysics*, 62(4):1107–1113, 1997.

[44] O. Frazao, J. L. Santos, F. M. Araújo et L. A. Ferreira : Optical sensing with photonic crystal fibers. *Laser & Photonics Reviews*, 2(6):449–459, 2008.

[45] E. J. Friebele et M. E. Gingerich : Photobleaching effects in optical fiber waveguides. *Applied Optics*, 20(19):3448–3452, 1981.

[46] E. Friebele : Optical fiber waveguides in radiation environments. *Optical Engineering*, 18 (6):186552–186552, 1979.

[47] E. Friebele, C. Askins, M. Gingerich et K. Long : Optical fiber waveguides in radiation environments, II. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 1(2):355–369, 1984.

[48] M. Froggatt et J. Moore : High-spatial-resolution distributed strain measurement in optical fiber with rayleigh scatter. *Applied Optics*, 37(10):1735–1740, 1998.

[49] F. Galeener, J. Mikkelsen Jr, R. Geils et W. Mosby : The relative Raman cross sections of vitreous SiO2, GeO2, B2O3, and P2O5. *Applied Physics Letters*, 32(1):34–36, 1978.

[50] T. G. Giallorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge, G. Sigel, J. H. Cole, S. C. Rashleigh et R. G. Priest : Optical fiber sensor technology. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 30(4):472–511, 1982.

[51] S. Girard, Y. Ouerdane, C. Marcandella, A. Boukenter, S. Quenard et N. Authier : Feasibility of radiation dosimetry with phosphorus-doped optical fibers in the ultraviolet and visible domain. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 357(8):1871–1874, 2011.

[52] S. Girard, J. Kuhnhenn, A. Gusarov, B. Brichard, M. Van Uffelen, Y. Ouerdane, A. Boukenter et C. Marcandella : Radiation effects on silica-based optical fibers : Recent advances and future challenges. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 60 (3):2015–2036, 2013.

[53] S. Girard, C. Marcandella, A. Morana, J. Perisse, D. Di Francesca, P. Paillet, J.-R. Macé, A. Boukenter, M. Léon, M. Gaillardin *et al.* : Combined high dose and temperature radiation effects on multimode silica-based optical fibers. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 60(6):4305–4313, 2013.

[54] S. Girard, Y. Ouerdane, G. Origlio, C. Marcandella, A. Boukenter, N. Richard, J. Baggio, P. Paillet, M. Cannas, J. Bisutti *et al.* : Radiation effects on silica-based preforms and optical fibers—I : Experimental study with canonical samples. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55(6):3473–3482, 2008.

[55] S. Girard, M. Vivona, A. Laurent, B. Cadier, C. Marcandella, T. Robin, E. Pinsard, A. Boukenter et Y. Ouerdane : Radiation hardening techniques for Er/Yb doped optical fibers and amplifiers for space application. *Optics Express*, 20(8):8457–8465, 2012.

[56] D. L. Griscom : Characterization of three E'-center variants in X and γ-irradiated high purity a-SiO2. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 1(2-3):481–488, 1984.

[57] D. L. Griscom : Nature of defects and defect generation in optical glasses. *In 1985 Albuquerque Conferences on Optics*, pages 38–59. International Society for Optics and Photonics, 1985.

[58] D. L. Griscom : Optical properties and structure of defects in silica glass. *Nippon seramikkusu kyokai gakujutsu ronbunshi*, 99(10):923–942, 1991.

[59] D. L. Griscom : γ-ray-induced visible/infrared optical absorption bands in pure and f-doped silica-core fibers : are they due to self-trapped holes ? *Journal of non-crystalline solids*, 349:139–147, 2004.

[60] D. Griscom, M. Gingerich et E. Friebele : Radiation-induced defects in glasses : origin of power-law dependence of concentration on dose. *Physical review letters*, 71(7):1019, 1993.

[61] D. Grobnic, H. Henschel, S. K. Hoeffgen, J. Kuhnhenn, S. J. Mihailov et U. Weinand : Radiation sensitivity of Bragg gratings written with femtosecond IR lasers. *In SPIE Defense, Security, and Sensing*, pages 73160C–73160C. International Society for Optics and Photonics, 2009.

[62] D. Grobnic, S. J. Mihailov, R. B. Walker et C. W. Smelser : Self-packaged type ii femtosecond ir laser induced fiber Bragg grating for temperature applications up to 1000 °C. *In 21st International Conference on Optical Fibre Sensors (OFS21)*, pages 77530J–77530J. International Society for Optics and Photonics, 2011.

[63] M. R. Hadley, G. A. Brown, G. J. Naldrett *et al.* : Evaluating permanently installed fiber-optic distributed temperature measurements using temperature-step resolution. *In SPE International Improved Oil Recovery Conference in Asia Pacific*. Society of Petroleum Engineers, 2005.

[64] T. Hart, R. Aggarwal et B. Lax : Temperature dependence of Raman scattering in silicon. *Physical Review B*, 1(2):638, 1970.

[65] R. Hartmayer, S. P. Jackson et A. R. Johnston : Space-environment effects on optical cables. *In Optical Engineering and Photonics in Aerospace Sensing*, pages 94–103. International Society for Optics and Photonics, 1993.

[66] A. Hartog : A distributed temperature sensor based on liquid-core optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 1(3):498–509, 1983.

[67] M. Hass : Raman spectra of vitreous silica, germania and sodium silicate glasses. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 31(3):415–422, 1970.

[68] M. B. Hausner, F. Suárez, K. E. Glander, N. v. d. Giesen, J. S. Selker et S. W. Tyler : Calibrating single-ended fiber-optic Raman spectra distributed temperature sensing data. *Sensors*, 11(11):10859–10879, 2011.

[69] D. P. Hawn, C. M. Petrie, T. E. Blue et W. Windl : In-situ gamma radiation induced attenuation in silica optical fibers heated up to 600 °C. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 379:192–200, 2013.

[70] J.-M. Henault : *Approche méthodologique pour l'évaluation des performances et de la durabilité des systèmes de mesure répartie de déformation : application à un câble à fibre optique noyé dans le béton.* Thèse de doctorat, Université Paris-Est, 2013.

[71] H. Henschel et O. Kohn : Regeneration of irradiated optical fibres by photobleaching ? *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 47(3):699–704, 2000.

[72] H. Henschel, O. Kohn, H. Schmidt, E. Bawirzanski et A. Landers : Optical fibres for high radiation dose environments. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 41(3):510–516, 1994.

[73] V. Hervault : Chaîne de mesure de température. HP-12/96/057/A, EDF-DER, 1997.

[74] K. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson et B. Kawasaki : Photosensitivity in optical fiber waveguides : Application to reflection filter fabrication. *Applied Physics Letters*, 32 (10):647–649, 1978.

[75] M. Höbel, J. Ricka, M. Wüthrich et T. Binkert : High-resolution distributed temperature sensing with the multiphoton-timing technique. *Applied Optics*, 34 (16):2955–2967, 1995.

[76] E. Hurtig, S. Grosswig, M. Jobmann, K. Kühn et P. Marschall : Fibre-optic temperature measurements in shallow boreholes : Experimental application for fluid logging. *Geothermics*, 23(4):355–364, 1994.

[77] IEC : Fibre optic sensors - part 1 : Generic specification. International Standard 2.0, International Electrotechnical Commission, 2012.

[78] ITU-T : Series g : Transmission systems and media, digital systems and networks. ITU-T Rec. G.651.1 (07/2007), International Telecommunication Union, 2007.

[79] ITU-T : Series g : Transmission systems and media, digital systems and networks. Rec. ITU-T G.652 (11/2009), International Telecommunication Union, 2009.

[80] IVG Fiber. Metal-coated fiber. http://www.ivgfiber.com/datasheet_gradedindex.pdf, 2016. [En ligne ; Page disponible le 14-novembre-2016].

[81] S.-J. Jang, J. Sanchez, K. Pohl et L. L'Esperance : Fundamental mode size and bend sensitivity of graded and step-index single-mode fibers with zero-dispersion near 1.55 μm. *Journal of lightwave technology*, 2(3):312–316, 1984.

[82] F. B. Jensen, E. Takada, M. Nakazawa, T. Kakuta et S. Yamamoto : Distributed Raman temperature measurement system for monitoring of nuclear power plant coolant loops. *In Photonics China'96*, pages 132–143. International Society for Optics and Photonics, 1996.

[83] F. B. Jensen, E. Takada, M. Nakazawa, T. Kakuta et S. Yamamoto : Consequences of radiation effects on pure-silica-core optical fibers used for Raman-scattering-based temperature measurements. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 45(1):50–58, 1998.

[84] C. M. Jewart, Q. Wang, J. Canning, D. Grobnic, S. J. Mihailov et K. P. Chen : Ultrafast femtosecond-laser-induced fiber Bragg gratings in air-hole microstructured fibers for high-temperature pressure sensing. *Optics Letters*, 35(9):1443–1445, 2010.

[85] C. K. Kao : Optical fiber technology. ii. *New York, IEEE Press, 1981. 349 p.*, 1, 1981.

[86] K. Kao et G. A. Hockham : Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. *Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of*, 113(7):1151–1158, 1966.

[87] D. Keck et P. Schultz : Method of producing optical waveguide fibers, janvier 16 1973. US Patent 3,711,262.

[88] A. D. Kersey, M. A. Davis, H. J. Patrick, M. LeBlanc, K. Koo, C. Askins, M. Putnam et E. J. Friebele : Fiber grating sensors. *Journal of lightwave technology*, 15(8):1442–1463, 1997.

[89] A. Kimura, E. Takada, K. Fujita, M. Nakazawa, H. Takahashi et S. Ichige : Application of a Raman distributed temperature sensor to the experimental fast reactor joyo with correction techniques. *Measurement Science and Technology*, 12(7):966, 2001.

[90] D. Kinet, P. Mégret, K. W. Goossen, L. Qiu, D. Heider et C. Caucheteur : Fiber Bragg grating sensors toward structural health monitoring in composite materials : Challenges and solutions. *Sensors*, 14(4):7394–7419, 2014.

[91] G. Landsberg : Eine neue erscheinung bei der lichtzerstreuung in krystallen. *Naturwissenschaften*, 16:558, 1928.

[92] V. Lanticq : *Mesure répartie de température et de déformations par diffusion Brillouin : de la fibre optique au capteur pour le génie civil.* Thèse de doctorat, Télécom ParisTech, 2009.

[93] B. H. Lee, Y. H. Kim, K. S. Park, J. B. Eom, M. J. Kim, B. S. Rho et H. Y. Choi : Interferometric fiber optic sensors. *Sensors*, 12(3):2467–2486, 2012.

[94] T. Li : Structures, parameters, and transmission properties of optical fibers. *Proceedings of the IEEE*, 68(10):1175–1180, 1980.

[95] W. Li, X. Bao, Y. Li et L. Chen : Differential pulse-width pair BOTDA for high spatial resolution sensing. *Optics Express*, 16(26):21616–21625, 2008.

[96] D. Long : *The Raman effect : a unified treatment of the theory of Raman scattering by molecules.* West Sussex, England : John Wiley & Sons Ltd, 2002.

[97] S. Magne : État des lieux de la métrologie de températures sous radiations par capteurs à fibres optiques. DRT/LIST/DM2I/RAP/15-0120, CEA-LIST, 2015.

[98] Y. S. Mamdem : *Capteurs à fibres optiques répartis par effet Brillouin : séparation de la dépendance à température et à la déformation.* Thèse de doctorat, Télécom ParisTech, 2012.

[99] S. Mandal, S. Dekate, B. K. Lee, R. Guida, M. Mondanos, J. Yeo et M. Goranson : Characterization and calibration of Raman based distributed temperature sensing system for 600 °C operation. *In SPIE Sensing Technology+ Applications*, pages 94910A–94910A. International Society for Optics and Photonics, 2015.

[100] P. Mattern, L. Watkins, C. Skoog et E. Barsis : Absorption induced in optical waveguides by pulsed electrons as a function of temperature, low dose rate gamma and beta rays, and 14 MeV neutrons. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 22(6):2468–2474, 1975.

[101] P. F. McMillan, B. T. Poe, P. Gillet et B. Reynard : A study of SiO2 glass and supercooled liquid to 1950 K via high-temperature Raman spectroscopy. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 58(17):3653–3664, 1994.

[102] G. Meltz, W. W. Morey et W. H. Glenn : Formation of bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Optics Letters*, 14(15):823–825, 1989.

[103] S. J. Mihailov : Fiber Bragg grating sensors for harsh environments. *Sensors*, 12 (2):1898–1918, 2012.

[104] D. S. Moon, B. H. Kim, A. Lin, G. Sun, Y.-G. Han, W.-T. Han et Y. Chung : The temperature sensitivity of sagnac loop interferometer based on polarization maintaining side-hole fiber. *Optics Express*, 15(13):7962–7967, 2007.

[105] A. Morana : *Gamma-rays and neutrons effects on optical fibers and Bragg gratings for temperature sensors.* Thèse de doctorat, Saint Etienne, 2013.

[106] A. Morono et E. Hodgson : Radioluminescence behaviour for electron irradiated KS-4V. *Journal of Nuclear Materials*, 367:1107–1111, 2007.

[107] H. Murata : *Handbook of optical fibers and cables*. Dekker, 1996.

[108] National Institute of Standards and Technology. NIST : X-ray mass attenuation coefficients - Lead. http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z82.html, 2016. [En ligne ; Page disponible le 20-novembre-2016].

[109] National Nuclear Data Center. ENSDF decay data in the MIRD. https://www.orau.org/ptp/PTP%20Library/library/DOE/bnl/nuclidedata/MIRN16.htm, 2016. [En ligne ; Page disponible le 15-novembre-2016].

[110] Newport Corporation. Fiber optic basics. https://www.newport.com/t/fiber-optic-basics, 2016. [En ligne ; Page disponible le 2-novembre-2016].

[111] B. J. Overton, F. Gooijer et G. Krabshuis : An optical fiber with advanced polyimide coating. *In Proceedings of 61st international wire and cable symposium*, pages 321–328, 2012.

[112] J. Park, G. Bolognini, D. Lee, P. Kim, P. Cho, F. Di Pasquale et N. Park : Raman-based distributed temperature sensor with simplex coding and link optimization. *IEEE photonics technology letters*, 18(17):1879–1881, 2006.

[113] C. M. Petrie, D. P. Hawn, W. Windl et T. E. Blue : Reactor radiation-induced attenuation in fused silica optical fibers heated up to 1000°C. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 409:88–94, 2015.

[114] W. Primak et E. Edwards : Radiation-induced dilatations in vitreous silica. *Physical Review*, 128(6):2580, 1962.

[115] W. Primak : Fast-neutron-induced changes in quartz and vitreous silica. *Physical Review*, 110(6):1240, 1958.

[116] PTW Freiburg GmbH. Semiflex ionization chambers 31010, 31013. http://www.ptw.de/semiflex_chambers0.html, 2016. [En ligne ; Page disponible le 29-décembre-2016].

[117] C. V. Raman et K. S. Krishnan : A new type of secondary radiation. *Nature*, 121:501–502, 1928.

[118] T. Reinsch et J. Henninges : Temperature-dependent characterization of optical fibres for distributed temperature sensing in hot geothermal wells. *Measurement Science and Technology*, 21(9):094022, 2010.

[119] J. Rogez et J. Le Coze : Mesure des températures Éléments de choix d'une chaîne et d'une méthode de mesure. *Techniques de l'ingénieur, Mesure de température*, base documentaire : TIB542DUO., 2010.

[120] RP Photonics Consulting GmbH. Modes. https://www.rp-photonics.com/modes.html, 2016. [En ligne ; Page disponible le 21-octobre-2016].

[121] RTE France. Eco2mix mix énergetique. http://www.rte-france.com/fr/eco2mix/eco2mix-mix-energetique, 2016. [En ligne ; Page disponible le 3-novembre-2016].

[122] R. Salh : *Defect related luminescence in silicon dioxide network : a review*. INTECH Open Access Publisher, 2011.

[123] K. Sanada, N. Shamoto et K. Inada : Radiation resistance of fluorine-doped silica-core fibers. *Journal of non-crystalline solids*, 179:339–344, 1994.

[124] Y. Sasajima et K. Tanimura : Optical transitions of self-trapped holes in amorphous SiO2. *Physical Review B*, 68(1):014204, 2003.

[125] K. Shimizu, T. Horiguchi, Y. Koyamada et T. Kurashima : Coherent self-heterodyne detection of spontaneously Brillouin-scattered light waves in a single-mode fiber. *Optics Letters*, 18(3):185–187, 1993.

[126] R. Shuker et R. W. Gammon : Raman-scattering selection-rule breaking and the density of states in amorphous materials. *Physical Review Letters*, 25(4):222, 1970.

[127] Silixa Ltd. Ultima^{TM} dts. http://silixa.com/technology/ultima-dts/, 2016. [En ligne ; Page disponible le 9-novembre-2016].

[128] L. Skuja : Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 239(1):16–48, 1998.

[129] A. Smekal : Zur quantentheorie der dispersion. *Naturwissenschaften*, 11(43):873–875, 1923.

[130] J. J. Smolen et A. van der Spek : Distributed temperature sensing. *A primer for Oil and Gas Production*, 2003.

[131] E. Snitzer : Cylindrical dielectric waveguide modes. *JOSA*, 51(5):491–498, 1961.

[132] R. Stolen et G. Walrafen : Water and its relation to broken bond defects in fused silica. *The Journal of Chemical Physics*, 64(6):2623–2631, 1976.

[133] K. Suh et C. Lee : Auto-correction method for differential attenuation in a fiber-optic distributed-temperature sensor. *Optics Letters*, 33(16):1845–1847, 2008.

[134] The Engineering ToolBox. Coefficients of linear thermal expansion. http://www.engineeringtoolbox.com/linear-expansion-coefficients-d_95.html, 2017. [Online ; accessed 9-January-2017].

[135] L. Thévenaz : Guideline for use of fibre optic sensors. , COST Action 299 "FIDES", 2009.

[136] J. Troska, J. Batten, K. A. Gill et F. Vasey : Radiation effects in commercial off-the-shelf single-mode optical fibers. *In SPIE's International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation*, pages 112–119. International Society for Optics and Photonics, 1998.

[137] S. W. Tyler, J. S. Selker, M. B. Hausner, C. E. Hatch, T. Torgersen, C. E. Thodal et S. G. Schladow : Environmental temperature sensing using Raman spectra DTS fiber-optic methods. *Water Resources Research*, 45(4), 2009.

[138] University of Wisconsin. Interactions of gammas. http://www.hep.wisc.edu/~prepost/407/gamma/gamma.pdf, 2001. [En ligne ; Page disponible le 15-novembre-2016].

[139] V. Vali et R. Shorthill : Fiber ring interferometer. *Appl. Opt*, 15(5):1099–1100, 1976.

[140] N. Van De Giesen, S. C. Steele-Dunne, J. Jansen, O. Hoes, M. B. Hausner, S. Tyler et J. Selker : Double-ended calibration of fiber-optic Raman spectra distributed temperature sensing data. *Sensors*, 12(5):5471–5485, 2012.

[141] M. Van Uffelen, P. Jucker, A. Nowodzinski et V. Despres : Study of 60 Co gamma radiation induced loss dynamics in standard single-mode fibers. Rapport technique, CEA/Saclay, 1998.

[142] Varian Medical Systems Inc. Linatron®accelerators. https://www.varian.com/x-ray-imaging-components/products/security-industrial-imaging/linear-accelerators/linear, 2016. [En ligne ; Page disponible le 29-décembre-2016].

[143] É. Vourc'h : Capteurs magnétiques. Cours Universitaire, 2013.

[144] T. Wijnands, L. K. De Jonge, J. Kuhnhenn, S. K. Hoeffgen et U. Weinand : Optical absorption in commercial single mode optical fibers in a high energy physics radiation field. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55(4):2216–2222, 2008.

[145] Wikipédia : Réacteur à eau pressurisée — wikipédia, l'encyclopédie libre. http://fr.wikipedia.org/w/index.php?title=R%C3%A9acteur_%C3%A0_eau_pressuris%C3%A9e&oldid=129188551, 2016. [En ligne ; Page disponible le 21-octobre-2016].

[146] Wikipedia : Fiber Bragg grating — wikipedia, the free encyclopedia. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Fiber_Bragg_grating&oldid=722911212, 2016. [En ligne ; Page disponible le 30-mai-2016].

[147] Wikipedia : Raman scattering — wikipedia, the free encyclopedia. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Raman_scattering&oldid=745661650, 2016. [Online ; accessed 22-October-2016].

[148] G. R. Williams, G. Brown, W. Hawthorne, A. H. Hartog et P. C. Waite : Distributed temperature sensing (DTS) to characterize the performance of producing oil wells. *In*

Environmental and Industrial Sensing, pages 39–54. International Society for Optics and Photonics, 2000.

Résumé

EDF R&D travaille sur la qualification de chaînes de mesures de température par fibre optique utilisant l'effet Raman. L'application visée ici est la mesure de profils de température dans le domaine du nucléaire, pour cartographier la température de tuyauteries du circuit primaire d'une centrale nucléaire en fonctionnement, et dans lesquelles circule de l'eau sous pression à 350 °C contenant des nucléides source de rayonnement *gamma* (γ). Ces conditions environnementales sévères dégradent le capteur. L'objectif du travail présenté ici est donc d'observer et de quantifier les phénomènes en jeu lorsqu'une fibre optique est soumise aux hautes températures sous rayonnement-γ pour répondre au besoin d'application exprimé.

En effet, les revêtements en acrylate qui protègent les *Capteurs à Fibre Optique* (CFO) standards fondent à de telles températures. Des mesures de température par CFO pour de grandes infrastructures nucléaires ont déjà été réalisées grâce à des fibres à revêtement polyimide, mais pas sur des éléments dont la température excède 300 °C (Fernandez *et al.* [39]). Au-delà de cette valeur seuil, le revêtement polyimide ne résiste que pendant de brèves durées, bien inférieures au besoin d'au moins un an de mesure ininterrompue. L'utilisation de CFO à revêtement métallique est donc la solution retenue. Cependant, la variation de température modifie également l'atténuation de la fibre par induction ou relâchement de contraintes du revêtement métallique sur la fibre (Reinsch et Henninges [118]), ce qui cause une erreur de mesure. De plus, l'*Atténuation Radio-Induite* (ARI) des fibres optiques est à prendre en compte dans de tels environnements. L'irradiation des CFO peut modifier la réponse de rétrodiffusion Raman, ce qui fausse les mesures de température. Enfin, la superposition des paramètres haute température et irradiation engendre des phénomènes combinés, tels que la récupération de la fibre à haute température (limitant l'ARI), qui doivent être évalués (Girard *et al.* [53]).

Des irradiations γ sur des fibres optiques multimodes commerciales à revêtement métallique ont été réalisées. Deux sources de rayonnements différentes ont été utilisées, afin d'observer l'ARI en fonction du débit de dose et de la dose cumulée. L'influence d'une gaine métallique protégeant la fibre dans le cadre d'une utilisation en milieu industriel a aussi été étudiée. Des résultats ont été obtenus sur l'effet du rayonnement-γ sur des CFO à revêtement or à température ambiante et haute température. Les essais à haute température ont permis de mettre en avant l'effet positif de la haute température sur l'ARI, en particulier dans la gamme de longueurs d'onde de rétrodiffusion (1064 ± 50 nm). Ces résultats permettent d'envisager la mesure de température par CFO utilisant l'effet Raman dans de tels environnements. Ils aideront aussi à quantifier les incertitudes de mesure associées.

Abstract

EDF R&D is working on distributed temperature sensors systems qualification with fiber optics using Raman effect. The intended application here is to realize temperature mapping of some pipes of the primary coolant loop in a nuclear power plant. While the plant operates, 350 °C hot pressurized water flows inside those pipes, which contains *gamma* (γ) rays source nuclides. Those hazardous environmental conditions are harmful for the sensor. The main purpose of this work is to observe and quantify involved phenomena during an optical fiber exposition to γ-rays at high temperature in order to fulfill the intended application.

As a matter of fact, acrylate coatings that protects standard *Optical Fiber Sensors* (OFS) melts at high temperature. Temperature measurements have already been carried out in large nuclear infrastructures with polyimide coated OFS, but not on components which temperature exceeds 300 °C (Fernandez *et al.* [39]). Beyond this threshold value, polyimide coating can't sustain such high temperature over a long time, which is not enough considering the one year on site ongoing measurement required specification. Hence OFS with gold metallic coating have been selected for this application. Although temperature variations over the metallic coating can induce or release strain on the fiber, which have an impact on the fiber's attenuation that can induce an error on temperature measurements (Reinsch et Henninges [118]). Furthermore, the *Radiation-Induced Attenuation* (RIA) has to be considered in such environments. OFS radiations can influence the backscattered Raman response, which also generates a temperature measurement error. Eventually, both high temperature and radiations can lead to combined phenomena, as the high temperature can mitigate the RIA, which has to be assessed.

γ-rays in situ irradiations have been carried out over commercial off-the-shelf multimode gold coated fibers. Two radiation sources have been used, in order to observe RIA over dose rate or cumulated dose. Influence of a stainless steel tubing for mechanical protection in the industrial field has been studied. The effect of γ-rays on gold coated OFS was observed for both room and high temperature. High temperature γ-rays irradiations allowed to enlighten the positive impact of high temperature over RIA, especially in the 1064 ± 50 nm backscattered signal span range. These results allows to consider fiber optics Raman distributed temperature sensing use in such harsh environment. They will also help to quantify the related uncertainty of measurement.