



HAL
open science

Systeme embarqué de mesure optique de la combustion du kérosène

Xavier Insou

► **To cite this version:**

Xavier Insou. Systeme embarqué de mesure optique de la combustion du kérosène. Optique [physics.optics]. Université de Rennes, 2021. Français. NNT : 2021REN1S104 . tel-03669884

HAL Id: tel-03669884

<https://theses.hal.science/tel-03669884v1>

Submitted on 17 May 2022

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.

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE RENNES 1

ECOLE DOCTORALE N° 596

Matière, Molécules, Matériaux

Spécialité : « *Photonique* »

Par

Xavier INSOU

Système embarqué de mesure optique de la combustion du kérosène

Thèse Soutenue à l'Enssat Lannion le 25 mai 2021 à 10h30

Unité de recherche : Institut Foton – CNRS UMR 6082 (Groupe Optique Guidée et Capteurs)

Rapporteurs avant soutenance :

Laurent BIGOT Directeur de recherche, Laboratoire PhLAM, CNRS - Université de Lille, France
Thibaut SYLVESTRE Directeur de recherche, Laboratoire FemtoST, CNRS - Université de Besançon, France

Composition du Jury :

Laurent BIGOT Directeur de recherche, Laboratoire PhLAM, CNRS - Université de Lille, France
Thibaut SYLVESTRE Directeur de recherche, Laboratoire FemtoST, CNRS - Université de Besançon, France
Florent COLAS Ingénieur R&D, Safran Aerotechnics, Plaisir, France
Johann TROLES Professeur des Universités, Laboratoire ISCR, Université de Rennes 1, France

Dir. de thèse : **Monique THUAL** Professeur des Universités, Institut Foton, Université de Rennes 1, France
Co-dir. de thèse : **Loïc BODIOU** Maître de Conférences, Institut Foton, Université de Rennes 1, France

Invité(s)

Sébastien CLAUDOT Ingénieur R&D, Souriau Sunbank, Champagné, France

Titre : Système embarqué de mesure optique de la combustion du kérosène

Mots clés : Photonique, Capteurs optiques, Spectroscopie infrarouge, Guides d'ondes optiques

Résumé : Les capteurs optiques sont de plus en plus intégrés dans les applications de surveillance de la santé des avions commerciaux. Ils permettent de mesurer des paramètres d'intérêts dans différentes zones, à différents niveaux de contraintes environnementales, en bénéficiant des avantages de la technologie de la fibre optique : immunité électromagnétique, poids réduit, applications déportées. Les systèmes embarqués de mesure des concentrations des gaz de combustion, d'un intérêt capital pour la surveillance des émissions polluantes de l'aviation civile, ne sont pas encore déployés dans ces environnements, notamment à cause des fortes contraintes rencontrées aux abords du moteur. Pour répondre à cette problématique, le développement de solutions adaptées à ces environnements, notamment pour le transport de l'information optique et la transduction, est primordial. Dans le cadre de cette thèse nous proposons une méthode optique de détection et une architecture du système adaptés à la mesure de ces gaz en vol. La spectroscopie par modulation de longueur d'onde (SMLO) dans le moyen infrarouge (MIR) associée à une mesure ponctuelle à l'aide d'une sonde réflective permet d'optimiser la sensibilité et l'intégrabilité d'un tel système.

Nous proposons une fibre optique antirésonante en silice pour la transmission du signal optique dans les zones à fortes températures. Nous montrons expérimentalement, conformément aux calculs théoriques, que cette fibre permet de transmettre la lumière dans le MIR dans des longueurs d'onde comprises entre 3.8 et 4.7 μm , avec des pertes minimales à l'état de l'art de 0.19 dB/m à 4.03 μm , et est insensible aux courbures pour des rayons de plus de 5 cm. Nous proposons des longueurs d'onde propices à la mesure de CO, CO₂, NO et NO₂ dans un flux de combustion composé de nombreuses espèces chimiques. Nous étudions la faisabilité de la mesure de CO autour de 4.58 μm par SMLO à l'aide d'une simulation analytique, dans le but de trouver les paramètres de modulation optimaux, et d'évaluer l'influence des paramètres environnementaux sur l'incertitude de mesure. Enfin nous proposons des solutions à l'intégration et à la montée en maturité de l'ensemble des éléments possibles du système, en estimant l'importance des verrous technologiques, et en explorant l'existence de solutions adaptées.

Title: Embedded optical system for the measurement of kerosene combustion gases

Keywords: Photonics, Optical sensors, Infrared spectroscopy, Optical waveguides

Abstract: Optical sensors are increasingly encountered in modern aircraft health monitoring applications. They allow for the measurement of parameters of interest in various areas subject to various levels of constraint, while benefiting from the advantages of fiber optics technology: electromagnetic immunity, reduced weight and remote application. While they are particularly relevant for the monitoring of civil aircraft harmful emissions, embedded measurement systems of combustion gases are not yet integrated in these environments, notably because the high level of stress encountered around the engines. To address this issue, it is essential to develop solutions that are suitable for these environments, especially for information transport and transduction. In this study, we propose an optical measurement scheme and a system architecture suited for the measurements of these gases in flight. Wavelength Modulation Spectroscopy (WMS) in the mid-infrared range (MIR), used with a point non-extractive sampling allow for both high sensitivity and integrability.

We propose a silica hollow-core antiresonant fiber for signal transmission in high temperature areas. We show experimentally and in accordance to theoretical models that this fiber can transmit light in the MIR between 3.8 and 4.7 μm , with minimal loss of 0.19 dB/m @ 4.03 μm well within the state of the art. Moreover, the fiber is insensitive to bending loss for radii over 5 cm. We propose specific wavelengths suited for the measurement of CO, CO₂, NO & NO₂ in a multigas combustion flow. We study the feasibility of the WMS measurement of CO around 4.58 μm using analytical calculation, in order to find the optimal modulation parameters and evaluate the influence of environmental parameters on the measurement uncertainty. Finally, we propose solutions for the integration and maturation of the whole system, by estimating each technological limitation and investigating the existence of suitable solutions.

« Doutez de tout et surtout de ce que je vais vous dire. »

Bouddha

Remerciements

C'est avec joie, et aussi un peu de soulagement, que je conclus ce travail de thèse. Je ne peux tourner cette page de mon parcours sans remercier l'ensemble des personnes et organismes sans qui cette aventure aurait été bien moins aisée, voire impossible, en commençant par les financeurs : l'ANRT, L'institut Foton, et l'entreprise Souriau.

Je remercie plus particulièrement Souriau de m'avoir fait confiance pour mener ce travail à terme. L'accueil que j'ai reçu, notamment de l'équipe R&T Innovation sur le site de Champagné a été chaleureux, et chaque membre de l'équipe a fait preuve d'une gentillesse et d'un professionnalisme exemplaires, rendant les 8 mois passés sur site d'autant plus agréables. Je ne peux assez remercier mon encadrant Sébastien Claudot, pour sa patience, sa disponibilité, et ses excellents conseils. Je n'aurais pu espérer meilleur encadrement, et son apport à la qualité de mon travail a été substantiel, de part son expertise dans le domaine de l'optique, sa compréhension des challenges liés au développement d'un produit à finalité commerciale, et ses qualités humaines.

Je tiens également à remercier l'Institut Foton de m'avoir accueilli pour la majeure partie de ces 3 ans et demi. Je remercie notamment mes directeurs de thèse, Monique Thual et Loïc Bodiou. Travailler avec eux a été un vrai plaisir au quotidien : leur expérience dans le domaine de la recherche et leur enthousiasme à partager et discuter de leurs connaissances ont constitué un énorme avantage pour moi. Participer à des discussions scientifiques avec des chercheurs expérimentés qui accueillent vos opinions et vos questionnements comme ceux d'un de leurs pairs est une expérience que tout doctorant devrait vivre, et que j'ai moi même vécu sous leur cotutelle.

Je souhaite remercier mon comité de suivi individuel, composé de Sylvain Achelle et Joël Charrier, qui ont aussi contribué au bon déroulement de la thèse. Particulièrement, Joël a été très impliqué dans le suivi de mon travail, octroyant son expertise dans bien des domaines et se montrant très disponible quand j'avais des interrogations quelconques.

Je remercie l'ensemble des acteurs scientifiques de l'Institut Foton, techniciens, ingénieurs, enseignants chercheurs, doctorants et post-doctorants, pour l'accueil qu'ils m'ont réservé à mon arrivée au laboratoire, notamment les membres des groupes OGC et CCLO, et plus particulièrement Parastesh Pirasteh et Jonathan Lemaitre pour leur aide, leur disponibilité et leurs excellents conseils. Je remercie aussi vivement Sébastien Lobo, Robert Madec et Philippe Rochard pour leur aide précieuse. Je remercie également les membres de l'équipe administrative de l'Institut Foton et de l'Enssat, Angélique Le Pennec, Isabelle Poulard, Chloé Deschamps, Gaëlle Le-Page et Carole Perrot pour leur assistance et leur disponibilité.

Il convient de remercier l'ensemble des personnes extérieures qui ont contribué de près ou de loin à ce travail de thèse, et notamment les membres de Photonics Bretagne,

particulièrement Adil Haboucha, Laurent Provino, David Méchin et Thierry Taunay. Je remercie par la même les membres de l'ISCR de Rennes pour leur accueil et leur aide et Samuel Poulain du Verre Fluoré pour nous avoir gracieusement fourni une fibre MIR. Merci aussi à la région Bretagne qui permet à ce projet de se poursuivre à l'aide d'un financement "Innovation collaborative au croisement des filières".

Je souhaite par ailleurs remercier les membres de mon jury de thèse : Laurent Bigot et Thibaut Sylvestre, rapporteurs, ainsi que Florent Colas et Johann Troles. Merci d'avoir pris le temps d'évaluer mon travail, merci pour ces remarques constructives et ces questions pertinentes. Je regrette seulement que les conditions n'aient pas permis une soutenance à 100 % en présentiel.

Je remercie enfin, et par dessus tout, mes amis et ma famille : sans votre soutien j'aurais abandonné il y a bien longtemps ...

Table des matières

Remerciements	iii
Introduction	3
1 Système de capteur optique	5
1.1 Généralités sur les capteurs	6
1.2 Capteur à fibre optique	6
1.2.1 Définitions	7
Composition du capteur et termes d'usage général	7
Termes de fonctionnalité	8
Termes liés à la réponse du capteur	8
1.2.2 Intérêt de la technologie fibre optique	9
1.3 Environnement sévère avionique	9
1.4 Mesure des gaz d'échappement des turboréacteurs	12
1.4.1 Molécules cibles	12
1.4.2 Conditions de mesure	13
1.4.3 Spectroscopie en moyen infrarouge	14
1.5 Méthodes optiques de mesure de concentrations de gaz	15
1.5.1 Capteurs interférométriques	16
1.5.2 Capteurs plasmoniques	17
1.5.3 Capteurs spectroscopiques	19
Diffusion	19
Émission	20
Absorption	21
Spectroscopie photoacoustique	25
1.5.4 Bilan	27
1.6 Architecture adaptée à l'environnement d'une turbine	28
1.6.1 Architecture du système de mesure	28
Mesure extractive	29
Mesure non extractive ponctuelle	30
Mesure non extractive traversante	31
1.6.2 Sources optiques dans le MIR	32
1.6.3 Photodétecteurs dans le MIR	34
1.6.4 Fibres optiques dans le MIR	36
1.7 Conclusion	40

2	Fibre optique de transmission	43
2.1	Fibre antirésonante	44
2.1.1	Architecture et fabrication	46
2.1.2	Principe de propagation de la lumière	47
	Propagation dans les fibres pleines	48
	Propagation dans les fibres à bande interdite photonique	49
	Propagation dans les fibres antirésonantes	50
2.1.3	Pertes linéiques	51
	Pertes dues aux fuites	51
	Pertes dues à l'absorption du matériau	54
2.1.4	Utilisation du calcul numérique	57
2.1.5	Pertes de courbure	58
2.1.6	Industrialisation	62
	La purge de la fibre	62
	La connectivisation de la fibre	63
2.2	Résultats expérimentaux	67
2.2.1	Conditions expérimentales	68
2.2.2	Pertes linéiques	71
2.2.3	Pertes de courbure	73
2.2.4	Résistance à la température	75
3	Méthode de détection	79
3.1	Introduction à la spectroscopie par modulation de longueur d'onde	80
3.2	Choix de la longueur d'onde de détection	82
3.2.1	Contraintes du système de détection	83
3.2.2	Interférences entre espèces	84
3.2.3	Influence de la longueur d'interaction	91
3.3	Mise en oeuvre de la SMLO	94
3.3.1	Calcul du signal $2f/1f$ simulé	94
	Calcul de l'intensité réelle de la raie d'absorption	95
	Calcul de la forme de la raie d'absorption	96
3.3.2	Validation du code Matlab	100
3.3.3	Adaptation à la mesure du CO	101
3.3.4	Influence de la longueur d'interaction	103
3.3.5	Influence de l'indice de modulation	104
3.3.6	Influence de la température et de la pression	105
3.4	Conclusion	107
4	Vers l'intégration du capteur dans un système de mesure embarqué	109
4.1	Interrogateur embarqué	111
4.1.1	Couplage QCL/fibre optique	113
4.1.2	Circulation du signal de mesure	114
	Isolateurs pour le MIR	115

Coupleurs pour le MIR	116
Circulateurs pour le MIR	116
4.2 Harnais de transmission	117
4.2.1 Protection de la fibre à forte température	118
4.3 Sonde en flux gazeux	119
4.3.1 Transmission du signal	119
Interaction lumière/gaz	119
4.3.2 Protection et nettoyage des surfaces optiques	120
Protection active	120
Protection passive	122
4.4 Budget optique du système	123
4.5 Conclusion	124
Conclusion générale et perspectives	130
A Conférences et publications	131
B CleanSky 2 Joint Technical Proposal	133
C Croissance du trafic aérien mondial sur les deux dernières décénies	135
D Characteristics and use of infrared detectors (extrait)	137
E Unimir	139
Bibliographie	141

Table des figures

1.1	Schéma de principe d'un capteur	7
1.2	Solutions de connectique optique commerciales	10
1.3	Paramètres d'intérêt dans un avion commercial	10
1.4	Principaux emplacements des électroniques de contrôle dans un avion commercial	11
1.5	Conditions d'opération des systèmes avioniques	12
1.6	Echelle de Bacharach	14
1.7	Modes de vibration d'un groupement moléculaire	15
1.8	Bandes d'absorption de diverses espèces chimiques en MIR	16
1.9	Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder utilisé comme transducteur optique	17
1.10	Excitation d'un plasmon de surface à l'aide d'un prisme	17
1.11	Longueur d'onde centrale du plasmon de surface localisé pour différentes géométries des nanoparticules d'or	18
1.12	Interactions entre photon et matière	19
1.13	Diffusions Rayleigh et Mie	20
1.14	Incandescence et luminescence	21
1.15	Molécules absorbantes dans le MIR	22
1.16	Techniques d'interaction lumière/matière à l'aide de fibres optiques	22
1.17	Niveaux énergétiques moléculaires aux énergies des différents domaines spectraux de photons	23
1.18	Principe de fonctionnement de la SDLA	24
1.19	Dispositif commercial de mesure de gaz basé sur la SMLO	25
1.20	Designs de cellules résonantes pour la spectroscopie photoacoustique	26
1.21	Différents calibres d'éléments résonants pour la SPA	27
1.22	Exemple d'architecture pour une mesure extractive	29
1.23	Exemple d'architecture pour une mesure non extractive ponctuelle	30
1.24	Exemple d'architecture pour une mesure non extractive traversante	31
1.25	Comparatif des bandes spectrales disponibles pour chaque type de source dans l'IR	32
1.26	Comparaison entre les principes de fonctionnement des différents types de lasers à semiconducteurs	33
1.27	Réponse spectrale de photodétecteurs dans le NIR et le MIR	35
1.28	Atténuation de fibres en silice entre 0.2 μm et 2.5 μm	36
1.29	Atténuation de fibres spéciales du commerce dans le MIR	37

1.30	Fibre creuse à revêtement réfléchissant silice/argent	38
1.31	Fibre antirésonante en silice pour le MIR	39
1.32	Récapitulatif des performances de différents types de fibres pour le MIR	40
1.33	Architecture de système de mesure optique pour l'aviation	41
1.34	Diagramme du système de mesure	42
2.1	Différents types de fibres AR	45
2.2	Architecture de la fibre AR	46
2.3	Tour de fibrage et procédé stack-and-draw.	47
2.4	Réflexion totale dans le cœur d'une fibre optique	48
2.5	Différents types de fibres à cristaux photoniques	49
2.6	Propagation dans une fibre à bande interdite photonique	50
2.7	Propagation de la lumière dans une fibre antirésonante	50
2.8	Calcul analytique d'indice effectif et de coefficient de pertes.	53
2.9	Influence de l'épaisseur des capillaires de la fibre AR sur la position des bandes de transmission.	54
2.10	Calcul analytique du coefficient de pertes en fonction des pertes du matériau.	55
2.11	Pertes de la silice en MIR.	56
2.12	Calcul analytique et calcul numérique de l'atténuation d'une fibre AR.	58
2.13	Définition du plan de courbure de la fibre	59
2.14	Pertes de courbure en fonction du rayon de courbure pour $\theta = 0$	60
2.15	Pertes de courbure en fonction du rayon de courbure pour $\theta = \pi/16$	61
2.16	Pertes de courbure en fonction du rayon de courbure pour $\theta = \pi/8$	62
2.17	Remplissage de fluide d'un tube	63
2.18	Schéma de réalisation d'un end-cap	64
2.19	Expansion de faisceau dans une GIF standard en proche et MIR	65
2.20	Expansion de faisceau dans une GIF spéciale en MIR	66
2.21	Fibre AR fabriquée	67
2.22	Spectre d'émission du QCL	68
2.23	Schéma du banc cut-back	69
2.24	Photo du banc cut-back	69
2.25	Schéma du banc de mesures de pertes de courbures	70
2.26	Photo du banc de test en température	71
2.27	Atténuation de la fibre en fonction de la longueur d'onde	72
2.28	[Pertes de courbure de la fibre en fonction du rayon de courbure à 4.26 μm	74
2.29	Pertes de courbure de la fibre en fonction du rayon de courbure et de la longueur d'onde	75
2.30	Test de résistance à la température en montée.	76
2.31	Test de résistance à un cycle de température.	77
3.1	Comparaison entre SDLA et SMLO	81

3.2	Dimensions d'un moteur d'avion	83
3.3	Coefficient d'absorption en MIR	84
3.4	Absorption pondérée par la concentration	85
3.5	Absorption du CO pondérée par la concentration	86
3.6	Participation du CO à l'absorption en fonction de la largeur de raie laser	87
3.7	Participation du NO à l'absorption sur sa bande principale	88
3.8	Participation du NO ₂ à l'absorption sur sa bande principale	89
3.9	Bandes d'absorption alternatives pour le NO et le NO ₂	90
3.10	Atténuation des différents gaz sur une distance de 60 cm	91
3.11	Participation du CO ₂ à l'absorption sur une bande secondaire autour de 4.1 μm	92
3.12	Sensibilité de la mesure en fonction de la longueur d'interaction	93
3.13	Convergence du profil de Voigt en fonction de la pression	97
3.14	Principe de sur-modulation pour la détection synchrone	98
3.15	Amplitude de la modulation de longueur d'onde en fonction de l'indice de modulation	99
3.16	Comparaison simulation/littérature	100
3.17	Profondeur optique d'une raie d'absorption du CO à 4.59 μm	101
3.18	Signal 2f/1f de la raie d'absorption du CO	102
3.19	Évolution de l'amplitude du signal 2f/1f en fonction de la concentration	102
3.20	Évolution de l'amplitude du signal 2f/1f en fonction de la concentration et de la distance d'interaction	103
3.21	Évolution de l'amplitude du signal 2f/1f en fonction de la concentration et de l'indice de modulation	104
3.22	Évolution de l'amplitude du signal 2f/1f en fonction de la pression et de la température	105
3.23	Erreur permise sur l'amplitude du signal 2f/1f en fonction de la concentration	106
4.1	Diagramme du système de mesure et des principales briques technologiques le composant	110
4.2	Dimensions du trajet optique dans un avion moyen-courrier	111
4.3	Électroniques de traitement du signal pour l'avionique	112
4.4	Exemple de QCL fibrés	113
4.5	Composants dédiés à la circulation du signal	114
4.6	Schéma de principe d'un isolateur	115
4.7	Distribution de l'amplitude du champ optique dans un coupleur	116
4.8	Principe de fonctionnement d'un circulateur optique	117
4.9	Exemple de sonde optique passante pour environnement sévère	119
4.10	Sonde optique ayant une protection de gaz de purge	121
4.11	Dispositif de nettoyage laser d'une fenêtre optique	122
4.12	Schéma de mise en oeuvre d'un dispositif passif de protection d'optiques	123

4.13 Estimation du budget optique du système de mesure	124
C.1 "Number of scheduled passengers boarded by the global airline industry from 2004 to 2021 (in millions)". Voir [188].	135

Liste des tableaux

1.1	Niveaux typiques d'émissions pour l'aviation civile	13
1.2	Comparaison entre la SPA et la SMLO pour la détection de CO et CO ₂ dans le moyen IR.	28
2.1	Niveaux de pertes de fibres AR pour des conceptions similaires dans la littérature. N.C. = non communiqué.	73
3.1	Niveaux typiques d'émissions pour l'aviation civile	83
3.2	Longueurs d'ondes propices à la mesure des gaz.	107
4.1	Condition de vie dans la baie électronique de cabine	112
4.2	Revêtements pour fibre optique à haute température	118

Liste des abréviations

BIP	B ande I nterdite P hotonique
BPM	B eam P ropagation M ethod (Méthode de Propagation de Faisceaux)
DFB	D istributed F eed B ack (Rétroaction Répartie)
DFG	D ifferential F requency G eneration (Génération de Fréquence Différentielle)
Fibre AR	F ibre A nti R ésonnante
Fibre VF	F ibre en V erre F luoré
FTIR	F ourier T ransform I nfra R ed spectroscopy (Spectroscopie Infrarouge par Transformée de Fourier)
GIF	G raded I ndex F iber (Fibre à Gradient d'Indice)
HAPI	H itran A pplication P rogramming I nterface
HHL	H igh H eat L oad (Haute Charge Thermique)
ICL	I nterband C ascade L aser (Laser à Cascade Interbande)
ISC	I nter S ystem C onversion (Conversion Intersystème)
LIDAR	L ight D etection A nd R anging (Détection et Estimation de la Distance par la Lumière)
MIR	M id I nfra R ed (Infrarouge Moyen)
NCHCF	N egative C urvature H ollow C ore F iber (Fibre Creuse à Courbure Négative)
NEP	N oise E quivalent P ower (Puissance Equivalente de Bruit)
NIR	N ear I nfra R ed (Infrarouge Proche)
NP	N ano P articules
OPO	O scillateur P aramétrique O ptique
PML	P erfectly M atched boundary L ayer (Couche Absorbante Parfaitement Adaptée)
QCL	Q uantum C ascade L aser (Laser à Cascade Quantique)
QTF	Q uartz T uning F ork (Résonateur Quartz)
SDLA	S pectroscopie à D iode L aser A ccordable
SMLO	S pectroscopie par M odulation de L ongueur d' O nde
SNR	S ignal to N oise R atio (Rapport Signal à Bruit)
SPA	S pectroscopie P hoto A coustique
UV	U ltra V iolet

Introduction

Les capteurs permettent à l'homme de détecter, quantifier et contrôler les phénomènes naturels qui ocurrent dans son environnement. Ils offrent une fenêtre sur le fonctionnement réel du monde qui nous entoure. Leur intérêt s'étend sur une très large gamme d'applications, de la santé à l'industrie, de la défense aux applications domestiques, ou encore l'environnement. Les avancées dans le développement des capteurs ces dernières années ont permis l'observation de plus en plus détaillée de phénomènes aussi bien biologiques que physiques, ou encore chimiques. Plus particulièrement, l'analyse des réactions de combustion permet une compréhension approfondie de ces phénomènes, et doit mener à l'utilisation plus efficace de carburants et à une réduction des émissions de gaz polluants. Il est important de surveiller, répertorier et tenter de réduire ces émissions quelles qu'en soient les sources : production d'énergie domestique ou industrielle, transport automobile, maritime ou aéronautique. Dans ce cadre particulier, des initiatives globales visent à réduire, grâce aux avancées technologiques, les émissions nocives de l'aviation civile (voir Annexe B). Le trafic aérien commercial représentait 2.4 % des émissions globales de CO₂ en 2018, et sa participation aux changements climatiques est estimée à 5 % sur l'ensemble des gaz à effets de serre [1]. Ce chiffre peut paraître dérisoire, mais compte tenu de la croissance continue du trafic aéronautique civil pré-Covid (au moins 5.3 % de croissance annuelle entre 2010 et 2018, voir Annexe C) et les forts investissements réalisés dans le domaine des voitures électriques, la part d'impact de l'aviation civile sur les changements climatiques ne peut qu'augmenter dans le futur.

Parallèlement, la technologie de la fibre optique est de plus en plus présente dans le milieu aéronautique, notamment dans les systèmes de capteurs, le transfert de données et le divertissement des passagers. Dans l'aviation, les réseaux optiques se substituent petit à petit aux réseaux électriques grâce aux divers avantages que leur utilisation apporte : une immunité face aux interférences électromagnétiques, un poids réduit, la possibilité d'applications déportées, et une architecture simplifiée par rapport aux réseaux historiques. Le Moyen Infrarouge (MIR) est le domaine spectral des ondes électromagnétiques situé entre 2 μm et 20 μm. Cette plage de longueurs d'onde contient l'empreinte moléculaire vibrationnelle de nombreuses molécules d'intérêt dans des domaines s'étendant de l'environnement à la santé, en passant par la sécurité [2, 3], et notamment des molécules ciblées dans le cadre de ce travail : les oxydes de carbone (CO et CO₂), les oxydes d'azote (NO et NO₂) et la vapeur d'eau H₂O. La spectroscopie dans le MIR permet la réalisation de systèmes de capteurs sensibles adaptés à la détection et à la mesure de ces éléments chimiques dans des cas

de figure très variés : caractérisation en phase liquide, analyse de flux de combustion, détection de fuites en milieu domestique et industriel. La mesure de concentration des gaz d'échappement des moteurs d'avion a fait l'objet de nombreux développements de la part d'acteurs académiques et industriels ces dernières années. Les avancées technologiques ont permis de lancer le développement de méthodes de mesure destinées à analyser les flux de combustion des moteurs d'appareils subsoniques et hypersoniques [4, 5].

Cependant, si ces études adressent en détail les méthodes de détection et leurs performances sur bancs d'essais, elles ne donnent pas d'indication quant à la possibilité de faire fonctionner de tels systèmes en vol, et il reste encore de nombreuses problématiques auxquelles répondre. Premièrement les systèmes électro-optiques utilisés dans l'aviation sont soumis à des contraintes environnementales sévères [6], surtout en s'approchant du moteur. La résistance des différents éléments du système à ces conditions est primordiale pour assurer un bon fonctionnement du système tout au long de sa durée de vie, idéalement similaire à celle du moteur. Ensuite, la détection de multiples espèces dans le même flux de combustion, dans les espaces restreints typiques de l'environnement moteur, reste à démontrer. Enfin l'intégration d'un système complet, de l'émission du signal optique au traitement de l'information de mesure en passant par le routage des signaux, la transmission de l'information et l'interaction lumière-gaz doit être adressée dans son ensemble.

La société Souriau du groupe Souriau-Sunbank Connection Technologies est un concepteur et fabricant de harnais et connecteurs pour environnements sévères de classe mondiale. Créée en 1917 par Paul Adolphe Souriau, elle a réussi à s'imposer comme fournisseur majeur d'acteurs de l'industrie aéronautique tels que Airbus, Safran, Labinal ou encore Boeing, récompensée de multiples fois pour son excellence et sa fiabilité. Présente dans 7 pays sur 4 continents, la société compte 3000 collaborateurs, dont plus de 200 ingénieurs R&D, développant et distribuant plus de 500 000 références produit, dont les applications vont de l'aérospatiale au médical, en passant par l'industrie et le ferroviaire. Elle capitalise \$ 350 M de chiffre d'affaire, dont 38% sont réalisés dans le domaine de l'aérospatiale. Souriau possède un savoir-faire presque centenaire concernant les chaînes de transmission électriques et optiques destinées à l'aéronautique, et s'oriente, à présent, sur la maîtrise de systèmes complets, et notamment de systèmes de capteurs. Ce travail de thèse en collaboration avec l'Institut Foton s'inscrit dans cette démarche d'étendre son expertise afin de toucher de nouveaux marchés.

L'objectif de ce projet est de poser les bases du développement d'un système embarqué de mesure optique des gaz d'échappement d'un moteur d'avion. Le but est de sélectionner et valider des outils adaptés à la mesure de gaz dans un environnement sévère, et réfléchir à l'intégration de ces outils dans un système de mesure de maturité avancée. Ce manuscrit de thèse est composé de 4 chapitres détaillant les travaux de bibliographie, simulation et expérimentation menés :

- Le **Chapitre 1** introduit la définition de capteur optique, précise le domaine de cette étude, et donne les outils permettant de sélectionner les briques technologiques qui seront étudiées et utilisées dans le développement du système. Plus particulièrement, les éléments de langage liés aux capteurs optiques seront définis et l'environnement sévère aéronautique sera présenté. Les enjeux de la mesure de gaz d'échappements des turboréacteurs seront expliqués, notamment les conditions de mesure ainsi que les molécules ciblées spécifiquement dans ce travail. Un état de l'art des méthodes de mesure optique de concentration de gaz sera établi. Enfin, un résumé des composants et des architectures de systèmes adaptés à l'environnement aéronautique sera proposé.
- Le **Chapitre 2** présente la fibre antirésonante en silice, choisie comme élément principal de la chaîne de transmission. Une explication des mécanismes de propagation, et de pertes dans ces fibres sera amenée, et des simulations seront réalisées pour déterminer leur domaine de transparence dans le MIR. Des solutions seront proposées pour augmenter la maturité de cette fibre en tant que brique technologique. Enfin des résultats de tests expérimentaux sur ces fibres, portant sur la mesure de leurs pertes et leur résistance à la température, seront présentés et discutés.
- Le **Chapitre 3** introduit la méthode de spectroscopie par modulation de longueur d'onde. Le principe global de fonctionnement de cette méthode est présenté, puis une méthode particulière de mesure "sans calibration" est développée. Les détails de la sélection des longueurs d'onde de travail pour les molécules ciblées sont donnés, menant à l'application de cette méthode au cas de la mesure de monoxyde de carbone CO. L'influence de différents paramètres de mesure est évaluée par la simulation.
- Le **Chapitre 4** fait office de réflexion quant à l'intégration des outils présentés et étudiés dans un système de mesure *in situ*. Une vue d'ensemble du système est proposée, mettant en évidence les points bloquants à cette intégration. Des solutions sont proposées pour chacun de ces points bloquants, et mises en contexte par rapport à leur présence dans la littérature et sur le marché. Enfin, une estimation du budget optique du système de mesure, compilant les résultats des différents calculs et mesures réalisés tout au long de l'étude est réalisée.
- Une conclusion générale et des perspectives concluent ce manuscrit.

1/ Système de capteur optique

Sommaire du chapitre

1.1	Généralités sur les capteurs	6
1.2	Capteur à fibre optique	6
1.2.1	Définitions	7
	Composition du capteur et termes d'usage général	7
	Termes de fonctionnalité	8
	Termes liés à la réponse du capteur	8
1.2.2	Intérêt de la technologie fibre optique	9
1.3	Environnement sévère avionique	9
1.4	Mesure des gaz d'échappement des turboréacteurs	12
1.4.1	Molécules cibles	12
1.4.2	Conditions de mesure	13
1.4.3	Spectroscopie en moyen infrarouge	14
1.5	Méthodes optiques de mesure de concentrations de gaz	15
1.5.1	Capteurs interférométriques	16
1.5.2	Capteurs plasmoniques	17
1.5.3	Capteurs spectroscopiques	19
	Diffusion	19
	Émission	20
	Absorption	21
	Spectroscopie photoacoustique	25
1.5.4	Bilan	27
1.6	Architecture adaptée à l'environnement d'une turbine	28
1.6.1	Architecture du système de mesure	28
	Mesure extractive	29
	Mesure non extractive ponctuelle	30
	Mesure non extractive traversante	31
1.6.2	Sources optiques dans le MIR	32
1.6.3	Photodétecteurs dans le MIR	34
1.6.4	Fibres optiques dans le MIR	36
1.7	Conclusion	40

Les capteurs sont devenus un élément incontournable de la vie de tous les jours, donnant à l'utilisateur des informations sur son environnement qu'il ne pourrait détecter lui-même : la température de son repas, l'humidité de l'air, la vitesse de son véhicule etc. La gamme d'application des capteurs est extrêmement variée, allant de la santé à l'industrie en passant par la défense, les applications domestiques ou encore l'environnement, et, pour chaque application, il existe une grande variété de grandeurs physiques à mesurer, ainsi qu'une large diversité de méthodes de mesure. Particulièrement, les capteurs à fibre optique ont bénéficié, ces dernières années, d'avancées soutenues aussi bien dans la littérature que dans le domaine des solutions commerciales. Ce travail de thèse s'intéresse aux capteurs optiques de gaz pour les environnements sévères. Les récentes - et légitimes - préoccupations environnementales appellent à une meilleure détection, mesure, et régulation des émissions de gaz à effets de serre, et notamment ceux émis par l'aviation civile.

Dans ce chapitre, nous introduirons les notions de capteur et plus particulièrement de capteur à fibre optique. Nous préciserons ensuite les conditions sévères qui s'appliquent au fonctionnement d'un système de mesure dans l'aéronautique, ainsi que les paramètres d'intérêt, et notamment les gaz cibles de notre application. Enfin, nous présenterons diverses méthodes de mesure optique de la concentration de gaz, ainsi que diverses architectures et composants de systèmes de mesure existants dans la littérature et sur le marché.

1.1 Généralités sur les capteurs

Un capteur est un dispositif dont le but est de détecter un changement dans son environnement, et traduire ce changement en une grandeur physique exploitable par un observateur ou un système. Le capteur peut simplement recueillir l'information sur l'occurrence d'un événement, ou quantifier plus ou moins précisément l'évolution de cet événement : c'est la différence entre détection et mesure. Un bouton d'ascenseur ou un détecteur de fumée domestique font de la détection, une balance ou un thermomètre font de la mesure. Le développement d'outils capables de détecter et mesurer les polluants atmosphériques est d'un intérêt capital pour la santé des populations et la transition écologique en réponse au réchauffement climatique.

1.2 Capteur à fibre optique

Le **capteur à fibre optique** est défini comme un dispositif dans lequel l'information est créée au cours de la propagation de la lumière, par une modification de ses propriétés lors de son interaction avec la grandeur à mesurer. Cette information est ensuite acheminée vers le récepteur optique par l'intermédiaire d'une ou plusieurs fibres optiques [7].

1.2.1 Définitions

Cette partie a pour but de définir clairement les éléments de langage liés aux capteurs que nous utiliserons dans la suite de l'étude, dont certains sont extraits d'une liste plus exhaustive [8].

Composition du capteur et termes d'usage général

Un capteur à fibre optique est composé de 3 éléments : l'**interrogateur**, le **canal de transmission** de l'information, et le **transducteur**. L'**interrogateur** est une unité électronique qui sert à réceptionner le signal de mesure, et à le traduire en signal électrique exploitable par le système de mesure. Il peut éventuellement générer le signal de mesure qui ira interagir avec la grandeur physique objet de la mesure (communément appelée le **mesurande**). Dans ce cas, le capteur est dit **actif**, en opposition au **capteur passif** qui n'envoie pas de signal dans le canal de transmission (voir fig. 1.1).

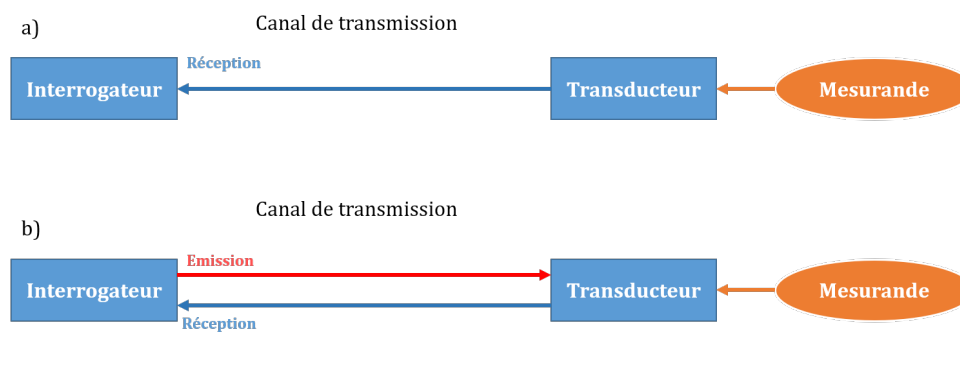


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'un capteur passif (a) et actif (b).

Dans le cas du capteur à fibre optique, le **canal de transmission** est logiquement une fibre optique. Dans le cas plus général du capteur optique, il existe bien entendu d'autres types de canaux, la transmission pouvant ainsi se faire également en espace libre ou dans un guide optique (par exemple en optique intégrée).

Le **transducteur** est l'élément du capteur qui convertit la grandeur physique à mesurer (le mesurande) en grandeur physique exploitable par l'interrogateur (un signal optique dans le cas des capteurs à fibre optique). L'information peut être inscrite dans le signal optique dans des formats différents, par modulation d'amplitude, de phase, de fréquence ou de polarisation. Si le canal de transmission fait office de transducteur, alors le capteur est dit **intrinsèque**. Si par contre la fibre ou le guide optique ne servent qu'à transmettre l'information, et que la transduction se fait autre part, alors il s'agit d'un **capteur extrinsèque**.

Pour un capteur à fibre optique, la **plage de distance** est la distance sur laquelle la mesure est possible dans les domaines d'incertitude et de résolution spatiale définis par le cahier des charges. La **plage de mesure** est l'ensemble des valeurs du mesurande pour lesquelles l'instrument fonctionne dans le domaine d'erreur défini

par le cahier des charges. Elle est définie par les valeurs maximales et minimales acceptables pour le mesurande. La **longueur d'onde de travail** est la longueur d'onde ou la plage de longueurs d'onde du rayonnement électromagnétique utilisées par l'instrument pour réaliser la mesure. La **référence** permet de quantifier l'impact du mesurande sur le signal de mesure. La **précision** du capteur indique à quel point le résultat de la mesure se rapproche de la valeur réelle du mesurande. La **répétabilité** représente l'accord entre les résultats de plusieurs mesures successives sur le même mesurande aux mêmes conditions de mesure. La reproductibilité représente, elle, l'accord entre les résultats de plusieurs mesures sur le même mesurande dans des conditions de mesure changeantes. L'**incertitude de mesure** indique le niveau de doute quant à la validité de la mesure par rapport à la valeur réelle du mesurande. Elle est d'autant plus grande que les conditions de mesure sont inconnues ou non maîtrisées. Le **bruit de mesure** est la variation aléatoire du résultat de la mesure qui n'est pas liée au mesurande. La **stabilité** d'un système de mesure est sa capacité à maintenir ses caractéristiques métrologiques et répondre aux spécifications durant sa durée de vie.

Termes de fonctionnalité

L'**usure** ou le **vieillessement** représentent les changements du résultat de la mesure qui sont dus à la dégradation mécanique des éléments du système. La **durée de vie** est la période pendant laquelle le système de mesure ou ses composants peuvent fonctionner en conformité avec le cahier des charges dans les conditions stipulées. La **durabilité** est liée à la qualité de fabrication des composants ou de l'ensemble du système et représente à quel point ils peuvent supporter des conditions de fonctionnement particulières. Un système de mesure peut avoir une durée de vie en fonctionnement nominal de 1 an, mais ne pouvoir fonctionner qu'un mois continuellement dans certaines conditions. Le **critère d'échec** est le niveau d'incertitude qui dépasse la limite spécifiée par le cahier des charges, ou l'absence de résultat dans des conditions propices à la mesure. La **distance de mesure** ou **longueur d'interaction** est la distance effective sur laquelle est faite la transduction. Le **temps d'échantillonnage** ou **temps d'intégration** est la durée entre l'acquisition de deux points de mesure consécutifs. Le **budget optique** est la valeur de pertes optiques aller ou aller/retour permettant une mesure dont l'incertitude est conforme au cahier des charges.

Termes liés à la réponse du capteur

La **résolution** de l'instrument de mesure est la plus petite variation de mesurande détectable. La **limite de détection** est la plus petite valeur de mesurande détectable. Elle est souvent normalisée par le temps d'intégration et/ou par la distance de mesure. La **sensibilité** du capteur est le rapport entre la variation du résultat de mesure et la variation du mesurande. La **plage de linéarité** du capteur est la gamme de valeurs de mesurande pour laquelle le résultat de la mesure suit une fonction affine. La **dérive**

du capteur est la lente variation dans le temps de ses caractéristiques métrologiques notamment due à son vieillissement. La **sélectivité** du système de mesure représente sa capacité à ne détecter que la variation du mesurande parmi les fluctuations diverses du milieu de mesure, par exemple distinguer deux gaz détectables sur la même plage de longueurs d'onde, ou distinguer l'influence de la pression et de la température dans un environnement où les deux paramètres peuvent varier librement.

1.2.2 Intérêt de la technologie fibre optique

Le capteur à fibre optique, et le capteur optique en général, représentent souvent une alternative préférable à d'autres technologies, offrant la possibilité d'une mesure non intrusive et d'une application déportée, un poids et une complexité d'architecture réduits par rapport à des réseaux électriques, et l'immunité aux perturbations électromagnétiques. Dans bien des cas, le fort développement des télécommunications optiques garantit aussi des outils à faibles coûts. Le marché des capteurs à fibre optique croît annuellement d'environ 12 %, et depuis les années 2010, plus de 400 brevets sont déposés par an dans ce domaine, confirmant l'attrait de cette technologie au niveau applicatif [9]. Particulièrement, ils représentent des solutions d'intérêt pour les environnements sévères, du fait de l'élément fibre optique, qui peut résister à des conditions environnementales difficiles en permettant aux composants électroniques du système de rester à l'abri.

1.3 Environnement sévère avionique

Un environnement sévère est caractérisé par des conditions anormalement déviantes des conditions de mesure de laboratoire : des températures et des pressions extrêmes, des radiations, une atmosphère corrosive, des particules, des agressions vibratoires ou acoustiques fortes, ou encore une forte humidité ambiante. Cette dénomination peut donc faire référence à beaucoup de cas de figure différents, de l'environnement sous-marin au spatial, en passant par des environnements industriels, le simple bord d'une autoroute, ou la carlingue d'un avion de ligne. Développer un capteur optique pour ces environnements nécessite un savoir faire qui peut aller de l'emballage des guides et terminaisons optiques à la maîtrise complète d'un système de capteurs.

L'entreprise Souriau Sunbank Connection Technologies développe et commercialise des connecteurs et harnais (ensemble du câblage électrique et/ou optique liant différents connecteurs entre eux) adaptés aux environnements sévères (voir fig. 1.2).

La fig. 1.2 présente un extrait du catalogue de solutions optiques de l'entreprise Souriau pour les environnements sévères. Elle a développé une vaste gamme de connecteurs optiques adaptés aux environnements industriels, ferroviaires et aérospatiaux, et a une solide expérience en ce qui concerne l'intégration de harnais de transmission dans ces environnements. Autrement dit elle maîtrise déjà un aspect important de l'intégration de systèmes de mesure dans le corps d'un avion commercial.



FIGURE 1.2 – Extrait du catalogue de solutions optiques de Souriau.

La fig. 1.3 présente, de façon non exhaustive, différents paramètres d'intérêt existant au sein d'un avion de ligne.

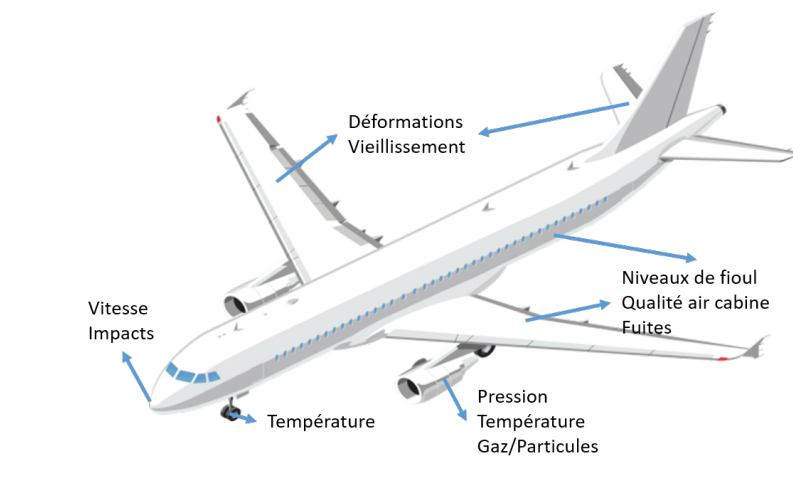


FIGURE 1.3 – Paramètres d'intérêt dans un avion commercial.

La fig. 1.3 montre plusieurs mesures utiles réalisables dans un avion commercial. La liste est non exhaustive. Il y a pléthore d'informations utiles voire vitales pour le bon fonctionnement de l'avion, la programmation de maintenances, ou la sécurité des utilisateurs. Parmi les problématiques adressées, la surveillance de la structure de l'avion, du bon fonctionnement du moteur et de l'intégrité des réservoirs de carburant font partie des plus importantes. Le développement de solutions adaptées

est largement aidé par l'essor de la technologie "fibre optique", s'appuyant sur le bagage technologique hérité de l'essor des télécommunications.

Pour surveiller ces paramètres d'intérêt, les différents éléments des systèmes de mesure sont soumis à des conditions environnementales difficiles, qui peuvent varier de façon drastique, qu'on se place dans la soute, au bout des ailes ou dans la zone moteur. En particulier, les équipements électroniques de ces systèmes et des dispositifs dédiés au bon fonctionnement de l'avion en général opèrent à des emplacements dont les contraintes sont bien documentées. Ces emplacements sont montrés fig. 1.4.

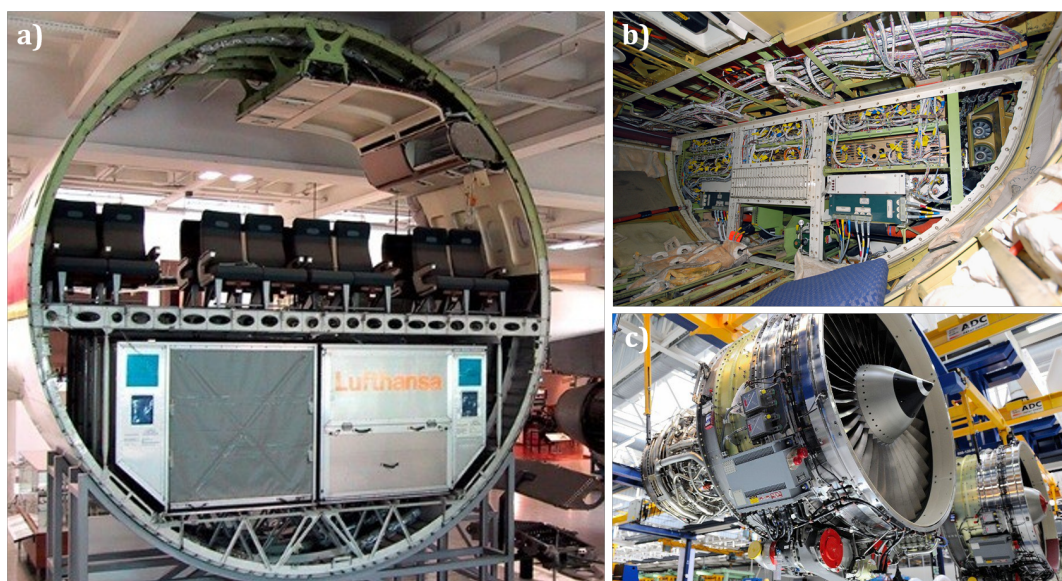


FIGURE 1.4 – Principaux emplacements des électroniques de contrôle dans un avion commercial : (a) sous le plancher de la cabine des passagers, (b) baie avionique sous le cockpit derrière le train d'atterrissage avant et (c) sur le flanc des pales d'entrée du moteur.

La fig. 1.4 présente les principaux emplacements des systèmes électroniques de contrôle dans un avion commercial. La fig. 1.4.a montre les emplacements dédiés à ces systèmes sous le plancher de la cabine passagers. A cet endroit sont placés notamment les électroniques pour le divertissement et le contrôle environnemental de la cabine. Sur la fig. 1.4.b est visible la baie avionique, placée sous le cockpit derrière le train d'atterrissage avant, et contenant les systèmes liés à la navigation. La fig. 1.4.c montre les électroniques placées sur le flanc du moteur, participant au contrôle de son fonctionnement. Pour ces trois emplacements les systèmes de contrôle et les canaux de transport d'information doivent répondre à des spécifications bien précises pour opérer, dont un exemple est donné à la fig. 1.5.

La fig. 1.5 présente les conditions dans lesquelles doivent survivre les systèmes et réseaux avioniques. Ce tableau présente surtout les conditions dans lesquelles opèrent l'électronique de contrôle des systèmes, il faut noter que pour les éléments placés notamment dans le flux gazeux, les températures peuvent atteindre plusieurs

Condition	Civil Aircraft		Gas Turbine Engine (typical)
	Flight Deck and Passenger Cabin	Flight Control Surfaces & Landing Gear	Fan Mounted Engine Mounted Equipment
Temperature			
operating temperature	-15 to +55°C	-55 to +70°C	-55 to +130°C
short time operation	+70°C	+70°C	-55 to +150°C
ground survival	-55 to +85°C	-55 to +85°C	not applicable
Temperature Shock	2°C / min	10°C / min	-75 to +185°C (<5 min)
Steady State Pressure	57.2 to 107kPa (+15000 to -1500ft)	4.4 to 107kPa (+70000 to -1500ft)	4.4 to 107kPa (+70000 to -1500ft)
Pressure Variation	226kPa/min decomp.	unpressurised zone	300kPa/min
Acceleration	not specified	not specified	operating: 6.5g max blade failure:100g max
Mechanical Vibration	0.003g ² /Hz max (0.7g rms)	0.16g ² /Hz max (11.9g rms)	20g (100Hz to 2kHz)
Acoustic Vibration	not specified	not specified	-
Mechanical Shock			
operational	6g, ½ sine wave, 11ms	6g,	200g, ½ sine wave, 3ms
crash safety	15g, ½ sine wave, 11ms	15g, ½ sine wave, 11ms	
Humidity	85% at 38°C, 16hrs	95% at 55°C, 8hrs	95-100% at 20°C

FIGURE 1.5 – Conditions dans lesquelles doivent survivre les systèmes et réseaux avioniques [10].

centaines de degrés Celcius. Une contrainte supplémentaire dont il n'est pas fait mention ici réside dans la nécessaire compacité des systèmes au vu des espaces réduits disponibles dans l'environnement avionique. En particulier, les capteurs situés dans ces espaces restreints n'ont que peu de place exploitable pour réaliser une mesure, il convient donc de maximiser l'efficacité de la détection dans le volume disponible.

1.4 Mesure des gaz d'échappement des turboréacteurs

1.4.1 Molécules cibles

La mesure des gaz polluants et des particules émis par les réacteurs lors de la combustion du kérosène permet de nos jours d'évaluer l'impact environnemental du secteur de l'aviation civile, que ce soit au niveau global avec les émissions de gaz à effet de serre, ou au niveau local avec les émissions nuisibles pour la santé des riverains. Ces mesures se font actuellement au sol, sur des bancs de caractérisation [11]. La combustion incomplète du kérosène, de formule chimique pouvant aller de $C_{10}H_{22}$ à $C_{14}H_{30}$, dans l'air produit des oxydes de carbone (CO et CO_2), des oxydes d'azote (NO et NO_2) et de la vapeur d'eau H_2O . Le dioxyde de carbone CO_2 et la vapeur d'eau sont des gaz à effet de serre notoires. Le monoxyde de carbone CO n'est pas directement responsable de l'effet de serre, mais il contribue à augmenter la durée de vie des autres gaz responsables du réchauffement climatique dans l'atmosphère.

L'impact des oxydes d'azote NO_x est partagé : ils participent d'un côté à la production d'ozone troposphérique dont l'action contribue à l'effet de serre, et de l'autre ils limitent la durée de vie des autres gaz à effet de serre dans l'atmosphère [12]. Les émissions de NO_x à basse altitude contribuent aussi à la pollution de l'air respirable et aux pluies acides. Idéalement, la mesure de la concentration de ces espèces pourrait permettre l'indexation des taxes environnementales sur la production effective de polluants, la surveillance de la qualité de la combustion dans le but de planifier plus précisément les maintenances, et aider à la conception de moteurs plus propres. Des programmes de recherche à grande échelle, dont notamment le projet Clean Sky reconnaissent l'impact de l'aviation sur la pollution environnementale, et préconise une réduction des émissions alors même que le trafic aéronautique est supposé doubler à l'horizon 2030 (voir Annexe B).

1.4.2 Conditions de mesure

Les niveaux d'émissions typiques d'un moteur d'aviation civile sont présentées dans le tableau 1.1.

CO_2	0.25-5 %
CO	0-500 ppm
NO	0-750 ppm
NO_2	0-50 ppm
H_2O	0-8 %
Température de sortie (max)	1000 K
Pression de sortie	pression ambiante + 1 bar
Particules	2 (Smoke Number)
Vitesse d'écoulement	150 - 300 m/s

TABLE 1.1 – Niveaux typiques d'émissions pour l'aviation civile.

Le tableau 1.1 présente des niveaux typiques d'émissions de l'aviation civile, ainsi que quelques caractéristiques du flux gazeux en sortie de réacteur. Il apparaît que les espèces CO_2 et H_2O , produits de la combustion complète du carburant, sont présents en largement plus grandes quantités que les produits de la combustion incomplète (une concentration de 1 % vol. est égale à une concentration de 10 000 ppm). Le paramètre "smoke number" est une unité de mesure indirecte de la concentration de particules dans le flux gazeux observé. Plusieurs méthodes de mesures existent, accompagnées de leurs propres échelles. Une échelle communément utilisée est l'échelle de Bacharach, allant de 0 à 9. La mesure associée est faite en faisant passer le gaz à caractériser dans une cellule contenant un filtre. La couleur du filtre après le passage du gaz correspond alors à un certain degré d'opacité sur l'échelle (fig. 1.6).

La fig. 1.6 présente l'échelle de Bacharach pour la mesure de fumée. Le flux gazeux de sortie d'un réacteur d'avion, estimé à 2 sur cette échelle, est relativement pauvre en particules solides.



FIGURE 1.6 – Echelle de Bacharach pour la mesure de fumée.

En outre, quand la mesure est réalisée directement dans le flux gazeux du moteur, l'interaction entre la lumière et les gaz à détecter se fera sur une courte distance, de l'ordre de quelques dizaines de centimètres, et cette distance sera la même pour tous les gaz, qu'ils soient présents en abondance ou à l'état de trace. Dans ces conditions il est important de choisir une méthode de détection, basée sur la spectroscopie d'absorption, capable de discerner des faibles variations du signal optique.

Un système de mesure commercial devra être capable de mesurer l'ensemble des gaz du tableau 1.1, cependant la mesure de CO et CO_2 sera le point de focalisation de l'étude. Le système devra pouvoir mesurer ces gaz sur des plages de mesure de 0.25 % à 5 % et de 0 à 500 ppm respectivement, à des températures allant de $500^{\circ}C$ à $700^{\circ}C$ [13], pour des pressions comprises entre 1 bar et 2 bar. Une sonde dédiée à la transduction devra résister à des vitesses d'écoulement allant de 150 à 300 m/s, et exister durablement en présence de particules solides salissantes. Les composants électroniques de l'interrogateur seront situés idéalement sous le plancher de la cabine passager, dans les conditions qui sont propres à cet environnement. Enfin le canal de transmission, s'étendant de la cabine au moteur en passant par l'aile de l'avion, subira des conditions variables, et notamment des températures pouvant varier de $-55^{\circ}C$ à $500^{\circ}C$.

1.4.3 Spectroscopie en moyen infrarouge

Le moyen infrarouge (MIR) est la bande spectrale comprise entre $2\ \mu m$ et $20\ \mu m$. Cette région comprend les signatures fondamentales des transitions vibrationnelles de nombreuses molécules atmosphériques intéressantes, notamment dans l'étude de l'effet de serre. Une molécule (ou un groupement moléculaire) présente des états de vibration dont l'amplitude dépend de son niveau d'excitation énergétique. La longueur d'onde à laquelle un groupement moléculaire absorbe un rayonnement

électromagnétique correspond à un mode de vibration particulier, comme le montre la fig. 1.7.

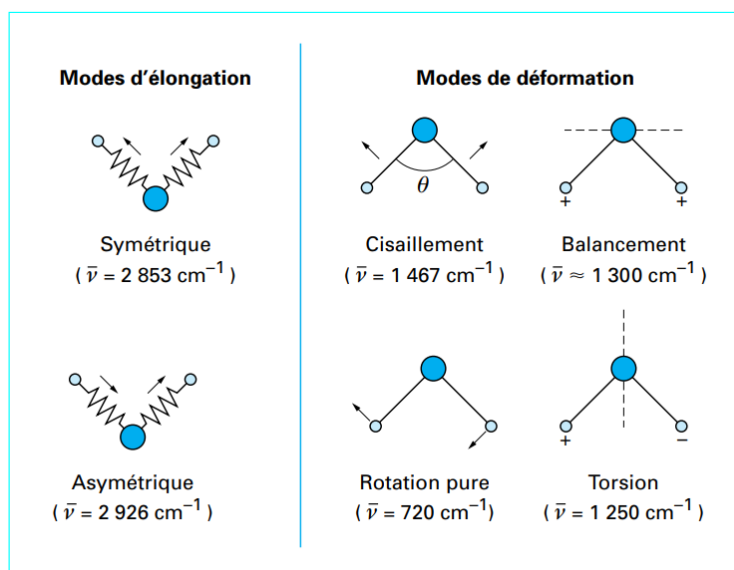


FIGURE 1.7 – Modes de vibration d'un groupement moléculaire : vibrations localisées du groupement moléculaire CH_2 d'une molécule [14].

La fig. 1.7 présente les différents modes de vibration du groupement triatomique CH_2 d'une molécule. Ces vibrations sont usuellement classées en deux groupes : les vibrations d'élongation pour lesquelles les longueurs des liaisons entre atomes varient, et les vibrations de déformation pour lesquelles l'angle entre les liaisons des molécules change [14]. Ces vibrations correspondent à des bandes d'absorption, dont les plus intenses se situent dans le MIR. La spectroscopie en MIR a une large gamme d'applications, de la santé [15] à la défense [16], en passant bien entendu par l'environnement [17]. En particulier, toutes les molécules référencées dans le tableau 1.1 ont de fortes bandes d'absorption entre $4\ \mu\text{m}$ et $7\ \mu\text{m}$, comme le montre la fig. 1.8.

La fig. 1.8 montre les bandes d'absorption de plusieurs gaz polluants entre $2\ \mu\text{m}$ et $8\ \mu\text{m}$: H_2O (orange), CO_2 (bleu), CO (rose), NO_2 (vert) et NO (rouge). L'utilisation de cette plage de longueur d'onde pour mesurer la concentration de ces espèces a fait l'objet de nombreuses études récemment, notamment dans le cadre de la combustion de carburant [18, 19]. Cependant ces études ne concernent pas toutes les gaz de combustion des moteurs d'avions, et quand elles le font elles n'abordent pas l'intégration des composants dans un environnement sévère.

1.5 Méthodes optiques de mesure de concentrations de gaz

Pour mesurer la concentration d'un gaz en phase liquide ou gazeuse à l'aide de la technologie optique, il existe un large panel de méthodes. Il est possible de classer ces méthodes de façons différentes. Dans cette étude, quelques méthodes de

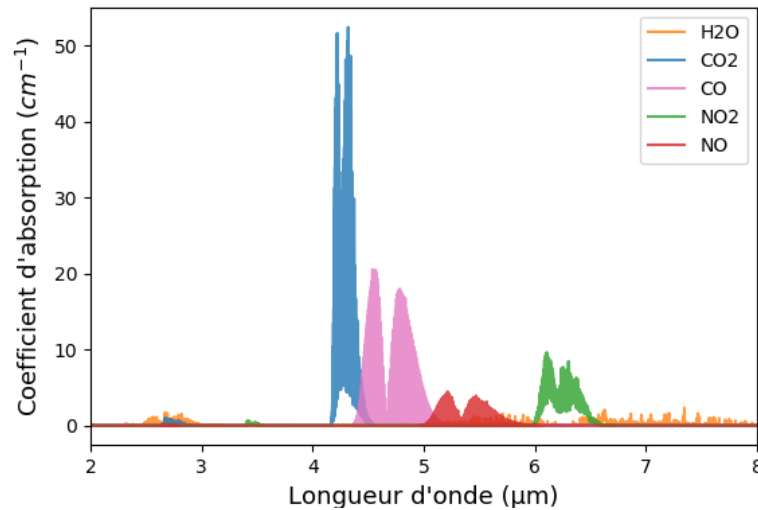


FIGURE 1.8 – Bandes d'absorption de H_2O (orange), CO_2 (bleu), CO (rose), NO_2 (vert) et NO (rouge) dans le MIR entre 2 μm et 8 μm .

transduction seront présentées, en précisant leur possible caractère intrinsèque ou extrinsèque, qui dépend surtout de la mise en œuvre pratique plutôt que du principe de la méthode. Pour chaque méthode seront présentés des exemples d'application, quand cela sera possible, en milieu sévère similaire au milieu avionique. Les avantages et les inconvénients de chaque technique seront discutés par rapport à l'application de mesure des gaz d'échappement des moteurs d'avions civils.

1.5.1 Capteurs interférométriques

Les capteurs interférométriques s'appuient sur le phénomène d'interférences. Les interférences sont la traduction visible d'un déphasage léger introduit entre deux ondes électromagnétiques cohérentes. La cohérence est l'indicateur du degré de corrélation entre deux ondes séparées dans le temps et/ou dans l'espace. Plus ces ondes subiront de fluctuations aléatoires sur un faible laps de temps et/ou sur une faible distance, moins ces ondes seront cohérentes, et donc susceptibles d'interférer. Une mesure interférométrique est donc grossièrement une mesure de déphasage entre deux ondes originalement identiques. Les capteurs interférométriques sont généralement composés d'un bras de référence, et d'un second bras dans lequel le mesurande induit un déphasage, comme le montre la fig 1.9.

Le capteur interférométrique est souvent associé à la mesure de composants chimiques en phase liquide sur une plateforme d'optique intégrée [20] mais peut être aussi utilisé pour mesurer des composants en phase gazeuse, et peut être aussi mis en œuvre à l'aide de fibres optiques [20, 21]. Néanmoins, pour garantir sa sélectivité, il est souvent utilisé dans une configuration où une unique espèce - souvent l'hydrogène - peut s'infiltrer dans le matériau du guide d'onde, ou, dans le cas contraire, en

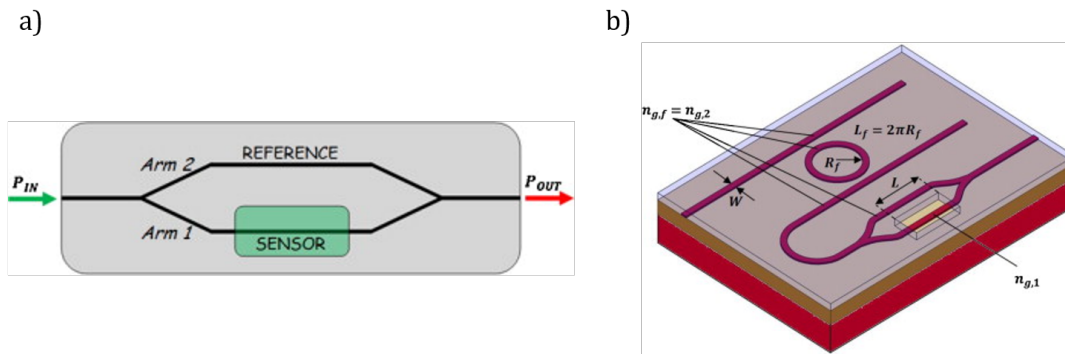


FIGURE 1.9 – (a) Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder [20].
(b) Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder utilisé comme transducteur en optique intégrée [20].

fonctionnalisant la surface du guide d'onde de façon à ce que les molécules visées s'y déposent naturellement.

1.5.2 Capteurs plasmoniques

Les plasmons sont des oscillations collectives des électrons d'un métal à l'interface métal/diélectrique pouvant apparaître lors de son illumination. "Les ondes de plasmons de surface étant très sensibles aux changements d'indice de réfraction du milieu diélectrique extérieur, elles sont naturellement exploitées pour faire de la réfractométrie fine" [22]. La façon la plus répandue de générer une onde plasmonique est d'utiliser un prisme comme montré à la fig. 1.10.

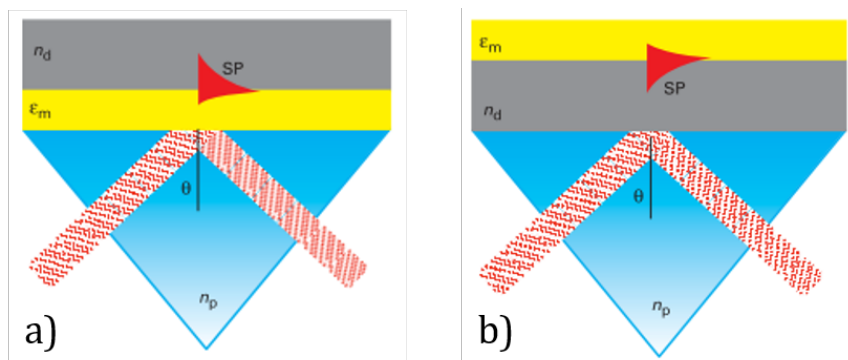


FIGURE 1.10 – Excitation d'un plasmon de surface à l'aide d'un prisme [22].

La fig. 1.10 présente deux configurations dédiées à la génération d'une onde plasmonique : les prismes de **Kretschmann** (fig. 1.10.a) et **d'Otto** (fig. 1.10.b). "La lumière y est injectée vers une face plane recouverte d'une couche nanométrique métallique (en jaune sur la figure). L'angle d'incidence θ est supérieur à l'angle critique de sorte que la lumière est totalement réfléchi à l'interface. La puissance réfléchi est alors détectée à l'aide d'une photodiode. La réflexion interne totale de lumière engendre

une onde évanescente dont l'amplitude décroît de façon exponentielle par rapport à l'interface entre le prisme et la couche métallique. Cette onde excite le plasmon de surface à l'interface métal-diélectrique extérieur. Lorsque l'onde lumineuse se couple avec le plasmon de surface, elle lui transfère une partie de sa puissance, ce qui se manifeste par une diminution de la réflectivité pour un angle d'incidence donné". La quantité de lumière réfléchi dépend de l'indice de réfraction du milieu extérieur en contact avec la couche nanométrique. Les ondes plasmoniques générées peuvent servir à faire de la réfractométrie, de la détection biochimique, ou encore exalter la spectroscopie Raman [22].

En pratique, les mesures biochimiques sont plutôt réalisées à l'aide de plasmons de surface localisés. Ce sont des ondes plasmoniques générées sur des matériaux métalliques dont la taille est très inférieure à la longueur d'onde, typiquement des nanoparticules métalliques, dont la forme détermine la longueur d'onde du plasmon excité (voir fig. 1.11).

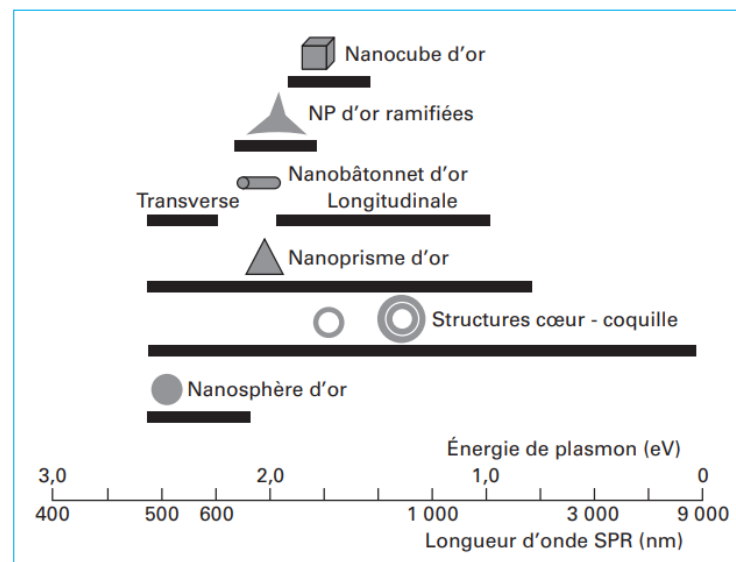


FIGURE 1.11 – Longueur d'onde centrale et énergie du plasmon de surface localisé pour différentes géométries des nanoparticules d'or [22].

La fig. 1.11 présente l'impact de la forme de nanoparticules (NP) d'or sur la longueur d'onde du plasmon de surface localisé qu'on peut y générer. Les plasmons générés sont sensibles à l'indice de réfraction du milieu environnant, donnant l'information sur la composition du milieu. Il est alors possible de mesurer des polluants atmosphériques avec des limites de détection de l'ordre du ppm [23]. De plus, il est possible de fixer des récepteurs chimiques sur les NP, les rendant spécifiquement sensibles à des molécules biologiques [22, 24]. Cette dernière particularité rend les plasmons de surface localisés très intéressants dans le domaine de la santé.

1.5.3 Capteurs spectroscopiques

La spectroscopie est l'analyse de la matière à partir de son interaction avec le rayonnement électromagnétique. Cette interaction peut être l'absorption, l'émission ou la diffusion d'ondes électromagnétiques (voir fig. 1.12).

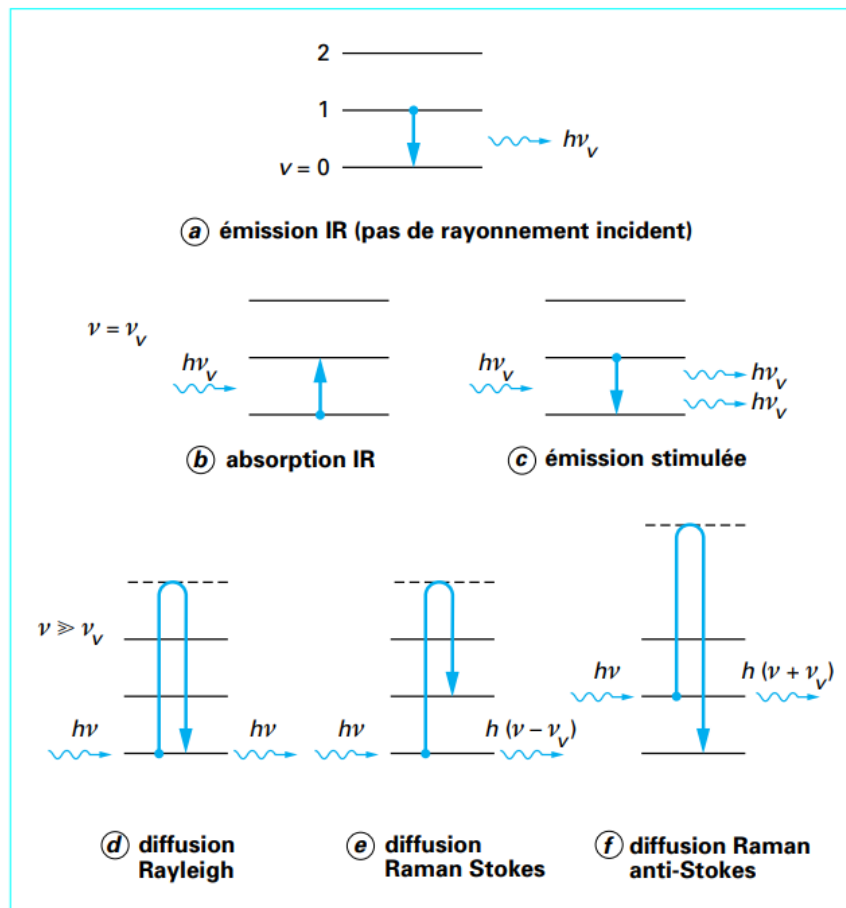


FIGURE 1.12 – Interaction entre un photon et la matière caractérisée par des niveaux d'énergie vibrationnelle [25].

La fig. 1.12 présente différents phénomènes engendrés par l'interaction photon/matière. La spectroscopie est l'une des techniques d'analyse les plus importantes du scientifique moderne, car elle permet d'analyser n'importe quel échantillon dans n'importe quel état, grâce à une mise en œuvre appropriée [26].

Diffusion

La spectroscopie de diffusion étudie la façon dont la matière altère la direction de propagation du rayonnement électromagnétique : quand un rayon lumineux atteint un grain de matière, celui-ci peut alors le diffuser dans toutes les directions de l'espace. La quantité de rayonnement redirigé dans une direction particulière dépend du rapport entre la longueur d'onde de l'onde incidente et la taille du grain de matière [27]. Le rayonnement diffusé contient alors l'information sur la nature du

matériau rencontré. La diffusion élastique des grains de taille inférieure à un dixième de la longueur d'onde est appelée diffusion **Rayleigh**, tandis que la diffusion **Mie** prédomine pour les grains plus gros (voir fig. 1.13).

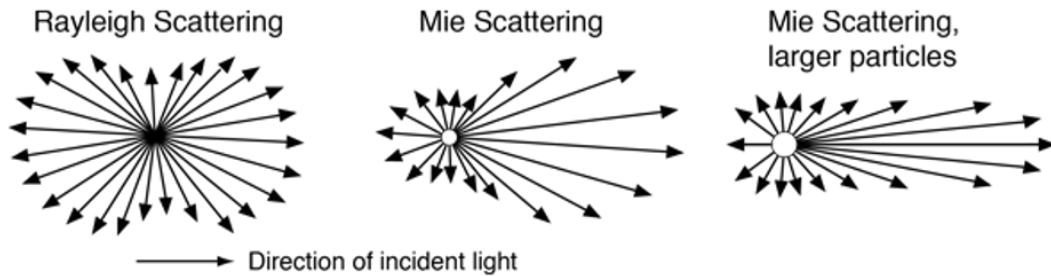


FIGURE 1.13 – Intensité de diffusion élastique en fonction de la direction et de la taille du grain de matière [27].

Quand le changement de direction est accompagné d'un changement de longueur d'onde la diffusion est **inélastique**, et **élastique** sinon. Dans le cas d'une diffusion inélastique, lorsque le photon ré-émis est plus énergétique (longueur d'onde plus courte), le décalage est dit **anti-Stokes**, quand il est moins énergétique, on parle de décalage **Stokes**. Les diffusions **Rayleigh** et **Mie** sont des types de diffusion élastique, alors que les diffusions **Raman** [28] (échange d'énergie entre l'onde électromagnétique et le milieu) et **Brillouin** [29] (échange d'énergie entre l'onde électromagnétique et une onde acoustique se propageant dans le milieu) sont des diffusions inélastiques. La longueur d'onde du rayonnement incident influe sur la taille de la particule qui peut être analysée, allant de quelques nanomètres au millimètre [30].

Les diffusions - et surtout la rétro-diffusion (le phénomène de diffusion dans le sens opposé au sens de propagation de l'onde incidente) - Rayleigh, Mie et Raman sont notamment utilisées dans les dispositifs LIDAR (Light Detection And Ranging) atmosphériques, pour étudier la composition de diverses couches de l'atmosphère (présence d'aérosols, température, composition chimique etc.) [31]. La diffusion Brillouin est le plus souvent utilisée dans des milieux matériaux solides, mais peut aussi permettre de mesurer des concentrations de gaz grâce à une mise en œuvre appropriée [32]. Les mesures basées sur la diffusion se font généralement sur de grandes distances (fibres optiques, couches atmosphériques etc.) et restent par conséquent assez peu intégrables dans un environnement spatialement restreint.

Émission

La spectroscopie par émission est l'étude du spectre électromagnétique d'émission de la matière, généralement les molécules. Une particule placée dans un état d'excitation retombe nécessairement dans un état de plus basse énergie. Cette désexcitation peut se faire par l'émission d'un photon. Quand l'excitation est due à la chaleur, on parle d'**incandescence**, quand l'excitation n'est pas due à la chaleur, on parle de **luminescence**. Dans le cas d'une excitation optique (absorption d'un photon par la

matière) on parle de **photoluminescence** : pour une désexcitation lente (plus de 10^{-3} s) c'est de la **phosphorescence**, pour une désexcitation rapide (moins de 10^{-6} s) c'est de la **fluorescence** (voir fig. 1.14).

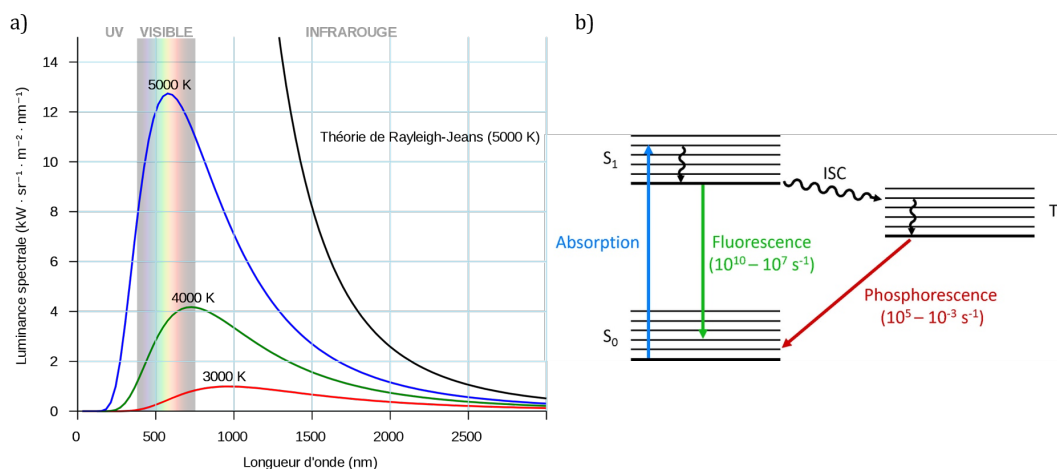


FIGURE 1.14 – (a) Courbes d'émission du corps noir [33], (b) différence entre phosphorescence et fluorescence [34].

La fig. 1.14.a présente des courbes d'émission d'un corps noir pour différentes températures. Pour une molécule, un spectre de raies sera observé plutôt qu'un spectre continu. La fig. 1.14.b présente la différence de niveaux d'énergie impliqués entre la phosphorescence et la fluorescence. La phosphorescence est un phénomène lent parce que la molécule subit une ISC (inter system conversion), une transition à énergie constante avant la désexcitation radiative.

Le phénomène de photo-luminescence est utilisé pour la détection de molécules organiques (constituées de carbone), très généralement en phase liquide [35, 36]. L'incandescence a été utilisée par le passé pour faire de la mesure de concentration de gaz, notamment dans des flux de combustion, mais les systèmes se basent sur des éléments mobiles (miroirs ou réseaux) qui sont très sensibles aux vibrations rencontrées dans les avions en vol [37, 38]. De nos jours, les méthodes actives de mesure sont largement préférées aux méthodes passives, notamment du fait de la baisse constante des prix des sources optiques.

Absorption

La spectroscopie par absorption est l'étude du spectre d'absorption d'un matériau. Quand un rayon électromagnétique traverse un milieu et que l'énergie de ce rayon correspond à une différence entre deux niveaux d'énergie des molécules de matière, alors la matière peut absorber une partie de ce rayonnement. Chaque molécule a des niveaux d'énergies propres et par conséquent des régions propres d'absorbance dans le spectre électromagnétique, comme le montre la fig. 1.15.

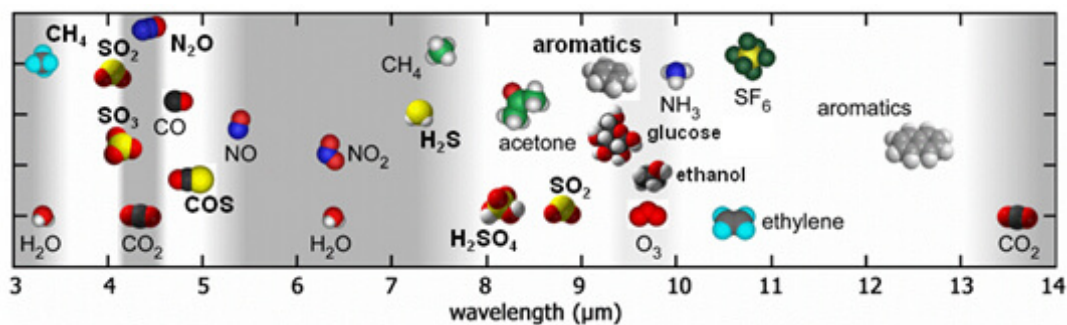


FIGURE 1.15 – Molécules absorbantes dans le MIR [39].

La fig. 1.15 montre les zones d'absorbance de quelques molécules dans le moyen infrarouge [39]. La quantité de rayonnement absorbée est directement liée à la quantité de matière absorbante présente dans le milieu de propagation. Un système de spectroscopie par absorption a donc pour but de transmettre de la lumière dans un échantillon, et analyser le spectre de lumière transmis. Il existe de nombreuses façons de faire de la mesure par absorption, puisqu'il faut simplement que tout ou partie du champ interagisse avec le milieu absorbant sur une certaine longueur (voir fig. 1.16).

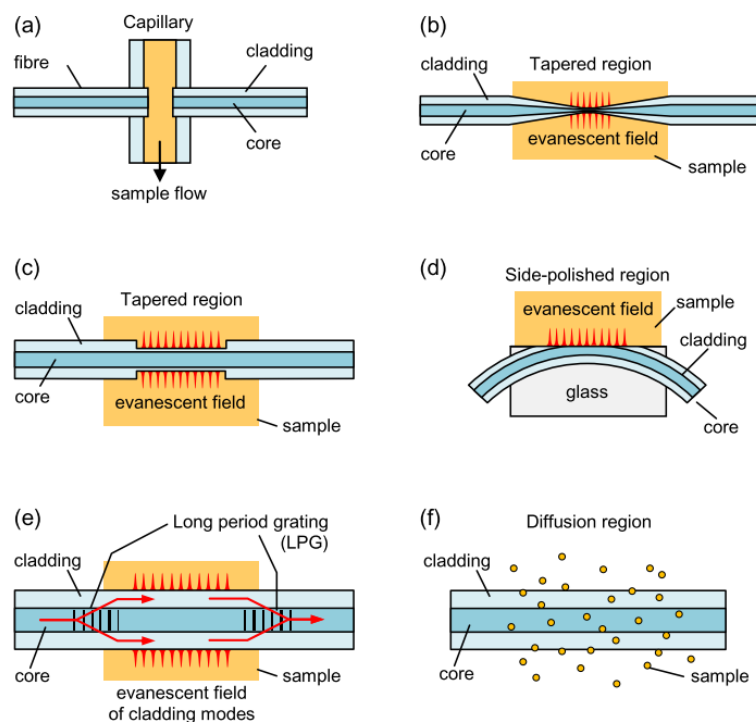


FIGURE 1.16 – Techniques permettant l'interaction lumière/matière dans les capteurs à fibre optique [40].

La fig. 1.16 présente différentes techniques utilisées pour permettre à la lumière d'interagir avec l'espèce chimique à mesurer [40]. La fig. 1.16.a représente l'interaction en espace libre, ou la totalité (ou la majeure partie) du faisceau est en contact avec

le milieu absorbant. Dans ce cas précis, l'espace libre est l'intérieur d'un capillaire, mais ce principe peut être extrapolé à toute sorte de propagation en espace libre quelle que soit la longueur d'interaction. Dans le cas de l'interaction en espace libre, il est possible d'augmenter la longueur effective d'interaction en utilisant des cellules multi-passage, ou des cavités résonantes, qui permettent de réaliser la mesure sur des distances allant de la dizaine de mètres au kilomètre [40]. Les fig. 1.16.b-e présentent des interactions par **champ évanescent**. Dans un guide optique, la majeure partie de la lumière est confinée dans le cœur. La part du champ qui se propage dans la gaine est le champ évanescent. Cette technique est intéressante car il n'y a pas de discontinuité du guide optique, simplement un aménagement à un emplacement donné pour faciliter l'interaction. En optique intégrée où les longueurs d'interaction sont généralement courtes - quelques mm - il est possible d'augmenter la longueur effective d'interaction en utilisant des résonateurs permettant une mesure sur des distances de l'ordre de la dizaine de cm [41]. La fig. 1.16.f montre l'interaction par diffusion des molécules absorbantes dans le matériau. Cette technique peut être utilisée avec des matériaux qui sont poreux aux molécules à détecter. La détection peut donc être très sélective si le matériau ne laisse passer que les molécules d'intérêt ce qui peut être rendu possible par fonctionnalisation ou en optimisant la taille des pores.

La spectroscopie d'absorption en IR, basée sur les niveaux énergétiques vibrationnels des molécules (voir fig.1.17), est la technique d'analyse la plus plébiscitée pour la détection et la mesure de composés en phase gazeuse.

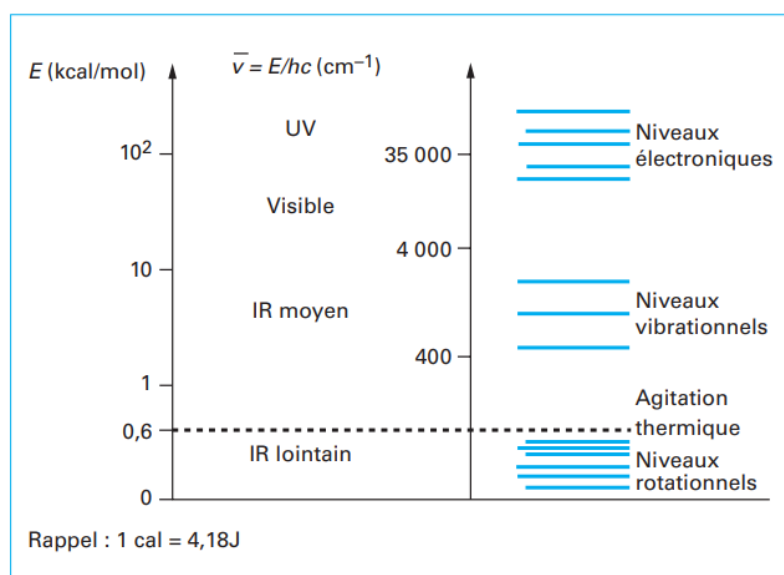


FIGURE 1.17 – Niveaux énergétiques moléculaires aux énergies des différents domaines spectraux de photons [14].

Cet outil d'analyse peut être très simple à mettre en œuvre et présentant un fort potentiel d'optimisation [40]. La détection de polluants en phase gazeuse grâce à la spectroscopie d'absorption en IR est un sujet dominant dans la littérature, que ce soit

en espace libre [42], à l'aide de guides optiques [43-45], avec des sources optiques à fines [46] ou larges bandes [47] et notamment dans des environnements sévères [6, 48].

Une méthode de spectroscopie particulière permet de cibler une raie d'absorption d'un composé chimique à une longueur d'onde précise. Cette technique est la spectroscopie à diode laser accordable (SDLA). Elle consiste à scanner une ou plusieurs raies d'absorption d'une espèce chimique à l'aide d'une diode laser de faible largeur spectrale (voir fig. 1.18).

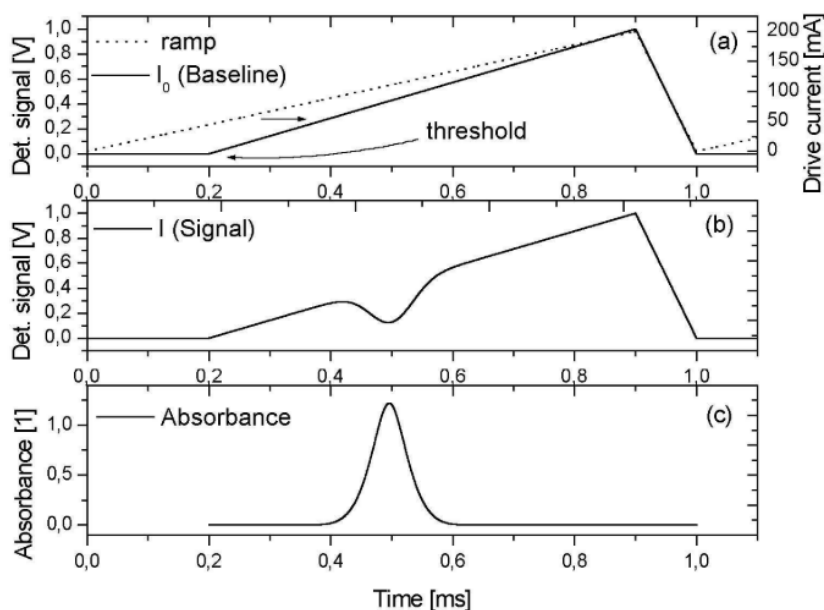


FIGURE 1.18 – Principe de fonctionnement de la SDLA (haut) signal de référence, (milieu) signal de mesure, (bas) absorbance déduite. Les signaux sont normalisés [49].

La fig. 1.18 présente le principe de fonctionnement de la SDLA grâce aux signaux observables normalisés [49]. La courbe du haut représente le signal transmis en absence de mesurande, le signal de référence. La courbe du milieu est le signal de mesure. La courbe du bas représente l'absorbance de l'espèce chimique obtenue en soustrayant le signal de référence du signal de mesure. La baisse de puissance sur le signal détecté est directement liée à l'absorbance du milieu sondé, elle-même dépendant de la concentration du composé chimique mesuré. En choisissant correctement la raie d'absorption ciblée, il est possible de réaliser une mesure très sélective, en s'affranchissant de l'impact d'espèces chimiques absorbant dans le même domaine spectral. De tels systèmes peuvent atteindre des limites de détection (la plus petite valeur de concentration mesurable) de $330 \text{ nmol} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{m} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ (de l'ordre de 40 ppb sur une durée d'intégration de 100 s) [50].

Une forme avancée de SDLA, la spectroscopie par modulation de longueur d'onde

(SMLO), basée sur une détection hétérodyne, permet d'atteindre des limites de détection encore plus basses en ajoutant une modulation haute fréquence au scan de longueur d'onde, travaillant ainsi dans un domaine spectral de faible bruit [49]. Les limites de détection atteignent alors facilement l'ordre du ppb sur un temps d'intégration d'une seconde [51]. La SMLO a par ailleurs déjà fait l'objet de nombreuses études pour son intégration dans des environnements sévères, menant à des systèmes de mesure multi-gaz, sélectifs et stables, parfois même assez robustes pour une application commerciale [4, 5, 52-55].

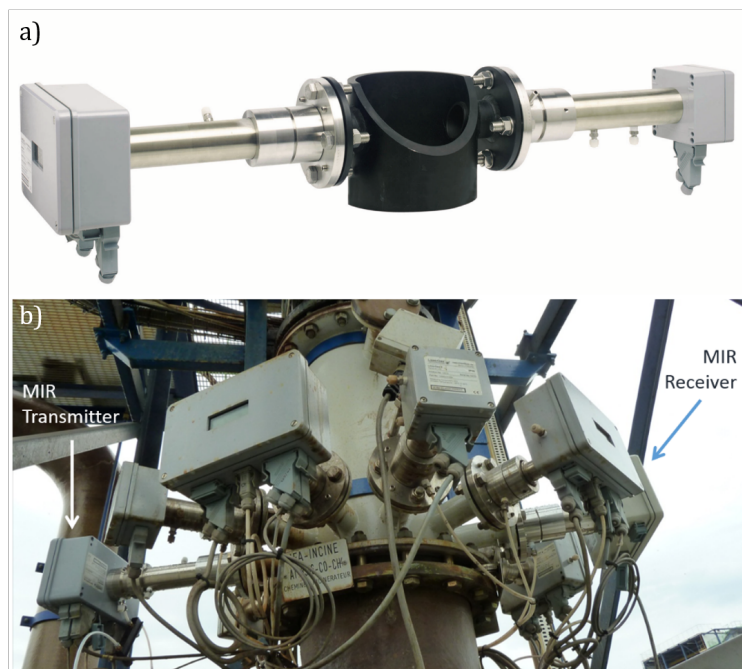


FIGURE 1.19 – (a) Dispositif commercial de mesure de gaz basé sur la SMLO [55], (b) Intégration du système sur une tour d'échappement d'une station énergétique [54].

La fig. 1.19 présente un dispositif de mesure de gaz commercial basé sur la SMLO. Ce dispositif est capable de mesurer des concentrations de NO de l'ordre du ppm à des températures pouvant atteindre 573 K. La SMLO est par conséquent un très bon candidat pour faire de la mesure de gaz d'échappement dans les moteurs d'avions civils, le challenge étant de valider son utilisation à des températures pouvant atteindre les 1000 K pour plusieurs gaz sur une distance d'interaction unique.

Spectroscopie photoacoustique

La spectroscopie photoacoustique (SPA) est une technique particulière de spectroscopie par absorption. Un volume clos du gaz à sonder absorbe un rayonnement électromagnétique, ce qui entraîne un échauffement local. Selon la loi des gaz parfaits $PV = nRT$ (P la pression du gaz en Pa, V le volume du gaz en m^3 , n la quantité de matière de gaz en mol, R la constante universelle des gaz parfaits égale à $8,314 JK^{-1} mol^{-1}$, et T la température du gaz en K) la hausse de température à volume fixe entraîne une

hausse de pression. Une modulation de la puissance optique injectée dans le volume de gaz entraîne une modulation de pression locale, et donc une onde acoustique. La mesure de l'amplitude de cette onde acoustique donne une information sur la concentration de gaz absorbant dans le volume fixe [56]. La SPA est généralement réalisée dans une cellule close, souvent conçue pour être résonante à la fréquence de modulation du signal laser, de façon à amplifier l'onde acoustique utile pour la mesure (voir fig. 1.20).

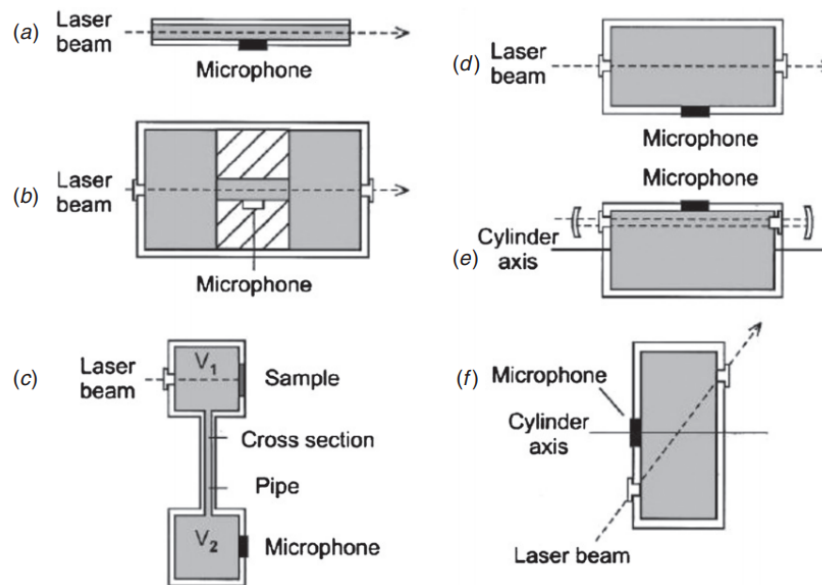


FIGURE 1.20 – Designs de cellules résonantes pour la SPA [57].

La fig. 1.20 présente quelques designs de cellules résonantes pour la SPA. La géométrie particulière de chaque cellule provoque une résonance plus ou moins forte permettant d'amplifier le signal lié à la détection, en travaillant à la fréquence de résonance, pour obtenir des limites de détection de l'ordre du ppb [56]. Pour ces types de géométries, les fréquences de travail varient entre la centaine de Hz et quelques dizaines de kHz, fréquences pour lesquelles les microphones standards du commerce sont des solutions optimales [57].

Une alternative au microphone électronique, détecteur large bande sensible aux bruits ambiants, est le résonateur piézoélectrique. Ces dispositifs sont la base d'une technique avancée de SPA, la SPA améliorée par résonateur quartz (quartz enhanced photoacoustic spectroscopy en anglais). Cette méthode utilise des diapasons à quartz (et plus rarement des porte à faux) en travaillant à leurs fréquences de résonances (voir fig. 1.21).

La fig. 1.21 présente les modèles de diapason à quartz standards utilisés dans le cadre de la SPA améliorée, ainsi que leurs caractéristiques mécaniques et électriques (fréquence fondamentale de résonance, facteur de qualité, résistance) théoriques et expérimentales. Le rayon électromagnétique, focalisé entre ou à faible distance des bras des diapasons, est modulé à la fréquence fondamentale ou à une harmonique de

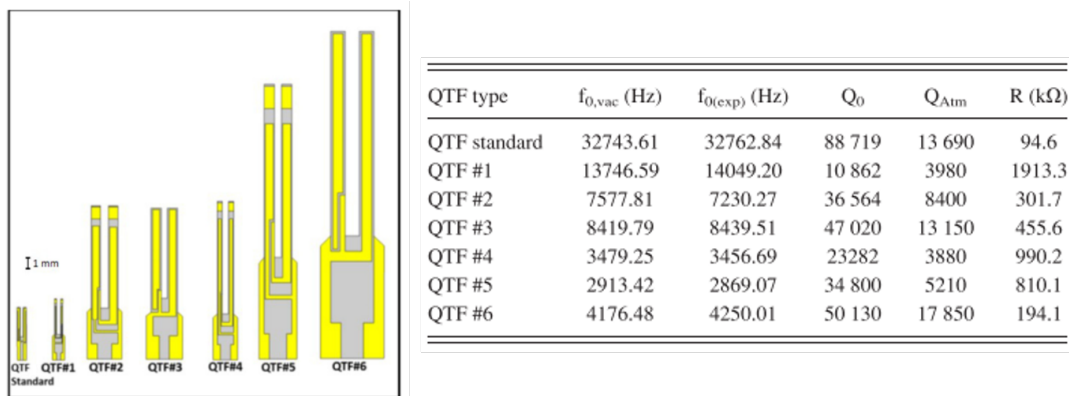


FIGURE 1.21 – Différents calibres d'éléments résonants pour la SPA (gauche) et leurs caractéristiques mécaniques et électriques (droite) [58].

résonance, faisant osciller les bras et déclenchant un signal électrique. L'amplitude du signal électrique est directement liée à la concentration du gaz aux environs du diapason. Utiliser les harmoniques de résonance des diapasons permet de travailler à des fréquences plus élevées (plusieurs dizaines voire la centaine de kHz), diminuant ainsi l'impact du bruit, et d'atteindre des limites de détection de l'ordre du ppt [58].

1.5.4 Bilan

Cette section du chapitre donne un aperçu des méthodes disponibles pour mesurer une molécule en phase gazeuse. Il apparaît qu'en fonction du temps d'intégration, de la longueur d'interaction lumière/gaz et des conditions environnementales, il est possible de mesurer des gaz avec une limite de détection de l'ordre du ppm avec la plupart des exemples présentés. La spectroscopie d'absorption dans le MIR est la solution qui paraît la plus adaptée. Elle fonctionne sur des longueurs d'interaction relativement faibles, et ne nécessite pas de revêtements ou de surfaces spécialisées qui peuvent être sensibles aux fortes températures ou aux atmosphères salines de l'environnement avionique. La SMLO et la SPA, de part leur capacité à exacerber et isoler les petits signaux typiques de la spectroscopie d'absorption, sont les deux méthodes émergentes, il convient donc de les comparer et départager. Pour ce faire, les performances des deux techniques reportées dans la littérature pour la mesure de CO₂ dans le MIR sont résumées dans le tableau 1.2. Les critères de comparaison seront la limite de détection rapportée au temps d'intégration, la précision, la mise en œuvre en environnement sévère et la présence sur le marché.

Le tableau 1.2 fait un comparatif succinct des performances de systèmes de mesure de CO₂ (quand documenté) par les techniques de SMLO et SPA publiées dans la littérature. Ce tableau présente une compilation des meilleurs résultats réalisés par des systèmes souvent optimisés pour fonctionner dans une condition extrême : température, pression, très faibles concentrations. Un dispositif particulier ne peut pas reproduire l'ensemble de ces performances à la fois. Il convient de rappeler que

	SMLO	SPA
Limite de détection	62 ppb @ 2 μm (0.06 s) ^a [59]	300 ppt @ 4.3 μm (4 s) ^b [60]
Précision	0.27 % @ 150 ppm [59]	<4 % @ 50 ppb [60]
Température	< 1800°C [5]	800°C ^c [61]
Pression	15 atm [53]	pression atmosphérique
Présence marché	LaserGas-II-SP [®] [55]	multiSense [®] [62]

a. Cellule multi-passage de type Herriot

b. SPA améliorée par résonateur quartz + cavité résonante multi-passage

c. Détecteur de vibrations Bragg dans une cuve résonante haute température, opéré dans le NIR pour la détection de H_2O

TABLE 1.2 – Comparaison entre la SPA et la SMLO pour la détection de CO et CO_2 dans le moyen IR.

le but de cette étude est de développer un système de mesure des gaz d'échappement des moteurs d'avion, en visant des concentrations de l'ordre du ppm au % (voir tab. 1.1). Les deux techniques bénéficient de limites de détection confortables sur des temps d'intégration assez courts. A noter que, pour les exemples notés, l'interaction lumière/gaz est réalisée sur des grandes longueurs, ce qui est rendu possible par l'utilisation de cellules multi-passage. Ce type de cellule permet de travailler sur des longueurs effectives d'interaction allant de la dizaine de mètres au kilomètre [40]. La mise en œuvre en environnement sévère est largement plus documentée pour la SMLO, plus adaptée aux flux de combustion : la SPA nécessite un confinement du gaz dans une cuve résonante et/ou l'utilisation d'un élément résonant, alors que la SMLO ne requiert qu'une ligne de visée dans l'écoulement gazeux. Enfin, les deux techniques sont bien représentées sur le marché des capteurs, mais la SMLO dispose déjà de systèmes bien éprouvés pour des environnements sévères [54, 55]. Finalement, la SMLO est une meilleure candidate par rapport à la SPA pour le développement d'un système de mesure adapté aux réacteurs d'avions civils en raison d'une utilisation reconnue et bien documentée dans les environnements sévères et de la simplicité de mise en œuvre.

1.6 Architecture adaptée à l'environnement d'une turbine

Dans cette section sera présentée l'architecture physique du système : sa disposition dans l'environnement et les éléments le constituant. Les agencements possibles des éléments du système seront étudiés dans une première partie, et l'architecture la plus propice sera choisie pour la suite de l'étude. Les composants de base (sources optiques, détecteurs, fibres optiques) seront ensuite présentés, en détaillant la technologie supportant les éléments qui seront utilisés dans le système final.

1.6.1 Architecture du système de mesure

Pour faire de la mesure en continu des émissions d'un moteur d'avion à l'aide d'un dispositif optique, il y a trois architectures possibles selon la norme ISO 11042-2

[63] : extractive, non extractive ponctuelle et non extractive traversante.

Mesure extractive

La mesure extractive requiert de prélever un échantillon du gaz s'écoulant dans le flux de combustion, pour faire la mesure dans un environnement stable de température et pression connues (voir fig. 1.22).

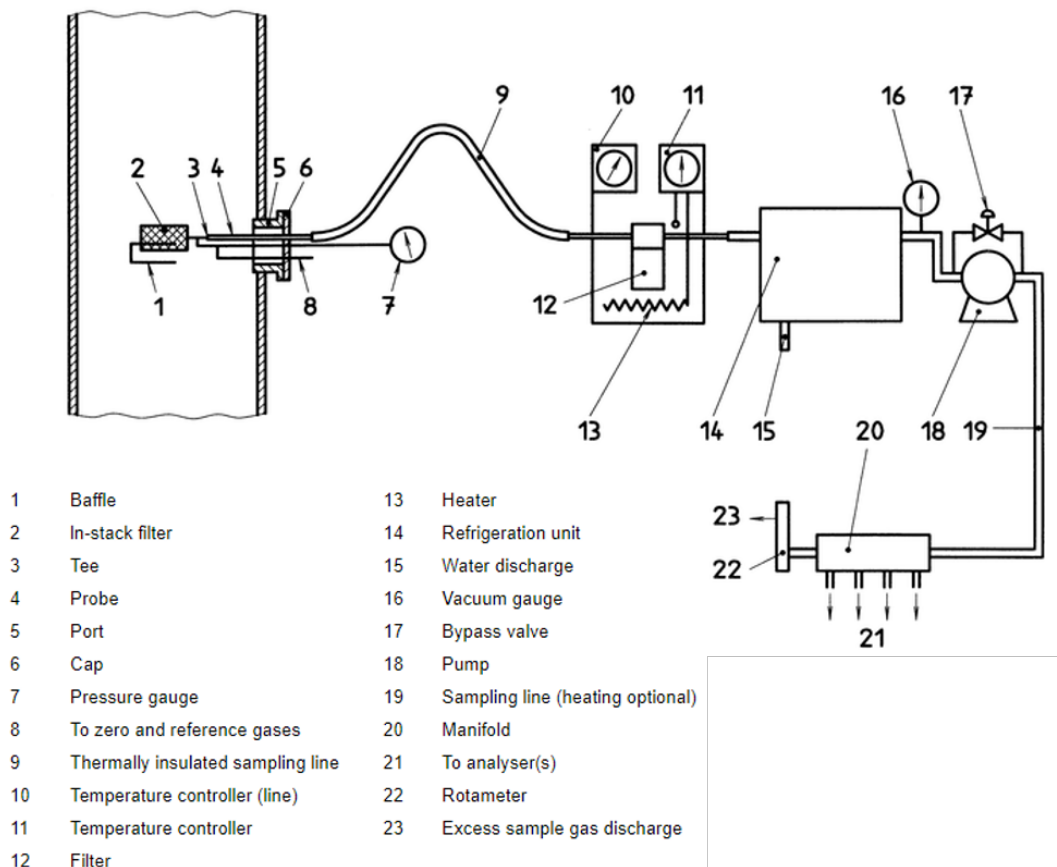


FIGURE 1.22 – Exemple d'architecture pour une mesure extractive (adapté de [63]).

La fig. 1.22 présente un exemple d'architecture pour une mesure extractive. Un dispositif de pompage permet de prélever, filtrer et traiter une certaine quantité de gaz de l'échappement moteur. Une fois le gaz filtré et présent dans la cellule de mesure en quantité, pression et température connues, la mesure est réalisée. Le prélèvement peut se faire par cycle ou en continu.

Le principal avantage de cette configuration est la maîtrise des paramètres. Une mesure à température et pression connues entraîne moins d'incertitudes et donc une meilleure précision. Il est possible de travailler avec une longueur d'interaction propice. La mesure est aussi très répétable, et réalisée plus facilement dans le domaine de linéarité du capteur, puisque le seul paramètre variable est la concentration. L'inconvénient est le circuit de prélèvement de gaz : il entraîne un poids additionnel pour le système, une dépense d'énergie supplémentaire pour le refroidissement du

gaz, l'utilisation de consommables - les filtres - pour éviter de souiller la cellule de mesure et surtout, il est nécessaire de s'assurer que la mesure faite dans la cellule de mesure est représentative en terme de concentration de ce qui se passe dans le flux de combustion. C'est aussi une source de maintenance supplémentaire pour le système. Enfin, selon la longueur du circuit de gaz, la mesure n'est pas tout à fait réalisée en temps réel.

Mesure non extractive ponctuelle

La mesure non extractive ponctuelle se fait directement dans le flux de combustion à l'aide d'une sonde (voir fig. 1.23).

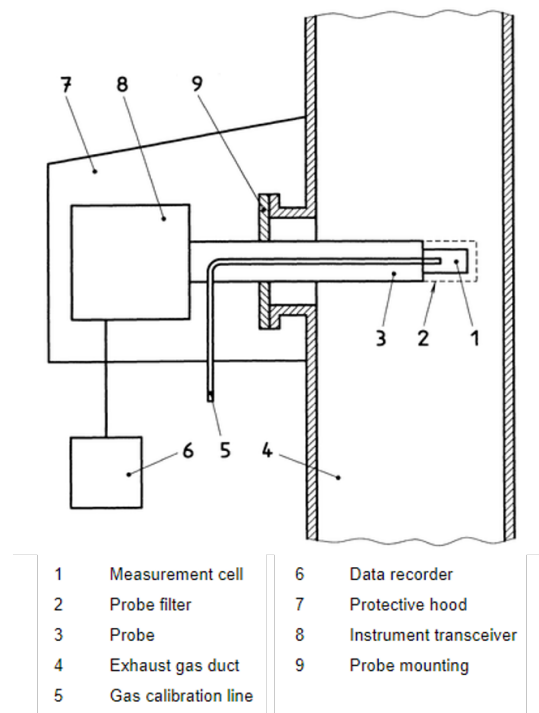


FIGURE 1.23 – Exemple d'architecture pour une mesure non extractive ponctuelle (adapté de [63]).

La fig. 1.23 présente un exemple d'architecture pour une mesure non extractive ponctuelle. Ici la transduction se fait dans le flux de combustion à l'aide d'une sonde, sur une faible longueur d'interaction définie par la taille de la sonde en s'affranchissant ainsi des contraintes liées au prélèvement du gaz. Toutefois, la température et la pression sont alors inconnues, même si accessibles par une mesure annexe (certains systèmes spectroscopiques permettent, moyennant une mesure à de multiples longueurs d'ondes, d'accéder à ces informations [18]) et peuvent donc être sources d'incertitudes. La mesure est réalisée en temps réel et représentative de l'environnement à sonder.

La mise en œuvre de cette mesure impose l'acheminement du signal optique jusqu'à la sonde, ce qui implique l'utilisation d'une fibre optique. Certains éléments

optiques (réflexion, collimation) sont exposés aux conditions sévères à l'intérieur de la turbine (température, pression, hydrocarbures non brûlés, air salin, suies etc.) et doivent être protégés.

Mesure non extractive traversante

La mesure non extractive traversante se fait en faisant passer un signal optique dans la totalité du flux de combustion (voir fig. 1.24).

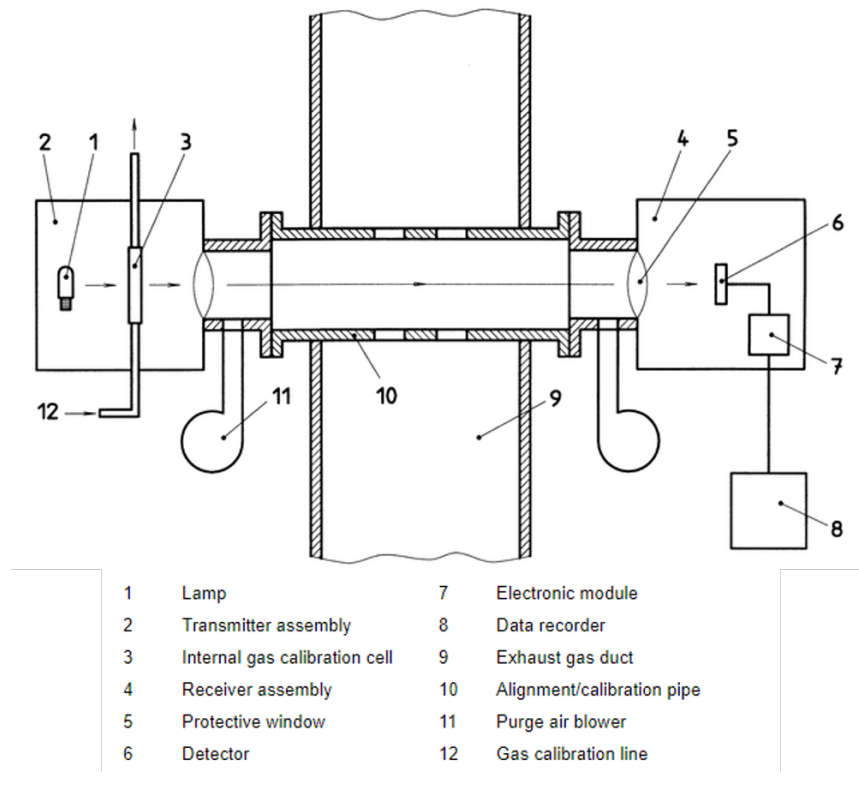


FIGURE 1.24 – Exemple d'architecture pour une mesure non extractive traversante (adapté de [63]).

La fig. 1.24 présente un exemple d'architecture pour une mesure non extractive traversante. Dans cette configuration, le signal est injecté d'un côté du flux et récolté de l'autre. La fig. 1.24 montre un cas où le signal est généré près de la zone de mesure, et qui ne nécessite donc pas de fibre optique même si ça reste possible. Les paramètres sont sensiblement les mêmes que pour la mesure ponctuelle, sauf pour la longueur d'interaction qui est fixe, la largeur du canal d'écoulement du flux. Les optiques d'injection et de collection sont plus facilement protégées, souvent par des coussins de gaz de purge, qui fournissent un rempart contre les particules et les atmosphères corrosives, et réalisent un tampon thermique par la même occasion. En fonction de la nature de l'environnement, cette simple protection permet de placer les éléments électroniques et optiques du système assez proches pour ne pas utiliser de fibre optique [53, 54], ce qui n'est pas envisageable pour une turbine d'avion.

Dans le cadre de cette étude, nous souhaitons développer un système le plus facilement intégrable dans l'avion, donc utilisant les espaces dédiés à l'installation de matériels électroniques et optiques, et nécessitant le moins possible d'aménagements supplémentaires. De plus, de sorte que le système soit attractif d'un point de vue opérationnel, les fréquences d'entretien et de maintenance doivent être réduites. Ainsi la configuration non extractive ponctuelle offre le meilleur rapport facilité d'intégration/encombrement, et c'est celle qui est sélectionnée pour le reste du développement.

1.6.2 Sources optiques dans le MIR

La spectroscopie par modulation de longueur d'onde nécessite une source optique fine accordable sur une bande de fréquences restreinte, pour cibler une raie d'absorption particulière du gaz à mesurer. Étant donné la diversité des cas d'applications, la source est souvent faite sur mesure. Dans le cas d'une détection multi-gaz, il faut généralement plusieurs sources ponctuelles ciblant les raies d'absorption de chaque gaz à mesurer. Jusqu'à encore récemment, les lasers aux sels de plombs refroidis cryogéniquement étaient les seules sources commerciales disponibles dans le MIR [64]. Les diodes laser à température ambiante ont ensuite évolué pour atteindre des longueurs d'ondes d'émission proches de $3.5 \mu\text{m}$ [65, 66]. Aujourd'hui, avec le développement des lasers à cascade interbande (ICL), des lasers à cascade quantique (QCL), des oscillateurs paramétriques optiques (OPO) et des lasers à génération de fréquence différentielle (DFG) il existe une grande variété de sources fines disponibles dans le MIR (voir fig. 1.25).

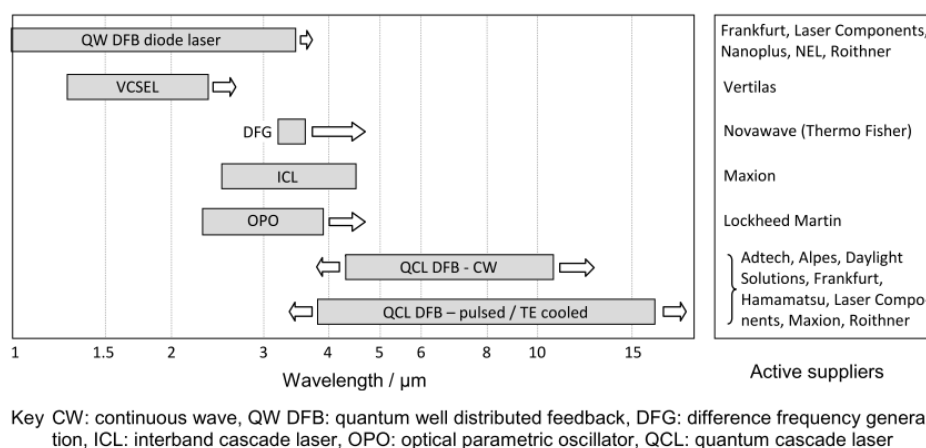


FIGURE 1.25 – Comparatif des bandes spectrales disponibles pour chaque type de source dans l'IR (2012). Les flèches indiquent la direction des activités de recherche à l'époque [40].

La fig. 1.25 donne une estimation des longueurs d'onde accessibles par les différents types de lasers fins dans le NIR et le MIR. Les flèches indiquent la direction des activités de recherche à l'horizon 2012. La liste de fabricants est non exhaustive et ne

prend pas en compte notamment ceux vendant exclusivement des sources télécom [40]. Certains fabricants récents, comme MirSense ne sont pas non plus répertoriés. Il apparaît que les DFG couvrent encore une trop faible bande spectrale pour être envisagés. Les OPO, bien qu'étant de bons candidats en théorie, sont en pratique encore trop chers et pas assez compacts pour être intégrés dans des systèmes commerciaux multi-gaz. Les ICL et les QCL semblent offrir la meilleure diversité : avec les diodes DFB ils permettent en théorie de couvrir la bande 2-15 μm . Etant basés sur le même type de technologie (voir fig. 1.26), ils peuvent facilement être intégrés dans le même environnement électronique (stabilisation thermique, contrôle du courant de pompe).

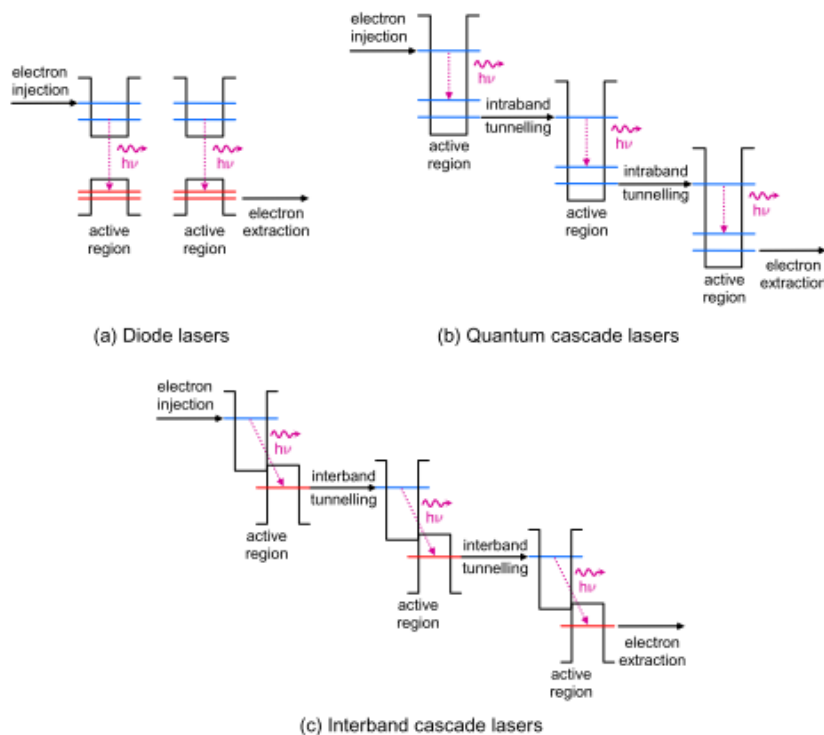


FIGURE 1.26 – Comparaison entre les principes de fonctionnement des différents types de lasers à semi-conducteurs : diodes laser (haut gauche), QCL (haut droit) et ICL (bas) ([40] adapté de [67]).

La fig. 1.26 montre les différences des principes de fonctionnement entre les diodes lasers (a), les QCL (b) et les ICL (c).

Dans les diodes laser à semi-conducteurs typiques, l'émission laser est générée par transition électronique interbande (recombinaison électrons-trous entre bande de conduction et bande de valence : l'énergie minimum de la bande de conduction est plus importante que l'énergie maximum de la bande de valence). Les matériaux semi-conducteurs sont alors sélectionnés de façon à ce qu'une transition électronique génère exactement un photon, maximisant le rendement énergétique, ce sont des diodes à bande interdite directe. Les jonctions PIN (diode constituée d'une couche matériau semi-conducteur non dopé coincé entre deux couches dopées N et P) permettent au mieux d'atteindre des longueurs d'ondes de l'ordre de 3.5 μm .

Pour un laser à cascade quantique la transition électronique se fait à l'intérieur de la bande de conduction. Le matériau semi-conducteur possède une structure à puits quantique qui confine les porteurs de charge à l'intérieur de la bande de conduction. Lors du pompage laser, un électron à haute énergie transite d'une sous-couche supérieure de la bande vers une sous-couche inférieure, émettant un photon (voir fig. 1.26.b). L'énergie de la transition dépend de l'épaisseur physique du puits quantique, ce qui permet d'accéder à une large gamme de longueurs d'onde. Dans les QCL, plusieurs puits sont agencés en série, de sorte que l'électron qui a transité vers une sous-couche inférieure voyage ensuite vers le prochain puits quantique par effet tunnel. La polarisation de la diode fait qu'il se retrouve alors dans une sous-couche énergétique supérieure, et peut alors participer de nouveau à l'émission laser. Un unique électron génère ainsi, en cascade, autant de photons qu'il y a de puits quantiques.

Les ICL ont un fonctionnement intermédiaire. La transition électronique se fait entre bande de conduction et bande de valence des matériaux composant la jonction semi-conductrice, mais la plus basse énergie de la bande de conduction est inférieure à la plus haute énergie de la bande de valence (voir fig. 1.26.c). Cela conduit à des transitions moins énergétiques qui peuvent se situer dans le MIR à des longueurs d'onde non accessibles à l'aide des QCL et des diodes laser à jonction PIN. Les étages de la structure sont aussi cascades, puisque la bande interdite indirecte formée dans les ICL permet de facilement ré-injecter un électron de la bande de valence d'un étage vers la bande de conduction d'un autre et ainsi initier une nouvelle transition laser.

Les QCL et ICL existent en mode courant continu ou pulsé, et il est plus aisé de réguler en température un laser fonctionnant en régime impulsionnel qu'en régime continu. Le fonctionnement pulsé est donc préférable d'un point de vue économie d'énergie et simplicité de développement. D'autre part, ce sont généralement des lasers, mono-fréquence, ce qui implique d'utiliser au moins un laser par gaz à mesurer. Il existe cependant des travaux récents sur des QCL bi-fréquence, notamment pour la mesure simultanée de NO et NO_2 [68-70]. Ce type de réalisation pourra être intéressant à terme dans une optique de réduction du coût et de l'encombrement des interrogateurs.

1.6.3 Photodétecteurs dans le MIR

Un photodétecteur est un dispositif électronique (souvent semi-conducteur) qui permet de convertir l'énergie optique de photons incidents en énergie électrique. La performance d'un photodétecteur est quantifiée à l'aide de 3 paramètres principaux : la gamme spectrale de détection, la puissance équivalente de bruit (notée *NEP* pour *Noise Equivalent Power*) et la détectivité *D*.

La gamme spectrale de détection est la plage de longueur d'onde accessibles. La *NEP* est la quantité de lumière incidente équivalente au bruit intrinsèque du détecteur, elle est définie par :

$$NEP = \frac{P_i A}{SNR \sqrt{\Delta f}} \quad (1.1)$$

où P_i est la puissance optique incidente en W/cm^2 , A la surface active du détecteur en cm^2 , SNR le rapport signal à bruit et Δf la bande passante du bruit. La détectivité spécifique est la photo-sensibilité par unité de surface, et s'exprime selon l'équation suivante

$$D^* = \frac{SNR \sqrt{\Delta f}}{P_i \sqrt{A}} = \frac{\sqrt{A}}{NEP} \quad (1.2)$$

La détectivité spécifique est généralement le critère de comparaison des différents photodétecteurs disponibles dans le commerce (voir fig. 1.27).

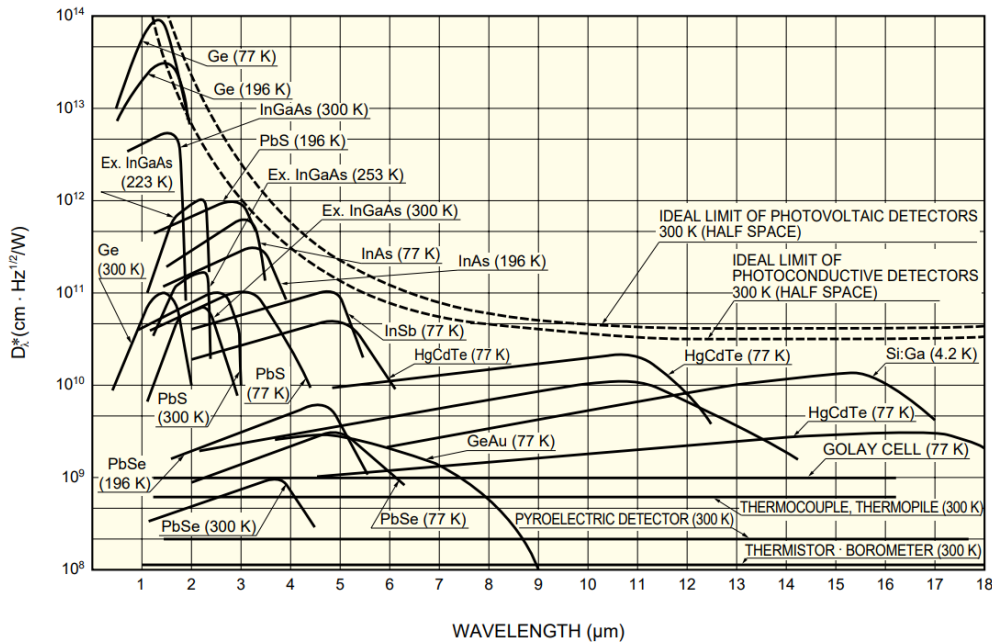


FIGURE 1.27 – Réponse spectrale de photodétecteurs dans le NIR et le MIR (voir Annexe D).

La fig. 1.27 présente les réponses spectrales de plusieurs types de photodétecteurs dans le NIR et le MIR. Deux types de réponses se distinguent, les réponses dépendantes de la longueur d'onde, pour les détecteurs photoélectriques, et les réponses non dépendantes de la longueur d'onde, pour les détecteurs thermiques. Les détecteurs thermiques couvrent une très large bande spectrale, pour une relativement faible détectivité, et des temps de réponse lents. Les détecteurs photoélectriques ont une forte détectivité sélective, des temps de réponse rapides, mais doivent être refroidis dans la plupart des cas (Annexe D). La spectroscopie par modulation de longueur d'onde nécessite des détecteurs rapides, ce qui disqualifie les détecteurs thermiques. Sur la bande 4-6 μm où sont présentes les principales bandes d'absorptions des gaz

typiques de la combustion du kérosène (voir fig. 1.8), les détecteurs de type InSb, PbS et PbSe sont les plus adaptés à la réception d'un signal optique.

1.6.4 Fibres optiques dans le MIR

Pour un système de mesure déportée, le canal de transmission est, indiscutablement, l'élément le plus important. Il faut que le signal utile voyage entre l'interrogateur et le transducteur en subissant le moins de pertes et de distorsions possible. Dans le cas de notre étude, la fibre optique est le moyen de transmission le plus adapté, et il faut en sélectionner une qui s'intègre facilement dans l'environnement et génère le moins de pertes possible. La fibre optique standard en silice est facilement intégrable en environnement sévère. Elle est éprouvée dans le NIR pour des applications de très haute (1000°C [71]) et très basse (−196°C [72]) températures, de fortes contraintes compressives et tractives [73], ou encore dans des environnements radiatifs [74]. Cependant, la fibre télécom standard est opaque dans le MIR, comme le montre la fig. 1.28.

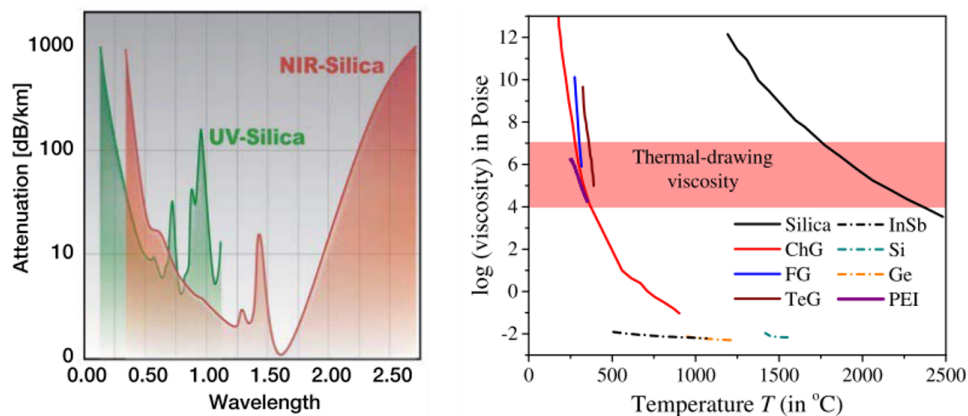


FIGURE 1.28 – (a) Atténuation de fibres en silice (fibre spéciale UV en vert, et fibre standard telecom en rouge) entre 0.2 μm et 2.5 μm [75], (b) viscosité de divers matériaux utilisés dans la fabrication de fibres IR en fonction de la température [76]. Les lignes pleines représentent les matériaux vitreux, les lignes pointillées les matériaux cristallins. La bande rouge représente la région de viscosité adaptée à la fabrication (tirage à haute température) des fibres.

La fig. 1.28.a présente l'atténuation de la fibre standard silice entre 0.2 μm et 2.5 μm . Les courbes verte et rouge représentent les fibres adaptées à l'UV et au NIR, respectivement [75]. Les fibres en silice ont une faible atténuation dans le visible et dans le NIR, mais sont fortement absorbantes en UV et en MIR, avec des pertes avoisinant le dB/m dès 2.5 μm . Leurs performances ne sont généralement pas documentées plus loin dans la bande MIR à cause de leur opacité. Les fibres en silice pleines sont donc incompatibles avec le MIR, et non adaptée au système que nous voulons développer.

D'autres matériaux peuvent être utilisés dans la fabrication de fibres optiques : des matériaux amorphes (notamment les verres de chalcogénure et les verres fluorés) et des cristallins (chlorure et bromure d'argent utilisés dans la fabrication de fibres polycristallines, saphir) qui peuvent transmettre la lumière dans le MIR sur des bandes spectrales conséquentes. Ces matériaux sont souvent moins résistants à la température que la silice, c'est ce que montre la fig. 1.28.b, qui présente la viscosité de divers matériaux utilisés dans la fabrication de fibres IR en fonction de la température. Les lignes pleines représentent les matériaux vitreux (notamment les verres de chalcogénure en rouge, et les verres fluorés en bleu), les lignes pointillées les matériaux cristallins. La bande rouge représente la région de viscosité adaptée à la fabrication (tirage à haute température) des fibres [76]. Les matériaux adaptés au MIR sont souvent peu résistants aux fortes températures, la fig. 1.28.b montre qu'ils deviennent assez malléables pour la fabrication entre de 400°C et 500°C, impliquant que leur dégradation dans un environnement soumis à ces températures pourrait être irréversible. Le saphir, en comparaison, supporte des températures pouvant aller jusqu'à 2000°C. Certaines des fibres fabriquées à l'aide de ces matériaux peuvent présenter de très faibles atténuations dans le MIR (voir fig. 1.29).

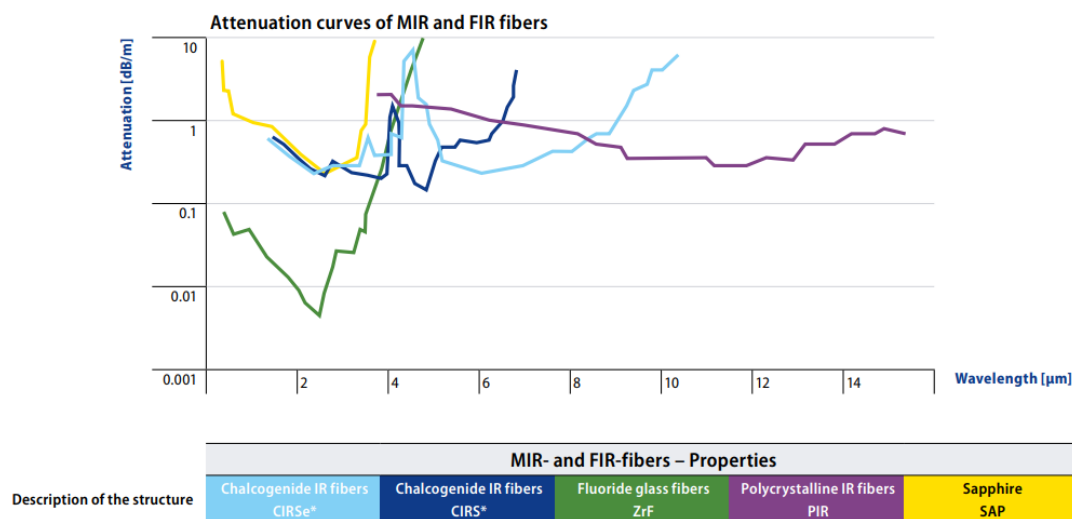


FIGURE 1.29 – Atténuation de fibres spéciales du commerce dans le MIR [77].

La fig. 1.29 montre l'atténuation de fibres spéciales du commerce dans le MIR. Ces fibres présentent des atténuations inférieures au dB/m sur une partie de leur plage de transparence. En particulier, il apparaît que les fibres saphir ne transmettent que jusqu'à 4 µm dans le MIR, ce qui compromet leur utilisation malgré leurs forte résistance à la température. Les autres fibres présentées sur ce graphe sont certifiées aux températures suivantes : 200°C pour les fibres en verres de chalcogénures et les fibres polycristallines, et 80°C pour les fibres en verre fluoré [77].

D'autres types de fibres existent pour le MIR : les fibres creuses en verre. Ce type de fibres se base sur les relativement faibles pertes de propagation de la lumière dans

l'air pour assurer de faibles pertes dans le MIR. Elles permettent aussi notamment de transmettre de fortes puissances optiques sans risquer les effets non-linéaires que l'on peut rencontrer dans les matériaux diélectriques solides. Ce type de fibre est réalisé selon deux approches : le revêtement réfléchif ou la gaine micro-structurée.

Les fibres à revêtement réfléchif prennent la forme d'un capillaire en matériau diélectrique dont la paroi intérieure est revêtue d'une couche réfléchif souvent en métal, comme le montre la fig. 1.30.

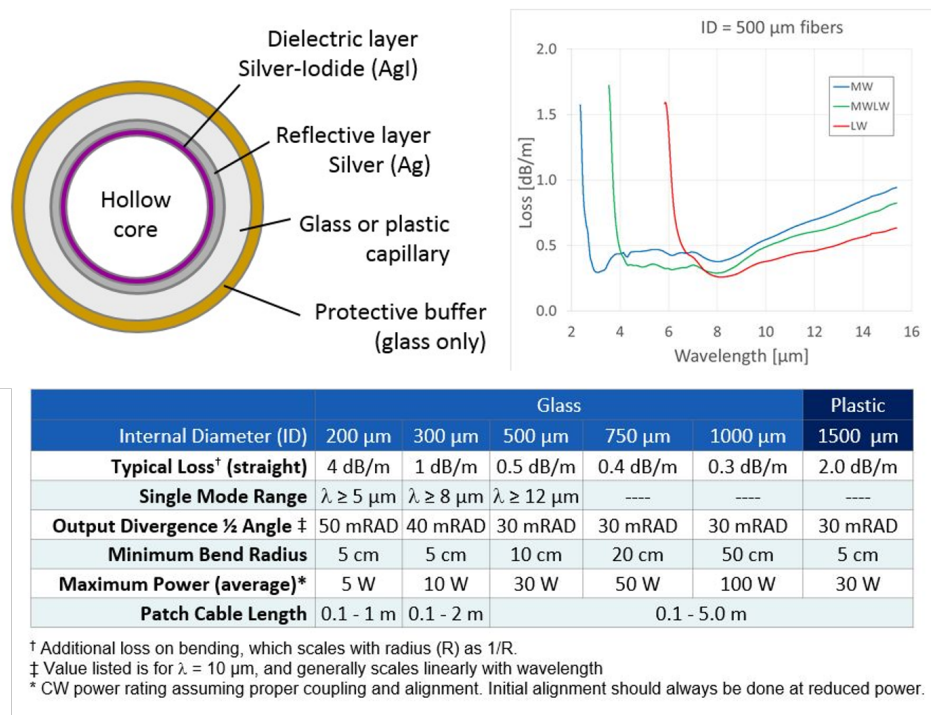


FIGURE 1.30 – Gauche : design d'une fibre creuse à revêtement réfléchif, droite : atténuation en dB/m mesurée pour différents modèles (MW : longueurs d'onde courtes du MIR, LW : longueurs d'onde longues du MIR, MWLW : configuration intermédiaire), bas : performances optiques en fonction du diamètre de cœur [78].

La fig. 1.30 présente un design de fibre creuse à revêtement réfléchif, et l'atténuation en dB/m mesurée pour différents modèles. Les différentes courbes correspondent à différents modèles prévus pour transmettre à des longueurs d'onde courtes ou longues. La fibre est composée d'un capillaire en matériau diélectrique, d'un revêtement métallique réfléchif qui est lui-même revêtu d'une couche de protection, ici du iodure d'argent [78]. Ce modèle de fibre présente une atténuation type de l'ordre de 0.5 dB/m dans le MIR, cette valeur dépend du diamètre du cœur de la fibre, ici 500 μm. D'autre part, ces fibres ont des rayons de courbure minimaux assez élevés, 5 cm au mieux, ce qui les rendrait difficile à intégrer dans un environnement avionique. Enfin, des informations supplémentaires de la part du revendeur indiquent que les fibres nues supporteraient des températures allant jusqu'à 250°C, ce qui reste meilleur que les fibres pleines présentées précédemment, cependant le températures attendues

notamment en fin de lien optique sont de l'ordre de 500°C : l'atténuation avantageuse de ce type de fibre ne compense pas les inconvénients liés à son utilisation en environnement sévère.

Les fibres à gaine micro-structurée sont basées sur des principes plus complexes que la réflexion totale (ces principes seront présentés et expliqués au Chapitre 2). Un design particulier de fibre micro-structurée, appelé fibre antirésonante (fibre AR), permet de transmettre des rayonnements dans le MIR à l'aide d'une fibre composée d'un seul matériau diélectrique, comme le montre la fig. 1.31.

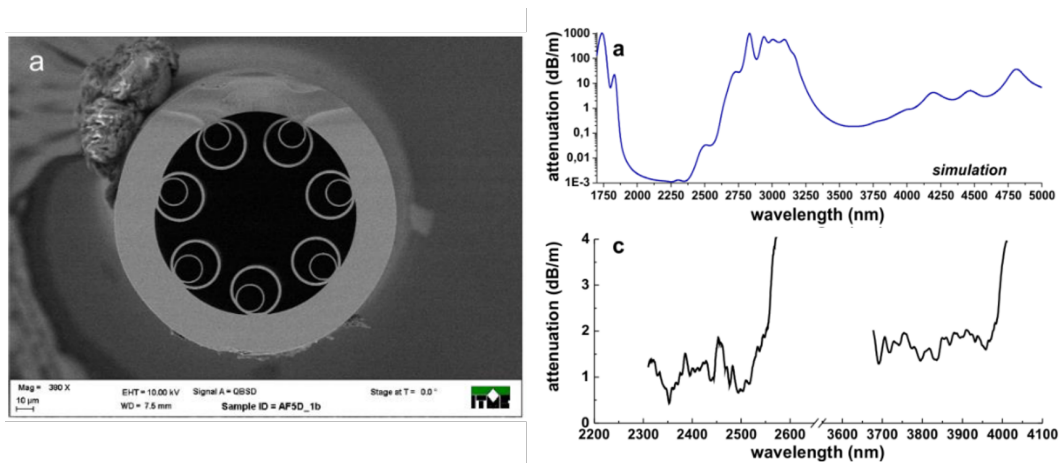


FIGURE 1.31 – Gauche : modèle de fibre AR en silice, droite : pertes simulées et mesurées de cette fibre dans les basses longueurs d'onde du MIR [79].

La fig. 1.31 présente un modèle de fibre AR en silice (gauche) ainsi que les pertes simulées et mesurées de cette fibre dans les basses longueurs d'onde du MIR [79]. Les capillaires de silice fixés tout autour du cœur creux permettent de confiner la lumière et assurer de faibles pertes. Cette fibre en particulier présente des pertes de l'ordre du dB/m dans le MIR, et est insensible aux courbures au dessus d'un rayon de 0.5 cm. D'autres designs de fibres AR peuvent présenter des pertes bien en dessous du dB/m [80]. La fibre étant faite de silice, elle peut théoriquement supporter des températures allant jusqu'à 1000°C , cependant, la silice absorbant énormément dans le MIR, les pertes résiduelles de propagation qu'elle entraîne deviennent très importante pour des longueurs d'onde de plus de $5\ \mu\text{m}$ [81]. D'autre part, ces fibres transmettent sur des bandes bien spécifiques, et dans le cas d'une détection multi-espèces, toutes les longueurs d'ondes de mesure pourraient ne pas être accessibles via la même fibre.

La fig 1.32 présente un récapitulatif des performances en transmissions de différents types de fibres abordés dans cette section, ainsi que leur résistance à la température.

Sur la fig 1.32, les fibres sont classées selon leur résistance à la température sans refroidissement actif. Les lignes bleues représentent leurs bandes de transmission à 1 dB/m, les lignes rouges représentent les paliers de température

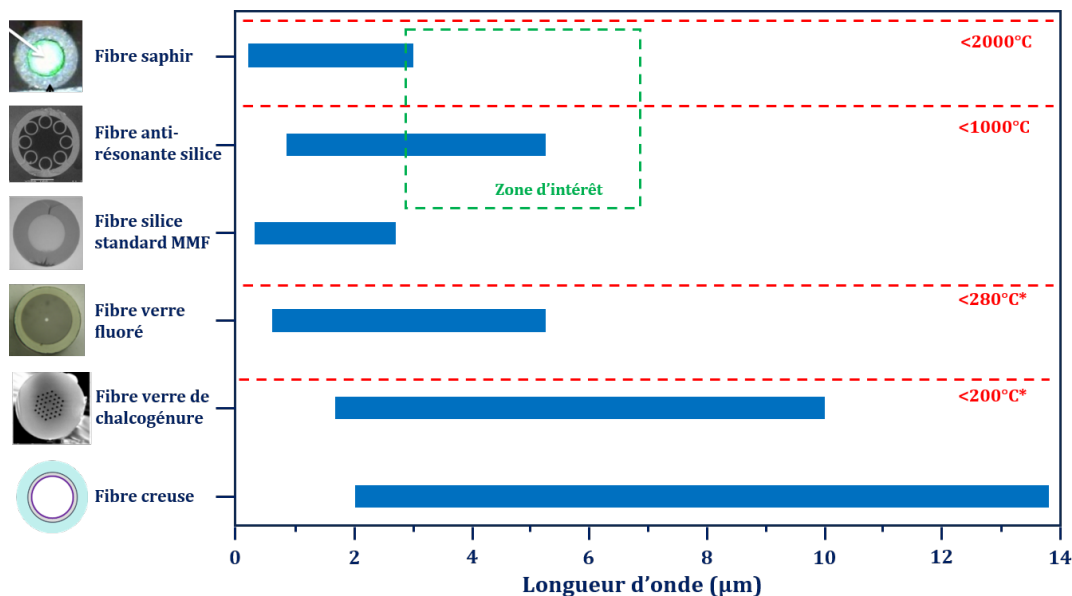


FIGURE 1.32 – Récapitulatif des performances en transmission à 1 dB/m et en température de différents types de fibres pour le MIR.

où les fibres du commerce sont certifiées. La zone verte est la zone d'intérêt de l'étude, en terme de température et de transmission optique. La fibre antirésonante en silice est la fibre la plus adaptée à une transmission à faibles pertes dans le MIR dans un environnement à forte température. Les modèles actuels ne couvrent pas la totalité de la zone d'intérêt, mais ces fibres constituent un sujet important dans la recherche actuelle, et sont donc continuellement optimisées pour diminuer les pertes et potentiellement atteindre de plus grandes longueurs d'onde dans le MIR. Enfin, il est toujours possible de réaliser un lien optique hybride, en utilisant une fibre très faiblement atténuante dans le MIR, comme la fibre en verre fluoré, dans les zones de faible température, et n'intégrer la fibre antirésonante que sur quelques mètres dans les zones où de fortes températures sont attendues. Pour cela il faudra garantir une bonne connectivité entre les deux fibres, pour diminuer les pertes de transition.

1.7 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'introduire le contexte de l'étude, de présenter des technologies de capteurs optiques, et sélectionner la technologie la plus adaptée à notre application. Nous souhaitons mesurer les gaz d'échappement des turboréacteurs d'avions commerciaux en vol, de façon à surveiller la qualité de la combustion et documenter les niveaux d'émissions polluantes. La fig. 1.33 présente un exemple de ce à quoi pourrait ressembler l'architecture du système de mesure à terme.

La fig. 1.33 présente l'architecture d'un système de mesure optique de fuites des conduites d'air conditionné dans les avions de ligne [82]. C'est un système commercial opérant dans le NIR, et qui valide la faisabilité de l'intégration d'un dispositif de

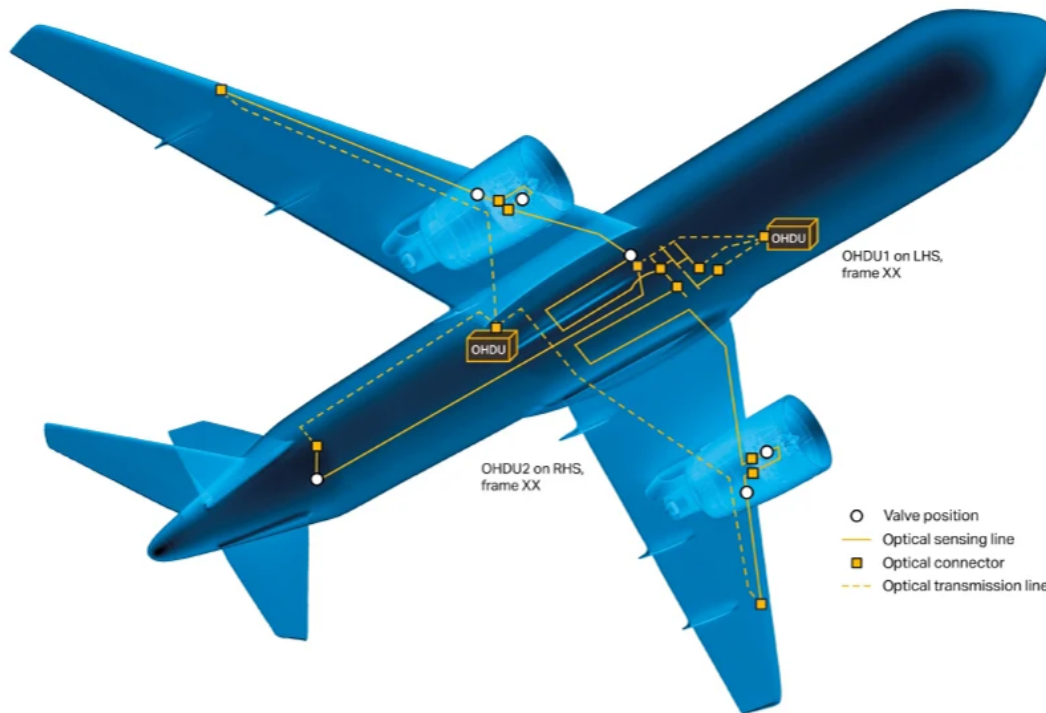


FIGURE 1.33 – Architecture de système de mesure optique pour l’aviation [82]. OHDS = Overheat Detection System.

mesure dont l’interrogateur est placé dans les baies avioniques de cabine, et dont la fibre de transmission/transduction est tirée jusqu’à la zone moteur.

L’environnement avionique étant particulièrement sévère, il est nécessaire de choisir une technologie de détection qui permette de faire une mesure fiable malgré les conditions difficiles subies par les différents éléments du système de mesure. La technologie de spectroscopie par modulation de longueur d’onde est une technique acclamée et éprouvée dans les environnements sévères, étant déjà intégrée dans des systèmes commerciaux. Cette technique permet d’atteindre de bonnes limites de détection tout en mitigant l’impact des fluctuations dues aux conditions difficiles de l’environnement avionique. Cependant, les études existant dans la littérature se concentrent sur la mise en œuvre et l’optimisation de la technique pour des bandes d’absorption et des conditions de mesure (température et pression du gaz, longueur d’interaction), et ne décrivent pas l’intégration et la survivabilité du système dans l’environnement sévère, surtout pour les mesures sur moteurs d’avions. L’objectif de cette étude est d’apporter des réponses à cette problématique, en validant l’utilisation de la SMLO pour l’application, et en sélectionnant les éléments du système de façon à augmenter sa durée de vie et sa durabilité dans l’environnement avionique.

En sélectionnant la bonne fibre optique pour la transmission de l’information, nous pourrions poser les bases du développement d’un système de mesure de qualité commerciale. Dans cette optique, le système de mesure devra comporter des éléments autres que la simple fibre pour garantir un bon fonctionnement, comme le montre la fig. 1.34.

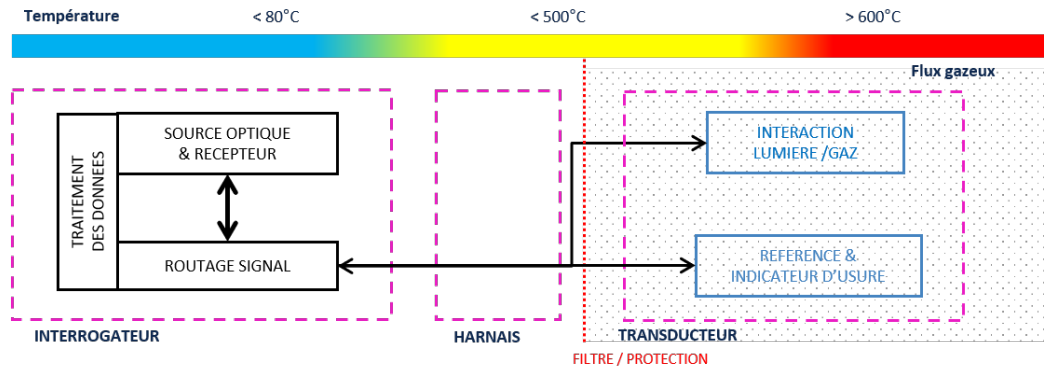


FIGURE 1.34 – Diagramme du système de mesure optique des gaz de combustion du kérosène avionique, cartographié en fonction de la température.

La fig. 1.34 présente le diagramme du système de mesure optique des gaz de combustion du kérosène aéronautique, cartographié en fonction de la température. Ce travail de thèse se focalise principalement sur le harnais de transmission et la transduction. L'utilisation de la SMLO et le design de la fibre optique adaptée à l'application seront développés dans les chapitres suivants. Les autres éléments du système et leur intégration dans l'environnement avionique feront aussi l'objet de réflexions et de propositions au cours de l'étude.

2/ Fibre optique de transmission

Sommaire du chapitre

2.1	Fibre antirésonante	44
2.1.1	Architecture et fabrication	46
2.1.2	Principe de propagation de la lumière	47
	Propagation dans les fibres pleines	48
	Propagation dans les fibres à bande interdite photonique	49
	Propagation dans les fibres antirésonantes	50
2.1.3	Pertes linéiques	51
	Pertes dues aux fuites	51
	Pertes dues à l'absorption du matériau	54
2.1.4	Utilisation du calcul numérique	57
2.1.5	Pertes de courbure	58
2.1.6	Industrialisation	62
	La purge de la fibre	62
	La connectivisation de la fibre	63
2.2	Résultats expérimentaux	67
2.2.1	Conditions expérimentales	68
2.2.2	Pertes linéiques	71
2.2.3	Pertes de courbure	73
2.2.4	Résistance à la température	75

Ce chapitre est dédié à l'étude de la fibre optique utilisée pour la transmission du signal de mesure. Nous avons choisi la fibre antirésonante en silice pour réaliser cette fonction parce qu'elle répond au cahier des charges de l'application mieux que toutes les autres fibres considérées. Cependant, c'est une fibre assez nouvelle dont l'étude, notamment dans les environnements sévères et dans la gamme spectrale du moyen-infrarouge, est encore à compléter. C'est ce travail auquel nous essaierons de contribuer par la suite.

Tout d'abord, il conviendra de présenter brièvement ces fibres, leur histoire, leur conception, leur fabrication et leurs applications récentes. En second lieu, nous nous intéresserons au principe de propagation de la lumière dans ces fibres, et montrerons en quoi elle diffère de la propagation dans d'autres types de fibres creuses. Ensuite, nous présenterons les principales sources de pertes dans ces fibres et nous verrons comment diminuer ces pertes pour notre application. Enfin, nous présenterons les méthodes choisies pour amener la fibre au seuil d'industrialisation nécessaire à son utilisation dans un système de mesure embarqué pour l'aviation civile. Tous ces éléments seront abordés de façon théorique et expérimentale, l'étude expérimentale incluant en outre des tests préliminaires de robustesse en environnement sévère.

2.1 Fibre antirésonante

Les fibres antirésonantes (fibres AR), aussi connues sous le nom de fibres creuses à courbure négative (negative curvature hollow core fiber - NCHCF) à cause de la forme particulière des parois de leur cœur, dont le vecteur de surface pointe dans la direction opposée au vecteur radial en coordonnées cylindriques [83], sont un type de fibres micro-structurées. En assurant un fort confinement dans le cœur creux, elles permettent de propager la lumière dans des milieux de faible indice tels que des gaz et de liquides, même dans des gammes spectrales où le matériau de la microstructure est fortement absorbant [84].

La première fibre antirésonante, à architecture dite "Kagome", a été proposée par *Benabid et al.* en 2002 [85]. Les cœurs à courbure négative ont été introduits pour la première fois par *Wang et al.* [86], à la conférence CLEO de San Jose, Californie en 2010 (voir aussi [87]). Leur invention découle du besoin de fibres à cœurs creux et à larges bandes de transmission que les fibres à cristaux photoniques n'arrivaient pas à satisfaire. L'utilisation de capillaires en tant que parois de cœur a été présentée en 2011 par *Pryamikov et al.*, et est devenue par la suite la méthode privilégiée de réalisation des fibres antirésonantes. Ce type de fibre est communément appelé "revolver" (Revolver Hollow Core Optical Fibers [88]). Depuis 2011, dans le but d'améliorer le confinement et la sensibilité aux courbures de cette fibre, ainsi que de développer des applications diverses, de nombreuses architectures ont été pensées à partir de cette fibre "revolver", comme on peut le voir sur la fig. 2.1, qui fait une petite synthèse des types d'architecture rencontrés dans la littérature.

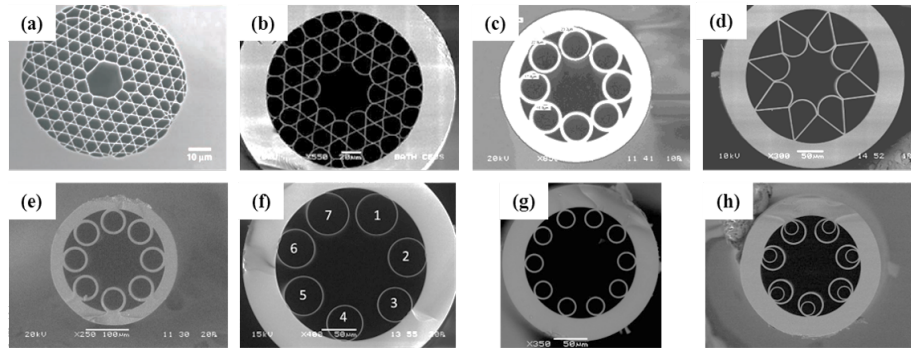


FIGURE 2.1 – Différents types de fibres AR : (a) fibre Kagome [85], (b) fibre Kagome à courbure négative [89], (c) fibre de type "revolver" [83], (d) fibre de type "ice-cream-cone" [90], (e) fibre AR à capillaires séparés [81], (f) fibre AR à capillaires fins [80], (g) fibre AR à 10 capillaires [91], (h) fibre AR à capillaires imbriqués [79].

La fig. 2.1 présente plusieurs architectures de fibres antirésonantes réalisées depuis 2002 : la fibre Kagome (a) et la fibre Kagome à courbure négative (b), dont les parois du cœur ont une forme hypocycloïde étudiée de façon à améliorer le confinement, la fibre "revolver" (c) et la fibre "ice-cream-cone" (d) qui découlent de la fibre Kagome à courbure négative, et les fibres "revolver" à capillaires séparés dites "nodeless" (e-h).

La conception particulière de ces fibres leur permet de couvrir une large gamme d'applications : étant moins sujettes aux rétro-diffusions élastiques que les fibres à cristaux photoniques, elles sont d'un intérêt potentiel pour des applications exploitant la propagation bidirectionnelle, notamment les gyroscopes à fibre optique [92, 93]. Leur cœur composé d'air présente un seuil de dégâts plus haut, et des propriétés non linéaires moins fortes que pour des fibres pleines, permettant notamment la transmission de fortes puissances [94, 95]. Les avancées sur le confinement de la lumière dans le cœur permettent d'observer de relativement faibles pertes dans l'UV [96, 97] et le MIR ou l'atténuation de la silice pleine explose. Notamment des pertes de l'ordre de 50 dB/m ont été démontrées entre 7.6 μm et 7.9 μm pour des fibres en silice [81], alors que les pertes du matériau sur cette plage de longueurs d'onde dépasse 10⁵ dB/m [98]. Un usage à des longueurs d'onde plus grandes pourrait nécessiter le développement des fibres AR faites à partir de matériaux transparents dans le MIR tels que les verres de chalcogénure [99-101], ou des fibres creuses à revêtement réfléchissant interne [102, 103]. Leur capacité à être remplie de liquides ouvre la voie à leur exploitation dans des applications de capteurs dans le NIR [104], tandis que les fibres AR remplies de gaz présentent un fort intérêt dans la génération signal laser dans le MIR [105-108]. L'utilisation de matériaux dopés alliés à une conception novatrice permet de réaliser l'amplification de signaux optiques [109]. Leur transparence dans le MIR en font naturellement un outil d'intérêt pour des applications de capteurs spectroscopiques à l'aide de sources laser externes [110], et, quand remplies de gaz, elles présentent une alternative compacte aux cellules de mesure spectroscopiques volumineuses, atteignant de faibles limites de détection

pour le CH_4 [111], le CO [112], le N_2O [113] ou encore le NO [114].

La fibre qui a été fabriquée et utilisée dans le cadre de ce projet de thèse est une fibre "revolver" à capillaires séparés en silice très similaire à la fibre (e) présentée en fig. 2.1. Elle sera simplement appelée fibre AR. Cette fibre a été conçue et fabriquée par le centre technique Photonics Bretagne [115] qui nous a procuré des échantillons ainsi que les résultats de simulations numériques réalisées avec le module RF (adapté à l'étude des ondes électromagnétiques) de COMSOL Multiphysics® [116] dans le cadre d'une collaboration informelle. Ces résultats seront présentés dans la suite de ce chapitre, et seront comparés à nos propres résultats, de calculs analytiques et expérimentaux.

2.1.1 Architecture et fabrication

La fibre AR d'intérêt, de type "revolver nodeless", est composée d'un tube de silice servant de gaine optique, dans lequel sont agencés des capillaires formant les parois du cœur. Les paramètres principaux régissant la transmission de la lumière le long de cette fibre sont indiqués sur la fig. 2.2 qui montre une coupe schématique d'une fibre AR typique.

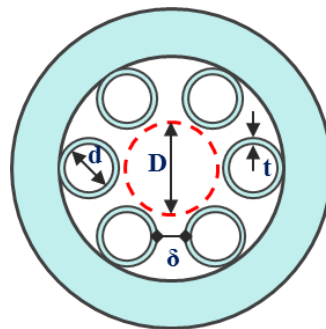


FIGURE 2.2 – Architecture d'une fibre AR de type "revolver nodeless".

La fig. 2.2 montre l'architecture type d'une fibre AR, ainsi que les paramètres principaux ayant un effet sur le guidage de la lumière : le diamètre intérieur D du cœur qui détermine le niveau de pertes linéiques, le diamètre intérieur d des capillaires qui détermine le caractère mono/multimode de la fibre, l'épaisseur t des parois des capillaires qui détermine les gammes de longueurs d'onde de transmission de la fibre, et l'écart δ entre les capillaires qui influe sur l'efficacité du confinement [117, 118]. D'autres paramètres, comme le nombre de capillaires ou la longueur de la zone de contact entre un capillaire et le tube, influent aussi sur le confinement. L'effet de ces paramètres sera détaillé dans le paragraphe 2.1.2.

La plate-forme R&D Perfos de Photonics Bretagne fabrique ces fibres en verre de silice F300. Un procédé similaire à la méthode stack-and-draw est utilisé pour tirer la fibre [119]. Un schéma de ce procédé est proposé à la fig. 2.3.

La fig. 2.3 présente un schéma d'une tour de fibrage ainsi qu'une description du procédé stack-and-draw [120] (gauche), et une photo d'un étage de la tour de fibrage

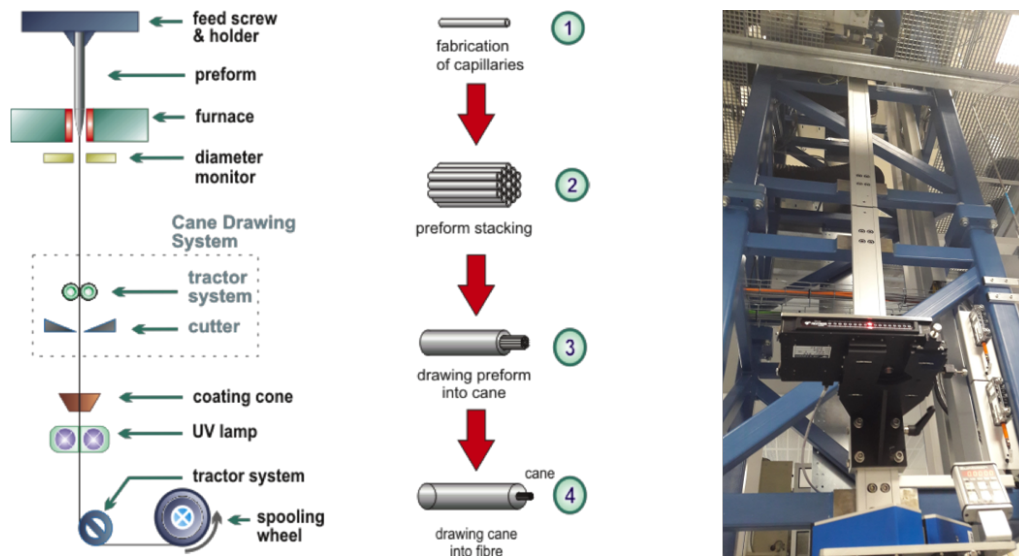


FIGURE 2.3 – Gauche : schéma d'une tour de fibrage et du procédé stack-and-draw, droite : photo d'un étage de la tour de fibrage de Photonics Bretagne à Lannion, France.

de Photonics Bretagne (droite). Le procédé stack-and-draw consiste simplement à empiler les éléments de la micro-structure et des éléments de séparation dans un tube pour former une préforme de quelques dizaines de millimètres de diamètre. Cette préforme est tirée - c'est à dire passée dans une tour de fibrage qui permet de chauffer à très haute température et laisser fluer la silice par gravitation pour l'étirer - pour obtenir une tige de quelques millimètres de diamètre. Cette tige est ensuite insérée dans un nouveau tube pour réaliser le tirage final, dont le résultat est la fibre optique de quelques centaines de microns de diamètre. Dans le cas d'une fibre antirésonante, il n'y a pas de "stacking" à proprement parler, mais plutôt du "sticking", où les capillaires sont fixés sur la paroi du tube. Un gaz sous pression est injecté pour contrôler la dimension finale des capillaires, et empêcher leur effondrement durant l'opération.

2.1.2 Principe de propagation de la lumière

Avant de présenter les principes régissant la propagation de la lumière dans les fibres AR, il est important de rappeler comment la lumière se propage dans des fibres standards pour comprendre ce que les fibres AR apportent de nouveau et d'intéressant au guidage optique. Dans cette partie, nous reviendrons brièvement sur le principe de propagation de la lumière dans les fibres pleines, puis nous montrerons les similitudes et les différences entre les principes de propagation dans deux types de fibres creuses : les fibres à bande interdite photonique (BIP) et les fibres AR.

Propagation dans les fibres pleines

La propagation dans les fibres pleines peut être expliquée, de manière approchée mais simple, à l'aide de l'optique géométrique, à partir de la réflexion totale dans le cœur de la fibre au niveau du dioptre cœur/gaine. Les fibres optiques pleines à saut d'indice sont composées d'un cœur transparent d'indice de réfraction n_1 , et d'une gaine transparente d'indice de réfraction n_2 proche, mais strictement inférieur à n_1 ($n_1 > n_2$). La loi de Snell-Descartes donne la relation, pour un rayon de lumière à l'interface, appelé dioptre, entre deux milieux d'indices différents, entre les angles d'incidence θ_1 et de réfraction θ_2 de ce rayon et les indices de réfraction des deux milieux :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (2.1)$$

Si $n_1 > n_2$, il existe alors des cas de figure où le rayon lumineux réfracté n'existe pas dans le milieu émergent lorsque l'angle d'incidence au niveau du dioptre cœur/gaine dépasse un angle critique, et on assiste donc à une réflexion totale : la lumière reste ainsi piégée - ou guidée - dans le cœur de la fibre optique, comme présenté à la fig. 2.4.

La description complète des modes optiques se propageant le long de la fibre nécessite la résolution des équations de Maxwell. Toutefois pour justifier la présence d'un nombre discret d'angles (et donc de modes) pouvant se propager dans la fibre, il est possible de considérer que la lumière se propage sous forme d'ondes planes subissant une réflexion totale à chaque fois qu'elles rencontrent l'interface entre le cœur et la gaine. Les ondes planes ont un plan d'onde supposé infini perpendiculaire à leur propagation en "zig-zag". Le long de ce plan d'onde, la phase doit être constante. Afin d'éviter des interférences destructives, l'onde doit acquérir un déphasage multiple de 2π au cours de sa propagation d'un point du plan d'onde jusqu'à un second (après s'être propagée dans le cœur et avoir subi deux réflexions totales). Seuls certains angles d'incidence à l'interface cœur/gaine vérifient cette condition et ainsi les angles d'incidence effectivement propagés dans la fibre sont discrets. Seuls certains rayons sont donc transmis et dans un modèle plus complexe, il s'agit des modes de propagation de la fibre [121].

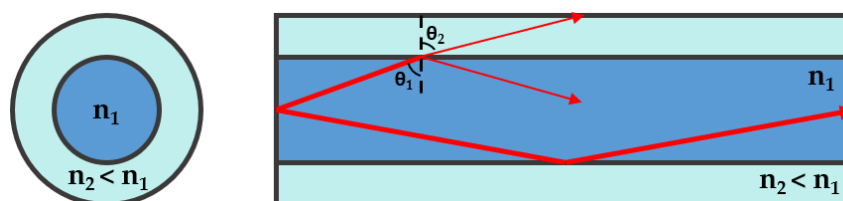


FIGURE 2.4 – Rayon réfracté et rayon totalement réfléchi dans le cœur d'une fibre optique à saut d'indice.

La fig. 2.4 montre un schéma simple de la réflexion totale dans le cœur d'une

fibre optique. Ce principe de propagation est expliqué ici de façon simplifiée, et donc incomplète, l'explication n'étant basée que sur l'optique géométrique. Il illustre cependant bien la différence principale entre une fibre pleine et une fibre creuse : dans une fibre creuse, le cœur étant composé d'air, la relation d'indice est $n_2 < n_1$, et la transmission de la lumière ne peut pas s'appuyer sur le phénomène de réflexion totale.

Propagation dans les fibres à bande interdite photonique

Les fibres à cristaux photoniques sont composées d'un assemblage de barreaux d'indices différents (voir fig. 2.5).

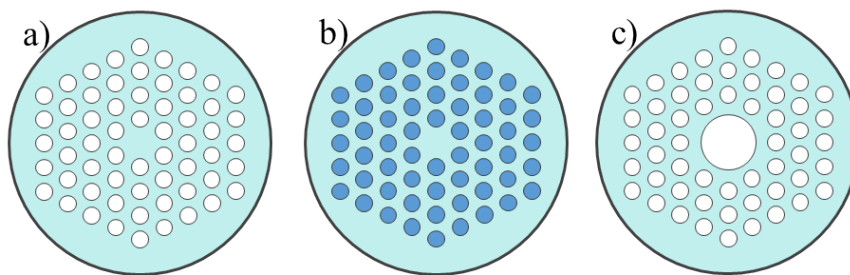


FIGURE 2.5 – Schémas de fibres à cristaux photoniques courantes : (a) les micro-structures sont des trous d'air, (b) les micro-structures sont des barreaux de silice d'indice fort, (c) fibre micro-structurée à cœur creux.

La fig. 2.5 présente différents types courants de fibres à cristaux photoniques. Les micro-structures ainsi que le cœur peuvent être constitués d'air ou d'un matériau solide en général, et les conceptions varient essentiellement en fonction de l'application cible : génération de phénomènes non linéaires, capteurs, guides sélectifs en longueur d'onde etc. Quand l'indice effectif du cœur de la fibre est plus élevé que celui de la gaine, alors le guidage s'appuie sur un principe similaire à la réflexion totale interne : le régime de réflexion totale interne modifiée [122]. S'appuyant sur un mécanisme de réflexion, ce régime est caractérisé par une large bande passante. C'est le cas notamment pour les fibres dont le cœur est plein et dont les micro-structures sont remplies d'air (fig. 2.5a). Quand au contraire, l'indice effectif du cœur de la fibre est moins élevé que celui de la gaine (fig. 2.5b-c) alors le guidage s'appuie sur le phénomène de bande interdite photonique.

Les fibres à cristaux photoniques à cœurs creux fonctionnent sur le principe de bande interdite photonique. La structure périodique de la gaine agit comme un réflecteur spécifique en longueur d'onde, à l'instar d'un réseau de Bragg. Un agencement périodique précis de "défauts" d'indice de réfraction bas crée des bandes interdites empêchant la lumière de s'échapper dans la gaine optique à des longueurs d'ondes et des angles d'incidence spécifiques. Les fines couches de silice entre ces défauts favorisent la stabilité mécanique de la structure au détriment de la bande passante, éliminant les bandes interdites d'ordres supérieurs [123].

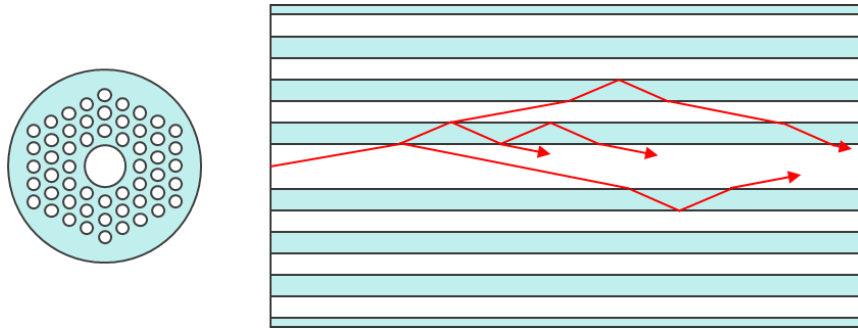


FIGURE 2.6 – Tracé de rayons dans une structure de fibre à bande interdite photonique air-silice.

L'utilisation des fibres à cristaux photoniques permet un compromis entre une large bande de transmission mais des pertes élevées ($> 1 \text{ dB/m}$) et des pertes moindres mais une faible largeur de bande ($\sim 70 \text{ THz}$) [86], à cause des multiples couches de réflexions. L'invention des fibres AR vient du besoin de combler ce manque de fibre creuse à faibles pertes et large bande passante.

Propagation dans les fibres antirésonantes

La propagation dans les fibres AR peut, elle aussi, être décrite selon les lois de l'optique géométrique. Le cœur d'air et ses parois, formées par les parois des capillaires, peuvent être modélisés par un tube creux de silice [124] (fig. 2.7). L'intérieur du tube représente alors le cœur de la fibre AR, et la paroi de silice représente les parois des capillaires directement en contact avec le cœur. Ainsi, le diamètre intérieur du tube sera le diamètre du cœur de la fibre, et l'épaisseur de sa paroi sera l'épaisseur des parois des capillaires de la fibre AR. La paroi de ce tube peut être considérée localement comme une lame mince à faces parallèles. Selon le même raisonnement utilisé pour les fibres à saut d'indice, seuls certains rayons peuvent être guidés dans la paroi du tube, ces rayons correspondent à des longueurs d'onde particulières. Toutes les autres longueurs d'onde sont alors guidées dans le tube. La transmission dans les fibres AR se fait donc en bandes, les longueurs d'onde non guidées sont dites d'anti-résonance.

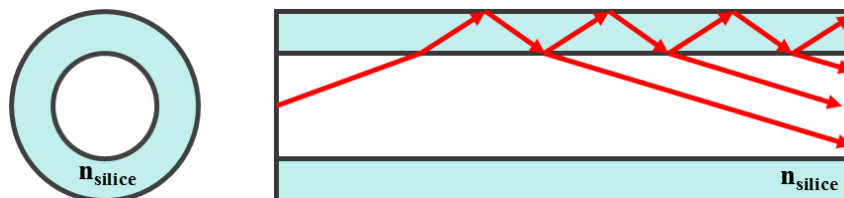


FIGURE 2.7 – Tracé de rayon dans la paroi d'un tube de silice.

La fig. 2.7 présente le modèle de propagation utilisé pour les fibres, ainsi que le tracé des rayons de lumière se propageant à l'intérieur du tube. Dans ce cas, les

interférences constructives permettent à la lumière de se propager dans le tube. Cette propagation peut être assimilée au phénomène de bande interdite photonique à une couche unique. Une unique épaisseur de réflexion limite l'effet de bande interdite et l'interaction lumière-matière, augmentant la bande passante de la fibre et permettant une transmission à faibles pertes.

Le modèle du tube est assez éloigné de l'architecture présentée à la fig. 2.2, et d'autres paramètres non pris en compte améliorent le confinement, notamment la courbure négative obtenue par l'utilisation de capillaires et l'absence de contact entre deux capillaires voisins. Un confinement efficace limite les interactions lumière-matière et par conséquent les pertes de propagation le long de la fibre. En 2002, Litchinitser *et al.* [125] ont montré que ce type de guide optique a une fonction de transmission en bandes, et ont proposé une expression de la longueur d'onde basse de chaque bande de transmission en fonction de l'épaisseur de la paroi du tube :

$$\lambda_m = \frac{2n_0t}{m} \sqrt{\left(\frac{n}{n_0}\right)^2 - 1} \quad (2.2)$$

où m est le numéro de la bande de transmission, n_0 l'indice de réfraction du cœur de la fibre, n l'indice du matériau diélectrique, et t l'épaisseur de la paroi du tube. L'équation 2.2 illustre l'influence de l'épaisseur de la paroi du tube, et donc de l'épaisseur des capillaires de la fibre sur la position des bandes de transmission.

2.1.3 Pertes linéiques

Les pertes de propagation intrinsèques dans les fibres AR sont dues à trois phénomènes : la diffusion aux interfaces, les fuites et l'absorption du matériau. Les pertes dues à la diffusion sont considérées comme négligeables pour ce genre de fibre, étant donné la faible quantité de surface vues par la lumière se propageant, en comparaison avec les fibres à bande interdite photonique [126]. Les pertes de fuites et les pertes dues à l'absorption du matériau sont donc les principales causes d'atténuation de la puissance optique se propageant dans la fibre, et ce sont celles que nous abordons dans la suite. Les pertes dans les fibres AR du type de la fig. 2.2 requièrent des calculs numériques chronophages du fait de leur architecture complexe. Un comportement analytique ne peut être établi qu'en simplifiant le modèle, par conséquent les estimations basées sur des équations analytiques ne traduisent pas totalement les phénomènes observés. Cependant, ces équations permettent d'avoir une idée de l'influence des paramètres du modèle sur les pertes de la fibre. Par ailleurs, la présence de courbures sur la ligne de transmission entraîne aussi des pertes extrinsèques, ce phénomène sera présenté et étudié dans un paragraphe dédié.

Pertes dues aux fuites

Les pertes liées aux fuites peuvent être considérées en modélisant la fibre par un tube de silice, comme présenté en fig. 2.7. En 1964, Marcatili et Schmeltzer introduisent

un modèle de calcul de l'indice effectif $n_{eff,MS}$ des modes se propageant dans un capillaire diélectrique : le modèle MS [127],

$$n_{eff,MS}^2 = 1 - \frac{u_{mn}^2}{a_c^2 k_0^2}, \quad (2.3)$$

où a_c est le rayon du capillaire, $k_0 = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde du vide à la longueur d'onde λ , et u_{mn} le nième zéro de la fonction de Bessel d'ordre m J_m . Par ailleurs, il a été empiriquement démontré que les pertes dues aux fuites sont proportionnelles à $\lambda^{4.5}/a^4$ où $a = D/2$ est le rayon du cœur de la fibre [117].

Ces modèles ne prennent pas en compte l'épaisseur du capillaire, et par conséquent ne traduisent pas le caractère anti-résonant de la structure. Bache *et al.* [128] ont donc développé plusieurs approches basées sur un modèle de "rayon rebondissant" (bouncing-ray) permettant de prendre en compte l'impact des réflexions du rayon lumineux dans le capillaire pour exprimer l'indice effectif et le coefficient de pertes pour un mode hybride d'un capillaire de diamètre fini. Le coefficient de pertes α_{BR} est exprimé en fonction du coefficient de réflexion R pour une réflexion sur la paroi du capillaire :

$$\alpha_{BR} \simeq (1 - |R|^2) \frac{u_{mn}}{2a_c^2 k_0} \quad (2.4)$$

En introduisant une expression complexe de la constante de propagation, il est possible d'exprimer l'indice effectif et le coefficient de pertes d'un mode hybride du capillaire

$$n_{eff} = n_{eff,MS} - \frac{u_{mn}^2}{a_c^3 k_0^3} \text{Im}\left[\frac{1}{2}(Z_{TE} + Y_{TM})\right] \quad (2.5)$$

$$\alpha_{fuites} = \frac{2u_{mn}^2}{a_c^3 k_0^2} \text{Re}\left[\frac{1}{2}(Z_{TE} + Y_{TM})\right] \quad (2.6)$$

$$\rho_{fuites} = 10 \frac{\alpha_{fuites}}{\ln(10)} \quad (2.7)$$

avec

$$Z_{TE} = \frac{k_0}{\kappa} \frac{1 - i \frac{\kappa}{\sigma} \tan(\sigma t)}{1 - i \frac{\sigma}{\kappa} \tan(\sigma t)} \quad (2.8)$$

$$Y_{TM} = \frac{n_0^2 k_0}{\kappa} \frac{1 - i \frac{n^2 \kappa}{\sigma} \tan(\sigma t)}{1 - i \frac{\sigma}{n^2 \kappa} \tan(\sigma t)} \quad (2.9)$$

où ρ_{fuites} sont les pertes en dB/m, t est l'épaisseur du capillaire, n l'indice de réfraction du matériau diélectrique, n_0 l'indice de réfraction du milieu entourant le matériau diélectrique (généralement de l'air), σ le nombre d'onde du champ transverse dans le matériau diélectrique, κ le nombre d'onde du champ transverse dans le cœur

du capillaire. Les termes d'impédance en $(Z_{TE} + Y_{TM})$ évoluent périodiquement, la période dépendant de la longueur d'onde, comme le montre la fig. 2.8.

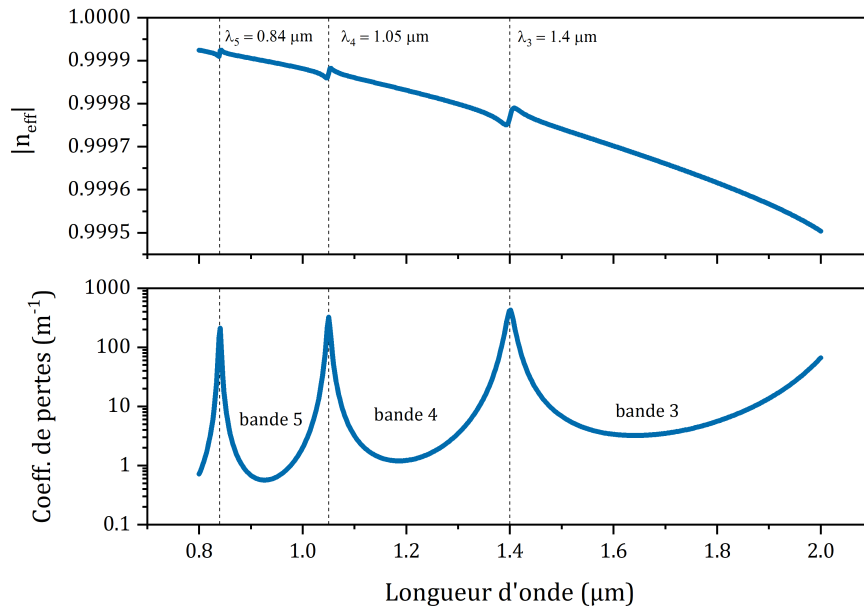


FIGURE 2.8 – Indice effectif (graphe du haut) et coefficient de pertes (graphe du bas) calculés de façon analytique pour un capillaire de silice de diamètre de cœur $50 \mu\text{m}$ et d'épaisseur $2 \mu\text{m}$. Les lignes verticales donnent le résultat du calcul de la longueur d'onde basse de chaque bande de transmission à l'aide de la formule 2.2.

La fig. 2.8 représente l'indice effectif (graphe du haut) et le coefficient de pertes (graphe du bas) calculés à l'aide des équations 2.5 et 2.6, pour un capillaire de diamètre de $50 \mu\text{m}$ et d'épaisseur de $2 \mu\text{m}$ sur la plage de longueur d'onde $2\text{-}5 \mu\text{m}$. Les lignes verticales pointillées donnent la position des longueurs d'onde basses de chaque bande de transmission visible calculées à l'aide de l'équation 2.2. Ces estimations sont en bonne adéquation avec les résultats des calculs analytiques, d'indice effectif et de coefficient de pertes. Ce type de calcul permet avant tout de réaliser une conception rapide de la fibre par rapport à l'application voulue. C'est d'ailleurs pour cette raison qu'il est utilisé dans le cadre de ce travail, ne demandant pas de développement aussi chronophage que la mise en place du calcul numérique, présenté dans la suite, débloquent ainsi du temps à consacrer aux autres éléments du système. Les solutions analytiques peuvent être rapidement calculées et modifiées pour être comparées aux domaines spectraux d'intérêt, comme le montre la fig. 2.9.

La fig. 2.9 montre plusieurs calculs analytiques de la fibre présentée à la fig. 2.12 pour une épaisseur de capillaires de $3 \mu\text{m}$ (haut), $5 \mu\text{m}$ (milieu) et $3.6 \mu\text{m}$ (bas) superposés aux bandes d'absorption de diverses espèces chimiques (H_2O en orange, CO_2 en bleu, CO en violet, NO_2 en vert et NO en rouge sur la figure) de longueurs d'onde comprises entre $2 \mu\text{m}$ et $7 \mu\text{m}$. Les données spectroscopiques utilisées viennent

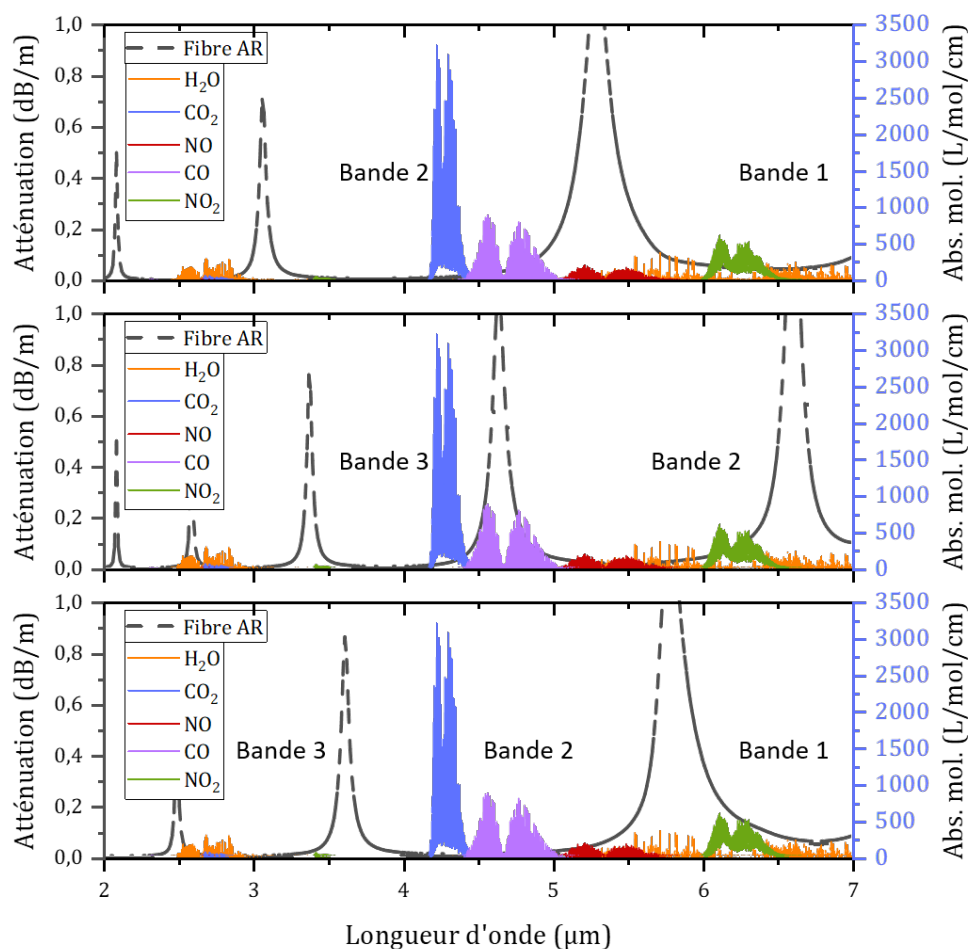


FIGURE 2.9 – Calculs analytiques d’une fibre AR de capillaires d’épaisseur 3 μm (haut), 5 μm (milieu) et 3.6 μm (bas) superposés aux bandes d’absorption de certains gaz dans le MIR.

de la base HITRAN 2016 [129] et sont mises en forme à l’aide de l’outil d’exploitation HAPI [130] fonctionnant sur PythonTM. On observe le déplacement des bandes de transmission quand on change la valeur d’épaisseur de 3 μm à 5 μm . Typiquement les bandes se déplacent vers les longueurs d’onde hautes quand l’épaisseur des capillaires augmente. Sur cette figure, il apparaît que la fibre dont les capillaires ont une épaisseur de 3.6 μm transmet sur les bandes d’absorption du CO et du CO₂, et pourrait être un candidat à l’utilisation dans un système de mesure ciblant ces espèces chimiques.

Pertes dues à l’absorption du matériau

Les pertes liées à l’absorption du matériau constituent généralement une source de pertes conséquentes pour les fibres AR. Bien que le faisceau soit confiné dans un cœur vide ou fait d’air, une petite partie du faisceau est en contact avec le matériau. Il

est possible d'intégrer les pertes du matériau diélectrique dans les calculs analytiques. Pour cela, les rapports des nombres d'onde du champ transverse, dans les équations 2.8 et 2.9, doivent être remplacés par des expressions prenant en compte le caractère complexe de l'indice de réfraction du matériau diélectrique :

$$\left(\frac{\sigma}{\kappa}\right)^* = \frac{\sigma}{\kappa} \frac{1 + \frac{\kappa}{\sigma} \tanh(n_r n_i (n-1)\sigma t)}{1 + \frac{\sigma}{\kappa} \tanh(n_r n_i (n-1)\sigma t)} \quad (2.10)$$

$$\left(\frac{\sigma}{n^2 \kappa}\right)^* = \frac{\sigma}{n^2 \kappa} \frac{1 + \frac{n^2 \kappa}{\sigma} \tanh(n_r n_i (n-1)\sigma t)}{1 + \frac{\sigma}{n^2 \kappa} \tanh(n_r n_i (n-1)\sigma t)} \quad (2.11)$$

où, en plus des variables déjà définies pour les équations 2.8 et 2.9 l'indice de réfraction complexe du matériau diélectrique est noté $n = n_r + in_i$. La partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe d'un matériau contenant l'information sur ses pertes linéiques, les expressions de l'indice effectif et du coefficient de pertes dépendent maintenant des pertes du matériau, comme le montre la fig. 2.10.

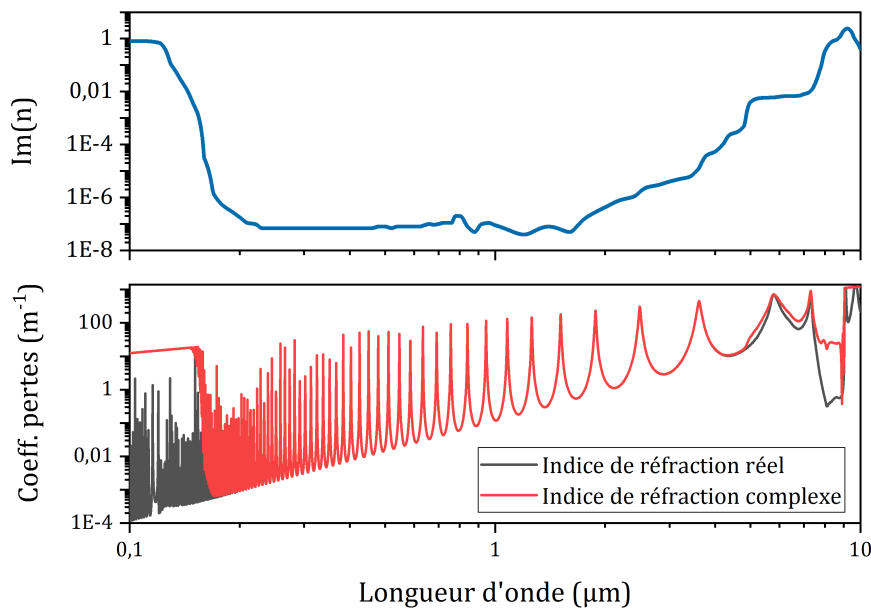


FIGURE 2.10 – Partie imaginaire de l'indice de réfraction de la silice (graphe du haut) et coefficient de pertes (graphe du bas) calculé de façon analytique pour un capillaire de silice de diamètre de cœur 80 μm et d'épaisseur 3.6 μm . Le coefficient de perte est calculé avec et sans prise en compte de l'indice de réfraction complexe de la silice (respectivement les courbes rouge et grise).

La fig. 2.10 représente la partie imaginaire de l'indice de réfraction de la silice (graphe du haut) et le coefficient de pertes (graphe du bas) calculé de façon analytique pour un capillaire de silice de diamètre de cœur 80 μm et d'épaisseur 3.6 μm . Le coefficient de perte est calculé avec et sans prise en compte de l'indice de réfraction complexe de la silice (respectivement les courbes rouge et grise). Les pertes du

matériau explosent dans les gammes de longueur d'onde de l'UV et du MIR, et l'impact de ces pertes est observable pour les longueurs d'onde inférieures à 200 nm. Dans le MIR, à partir de 5 μm le phénomène est moins prononcé.

Une autre façon de considérer les pertes dues à l'absorption du matériau serait d'intégrer le recouvrement modal. Le recouvrement modal est défini comme le rapport entre la section effective du champ dans la fibre et la section du champ en contact avec le matériau absorbant. Cette quantité peut être définie par la formule 2.12.

$$\eta = \frac{\rho_{total} - \rho_{fuites}}{\rho_{abs}} \quad (2.12)$$

où ρ_{total} sont les pertes linéiques totales de la fibre, ρ_{fuites} les pertes liées aux fuites de la fibre, et ρ_{abs} les pertes par absorption du matériau plein. C'est un nombre compris entre 0 et 1, 1 étant le cas de figure où le champ électromagnétique interagit entièrement avec le matériau, comme dans une fibre à cœur plein. Aux longueurs d'onde télécom (IR proche) où la silice absorbe peu, ces pertes influent très peu sur les pertes de la fibre. Cependant, les pertes de la silice explosent dans le MIR comme le montre la fig. 2.11.

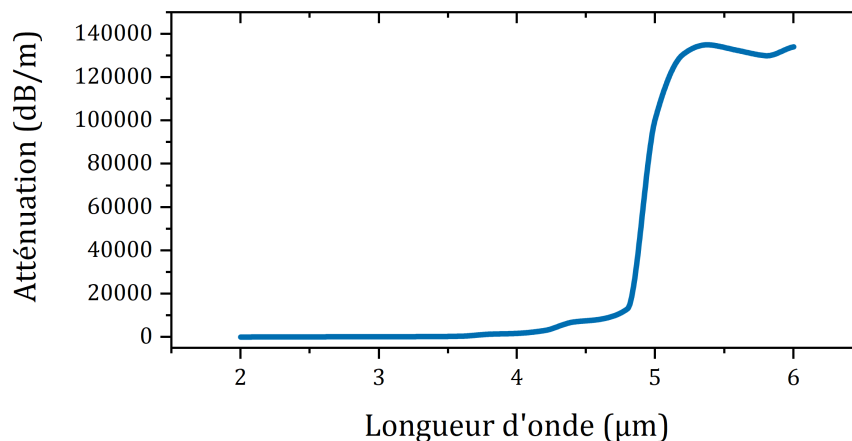


FIGURE 2.11 – Atténuation linéique de la silice pleine entre 2 μm et 6 μm , dérivée de la partie imaginaire de l'indice de réfraction présenté sur la fig. 2.10.

La fig. 2.11 montre les pertes de la silice dans le MIR entre 3.6 μm et 4.8 μm . Les plus faibles pertes observées sont de l'ordre de la centaine de dB par mètre, ce qui prohibe l'utilisation des fibres en silice pleine sur cette plage de longueurs d'onde. Comme il apparaît sur la fig. 2.11, les pertes de la silice explosent après 4 μm , il est donc important de les prendre en compte lors de la conception rapide d'une fibre. Malheureusement il n'existe actuellement pas de modèle strictement analytique permettant d'estimer l'impact de ces pertes de façon précise, ce qui veut dire que notre modèle pour une conception rapide ne peut pas prévoir les vraies pertes de la fibre. Cependant, Wu *et al.* proposent une solution semi-analytique pour estimer le

recouvrement modal pour un guide optique [131]. Il faut, pour commencer, exprimer les pertes liées au matériau :

$$\rho_{total} - \rho_{fuites} = \frac{20}{ln10} k \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\iint_{\Omega_1} n_r n_i |\vec{e}|^2 dx dy}{Re\{\iint_{\Omega_2} \vec{e} \times \vec{h}^* \cdot \hat{z} dx dy\}} \quad (2.13)$$

où ϵ_0 est la constante diélectrique de l'air, μ_0 la perméabilité de l'air, k le vecteur d'onde en espace libre, n_r et n_i les parties réelle et complexe de l'indice de réfraction du matériau diélectrique, \vec{e} et \vec{h} sont les champs électrique et magnétique du mode confiné, \hat{z} le vecteur unitaire parallèle à l'axe de propagation, Ω_1 représente la section entière de la fibre, alors que Ω_2 la section délimitée par le matériau absorbant. En injectant l'équation 2.13 dans l'équation 2.12, on obtient :

$$\eta = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\iint_{\Omega_2} n_r |\vec{e}|^2 dx dy}{Re\{\iint_{\Omega_1} \vec{e} \times \vec{h}^* \cdot \hat{z} dx dy\}} \quad (2.14)$$

Cette solution est semi-analytique précisément car elle nécessite de définir les champs électrique et magnétique et les sections Ω_1 et Ω_2 . Des coefficients de chevauchement modal de l'ordre de 10^{-5} ont été calculés [131]. La fig. 2.12 a montré que des pertes de fuites de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} dB/m pouvaient être estimées au centre des bandes de transmission, les pertes totales s'exprimant sous la forme $\rho_{total} = \eta \rho_{abs} + \rho_{fuites}$. Dans ces conditions, tant que l'atténuation du matériau silice ne dépasse pas 10^2 dB/m, son impact sur les pertes totales de la fibre est négligeable. A ce jour, le calcul numérique reste la meilleure méthode pour évaluer le comportement en transmission des fibres AR, à cause de la complexité de leur architecture. Le calcul analytique n'a été nécessaire dans ce travail de thèse que pour évaluer rapidement la position des bandes de transmission pour une conception donné.

2.1.4 Utilisation du calcul numérique

Malgré l'intégration de tous ces paramètres, il apparaît difficile d'obtenir une représentation du comportement réel en transmission des fibres AR à l'aide du calcul analytique. Pour prendre conscience de l'erreur induite par les approximations faites pour réaliser ces calculs, il est intéressant de comparer les résultats de calculs analytiques avec des résultats de calculs numériques. Cette comparaison est faite à la fig. 2.12, qui présente une courbe de simulation numérique réalisée par Photonics Bretagne dans le cadre de notre collaboration sur ce projet.

La fig.2.12 met en évidence les limites de l'utilisation de formules analytiques par rapport au calcul numérique. Le calcul analytique ne prend pas en compte des paramètres comme l'écart entre deux capillaires successifs, la courbure négative des parois du cœur de la fibre, ou encore la longueur de la zone de contact des capillaires avec la gaine en silice.

Le calcul numérique évalue les modes confinés dans la fibre en résolvant les équations de Maxwell pour le profil de permittivité défini par sa tranche, grâce à

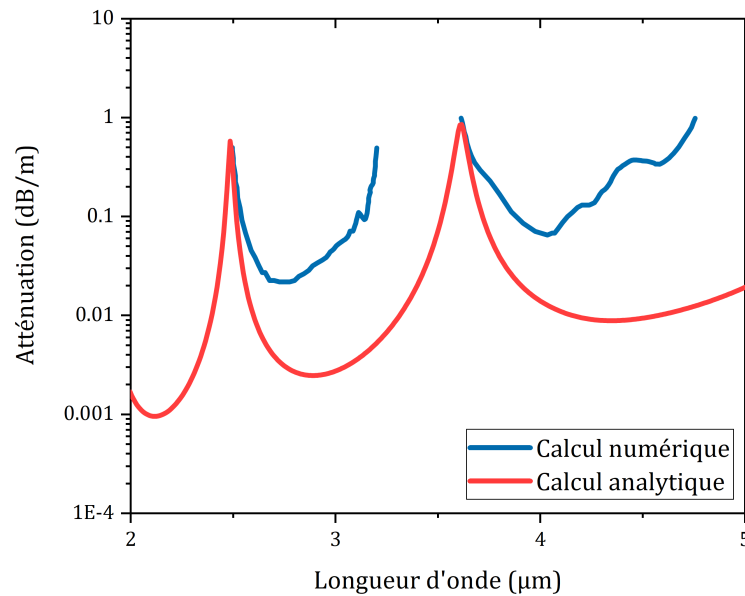


FIGURE 2.12 – Résultats de calcul numérique (courbe bleue) et de calcul analytique (courbe rouge) des pertes linéiques d'une fibre AR de diamètre de cœur 118 μm et de capillaires d'épaisseur 3.6 μm .

une méthode des éléments finis. Pour limiter le temps de calcul, la résolution des équations se fait sur 1/4 de la structure de la fibre ; des propriétés de symétrie sont appliquées à la bordure à l'aide d'un outil numérique nommé "Perfectly Matched boundary Layer" (PML). La densité de la grille utilisée pour définir la tranche de la fibre dépend de la complexité de sa conception, où peuvent être représentés tous les détails nécessaires, et influe directement sur la durée du calcul : une conception plus complexe entraîne un calcul plus long. L'évaluation de la transmission d'une telle fibre sur plusieurs bandes et pour plusieurs modes de propagation peut représenter des jours de calculs. Sur la fig. 2.12, il apparaît que le modèle analytique surestime la largeur des bandes de transmission, surtout pour les grandes longueurs d'onde, et sous-estime le niveau de pertes. Il est d'ailleurs conseillé d'ajouter a posteriori une constante multiplicative au modèle pour s'aligner sur les niveaux de pertes obtenus grâce au calcul numérique. Cette constante peut-être déterminée soit en comparant les calculs analytiques et numériques [128], soit en évaluant le recouvrement modal [126].

2.1.5 Pertes de courbure

Pour utiliser une fibre dans un système de détection en environnement sévère, il faut aussi considérer l'intégration de la fibre dans le dit environnement. Cela nécessite de déterminer si la fibre pourra transmettre du signal et conserver son intégrité physique lors de l'introduction de courbures sur le trajet optique. Les pertes de courbure dans les fibres AR sont principalement dues au couplage des modes du cœur de la fibre dans les modes des capillaires à cause d'un changement de l'indice

effectif de ces modes dans la zone de courbure. Frosz *et al.* proposent une expression de la différence d'indice entre un mode LP_{mn} du cœur de la fibre et le mode LP_{01} d'un capillaire (le plus susceptible d'être excité) [132] :

$$\Delta n_{01}^{mn} = \sqrt{1 - \left(\frac{u_{mn} \lambda}{\pi D} \right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{u_{01} \lambda}{\pi d} \right)^2} \left(1 + \frac{d + D}{2R} \cos \theta \right) \quad (2.15)$$

où u_{mn} est le nième zéro de la fonction de Bessel d'ordre m J_m , d et D les diamètres intérieurs du capillaire et du cœur de la fibre, respectivement, R le rayon de courbure, λ la longueur d'onde de travail et θ est l'angle d'inclinaison du plan de courbure de la fibre par rapport au plan de référence (x,z) (l'axe x passant par le centre de la fibre et le centre d'un capillaire, l'axe z étant la direction de propagation et défini sur la fig. 2.13).

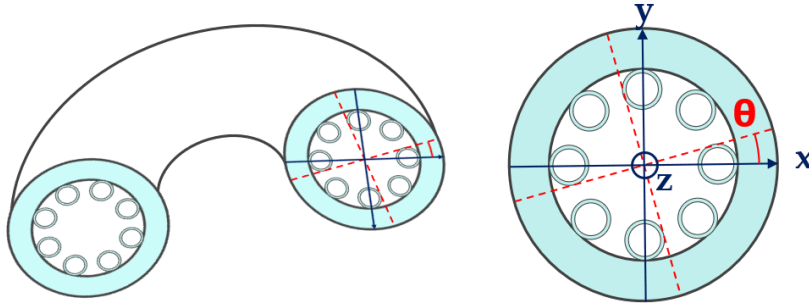


FIGURE 2.13 – Définition du plan de courbure de la fibre. L'angle θ est l'angle formé par le plan de courbure de la fibre signifié par les axes rouges par rapport au plan de référence (x,z) défini par l'axe x passant par le centre de la fibre et le centre du capillaire et l'axe z , direction de propagation.

La fig. 2.13 propose une définition de l'angle d'inclinaison du plan de courbure de la fibre θ . Dans le cas d'une fibre à 8 capillaires, cet angle peut varier entre 0 et $\pi/4$. Le couplage d'un mode quelconque du cœur de la fibre vers un capillaire est maximal quand $\Delta n_{01}^{mn} = 0$, pour un rayon critique de courbure défini par

$$R_{crit}^{mn} = \frac{D^3 \pi^2}{\lambda^2 u_{mn}^2} \frac{(d/D)^2}{1 - d/D} \cos \theta \quad (2.16)$$

Le rayon critique de courbure d'une fibre AR est donc déterminé par ses paramètres physiques d et D . Il est donc possible de concevoir une fibre insensible aux courbures sur une certaine plage de longueurs d'onde. Il faut noter que cette équation est vérifiée pour une fibre à 6 capillaires dont le rapport d/D est égal à 0.696, qui est la condition de monomodalité pour ce type de fibre. Notre fibre à 8 capillaires ne peut pas répondre à cette condition et est par conséquent toujours multimode [118], il sera donc intéressant de comparer cette estimation analytique avec des calculs numériques adaptés à notre cas de figure. Le calcul numérique reste encore la méthode la plus

précise pour estimer ces pertes, car il n'existe pas de formule analytique prédisant précisément la valeur des pertes de courbure de la fibre AR.

La simulation numérique est réalisée en traduisant la courbure par une variation de l'indice effectif de la fibre. Ce nouvel indice est utilisé pour évaluer les modes de propagation dans la fibre via COMSOL, cette fois sur l'ensemble de la structure. Les calculs sont réalisés pour différentes valeurs d'angle d'inclinaison du plan de courbure θ entre 0 et $\pi/8$ par rapport à l'axe y (voir fig. 2.13), à une longueur d'onde $\lambda = 4.26 \mu\text{m}$. La valeur limite de $\pi/8$ est choisie en raison de la symétrie de la fibre : les cas allant de $\pi/8$ à $\pi/4$ étant les mêmes. Deux états de polarisation linéaire sont considérés. Pour chaque état seront représentées les pertes de courbure en fonction du rayon de courbure entre 2 cm et 8 cm (nous avons décidé de ne pas calculer ces pertes pour des rayons de courbure inférieurs à 2 cm, à cause de la difficulté en pratique de courber la fibre sur des rayons inférieurs) avec un échantillonnage tous les 0.2 cm, ainsi que les modes fondamentaux de la fibre et du capillaire correspondant aux rayons critiques de courbure observés (voir fig. 2.14).

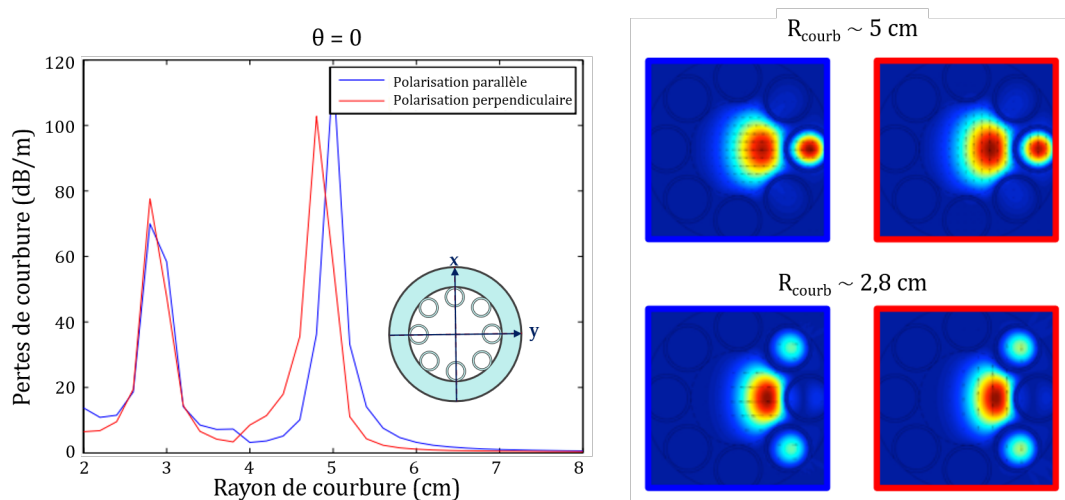


FIGURE 2.14 – Pertes de courbure en fonction du rayon de courbure pour $\theta = 0$ à $\lambda = 4.26 \mu\text{m}$ (gauche) et représentation des modes de la fibre aux rayons critiques de courbure (droite).

La fig. 2.14 présente les résultats de calcul numérique des pertes de courbure de la fibre à $4.26 \mu\text{m}$ pour un angle d'inclinaison du plan de courbure nul, c'est à dire que le plan de courbure est confondu avec le plan (x,z) défini plus haut (x étant l'axe passant par le centre de la fibre et le centre d'un capillaire, et z l'axe de propagation). Les courbes de gauche donnent les pertes de courbure en dB/m en fonction du rayon de courbure pour deux polarisations linéaires (parallèle en bleu et perpendiculaire en rouge) différentes. La figure de droite représente, pour chaque polarisation, la forme des modes excités aux rayons critiques de courbure, correspondant aux maxima observés sur le graphe. La fibre modélisée semble être insensible aux courbures pour les rayons supérieurs à 6 cm. Entre 2 cm et 6 cm deux pics de pertes sont observables, autour de 5 cm et 2.8 cm.

Comme le montrent les représentations des modes, ces pics correspondent au couplage du mode de cœur dans les capillaires : autour de $R = 5$ cm, le mode de cœur se couple fortement dans le capillaire du plan de courbure et autour de $R = 2.8$ cm, le mode de cœur se couple fortement dans les capillaires adjacents. Pour ces valeurs de $\theta = 0$ la formule analytique 2.16 prédit un rayon critique de courbure de 5.6 cm. Ici les résultats des calculs analytiques s'éloignent sensiblement des résultats des calculs numériques pour les valeurs extrêmes possibles de θ , il est probable que le modèle analytique soit peu adapté au cas de la fibre à 8 capillaires. Il sera intéressant d'observer comment évolue l'allure des pertes calculées en fonction de l'angle d'inclinaison du plan de courbure.

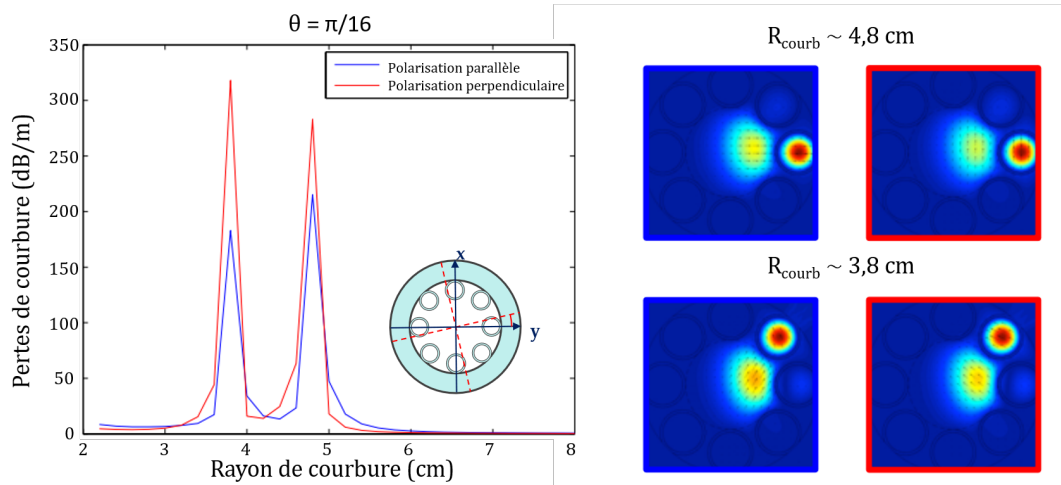


FIGURE 2.15 – Pertes de courbure en fonction du rayon de courbure pour $\theta = \pi/16$ à $\lambda = 4.26 \mu\text{m}$ (gauche) et représentation des modes de la fibre aux rayons critiques de courbure (droite).

La fig. 2.15 présente les résultats de calcul numérique des pertes de courbure de la fibre à $4.26 \mu\text{m}$ pour un angle d'inclinaison du plan de courbure de $\pi/16$. Les courbes de gauche représentent les pertes de courbure en dB/m en fonction du rayon de courbure pour deux polarisations linéaires différentes. La figure de droite représente, pour chaque polarisation, la forme des modes excités aux rayons critiques de courbure. Ici on observe encore deux rayons critiques, aux valeurs $R = 4.8$ cm et $R = 3.8$ cm, correspondant au couplage dans le capillaire de référence et dans le capillaire adjacent respectivement.

La fig. 2.16 présente les résultats de calcul pour un angle d'inclinaison du plan de courbure de $\pi/8$, c'est à dire que le plan de courbure est situé exactement dans l'espace entre deux capillaires. Cette fois il n'apparaît qu'un seul rayon critique de courbure, et, pour cette valeur, le couplage se fait de façon équivalente dans les deux capillaires de part et d'autre du plan de courbure. Rappelons que grâce à la symétrie de la fibre il n'est pas nécessaire de calculer les pertes pour des angles allant de $\pi/8$ à $\pi/4$. De plus, dans tous ces cas de figure le comportement est sensiblement le même

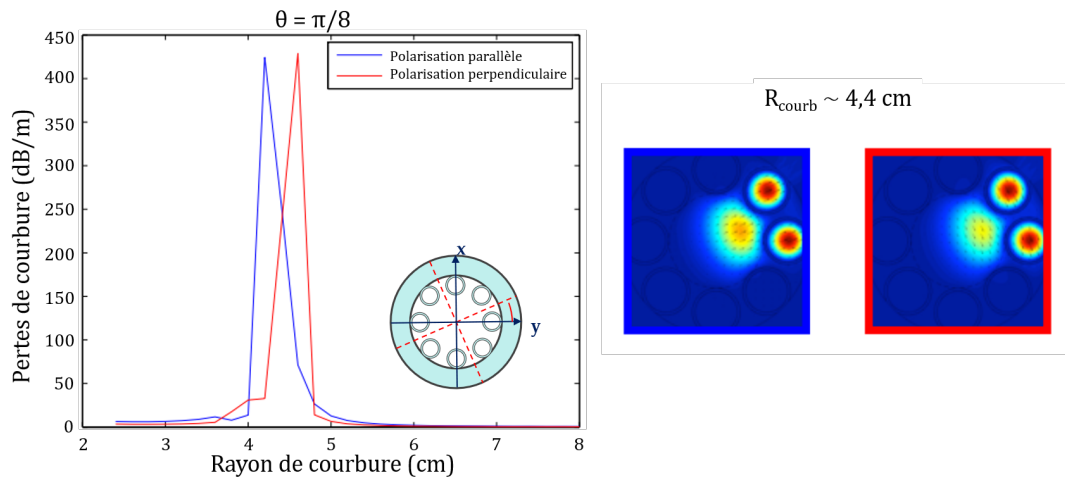


FIGURE 2.16 – Pertes de courbure en fonction du rayon de courbure pour $\theta = \pi/8$ à $\lambda = 4.26 \mu\text{m}$ (gauche) et représentation des modes de la fibre aux rayons critiques de courbure (droite).

pour les deux polarisations, les écarts vus sur les pics viennent de la faible résolution de l'axe des rayons de courbure, gradué tous les 0.2 cm.

Ces résultats de calcul numérique illustrent la façon dont les courbures, appliquées localement à la fibre, influent sur les modes s'y propageant. Les modes du cœur peuvent se coupler dans les capillaires, et occasionner des pertes sur la puissance transmise par la fibre. En fonction de la position du plan de courbure par rapport aux capillaires, ces pertes sont maximisées pour des rayons de courbure spécifiques. En pratique, comme l'angle d'inclinaison du plan de courbure de la fibre est aléatoire, plus la longueur de fibre utilisée sera importante, plus les éventuelles pertes de courbure seront réparties entre les valeurs extrêmes calculées, c'est à dire $R = 2.8 \text{ cm}$ et $R = 5 \text{ cm}$.

2.1.6 Industrialisation

Les fibres AR représentent une avancée technologique récente, et de ce fait leur application sur le terrain est encore assez peu répandue. Après avoir conçu et tiré une fibre correspondant à l'application visée, il faut encore s'assurer qu'elle soit intégrable dans le système auquel il est prévu de l'associer. Il faut donc faire passer cette fibre de curiosité scientifique à outil prêt à l'emploi, utilisable dans un système optique sans compromettre son budget optique. Cette montée en maturité passe par 3 axes : la purge de la fibre, sa connectivité et son revêtement.

La purge de la fibre

La fig. 2.9 montre que la fibre transmet sur la principale bande de transmission du CO_2 dans le MIR. Elle montre aussi que, si le cœur de la fibre optique est composé d'air, alors le CO_2 naturellement présent dans l'air pourra absorber la lumière se

propageant à ces longueurs d'onde dans la fibre. Cette absorption vient s'ajouter à l'atténuation naturelle de la fibre et handicape le budget optique : il n'y aura plus ou trop peu de lumière à détecter à la fin du trajet optique, entraînant une mesure faussée, voire impossible. Une solution à ce problème est de remplir la fibre d'un autre gaz que l'air, un gaz qui n'absorberait pas sur la plage de longueurs d'onde de l'application. Dans le MIR, il est possible d'utiliser des gaz comme N_2 (diazote) ou He (helium), considérés neutres [129]. Le challenge est alors de pouvoir remplir et sceller la fibre de sorte qu'il n'y reste qu'une quantité de CO_2 négligeable pour l'absorption. De plus, pour une production à échelle industrielle, le procédé doit être fiable, répétable, et de préférence rapide à exécuter pour garantir une forte productivité. Wynne *et al.* [133] ont proposé en 2015 un modèle prédisant le temps qu'il faut pour remplir un tube de fluide :

$$t_{rempl} = \frac{32}{\Delta P} \left(\frac{L}{D} \right)^2 \frac{(\mu_1 + \mu_2)}{2} \quad (2.17)$$

où ΔP est la différence de pression entre le fluide injecté dans le tube et le fluide éjecté, D le diamètre intérieur du tube, L la longueur du tube, μ_2 et μ_1 les viscosités des fluides injecté et repoussé respectivement, sous l'hypothèse d'un écoulement laminaire et d'un non mélange des fluides à l'interface de contact comme présentée à la fig. 2.17.

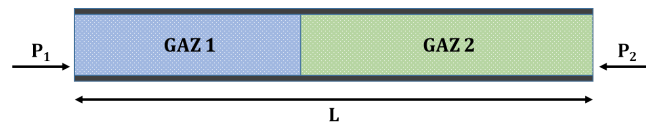


FIGURE 2.17 – Modèle à double viscosité du remplissage d'un tube par un fluide.

En utilisant l'équation 2.17, en considérant le remplissage d'un capillaire de diamètre $120 \mu m$ et de longueur $25 m$ par du N_2 ($\mu_1 = 1.75 \cdot 10^5 Pa.s$) remplaçant de l'air ($\mu_2 = 1.82 \cdot 10^5 Pa.s$) à une température de $25^\circ C$, le temps de remplissage serait de 5 minutes pour un différentiel de pression de $9 \cdot 10^4 Pa$. Ce différentiel peut être atteint soit en travaillant en surpression du côté de l'injection de gaz, soit en pompant du côté du gaz repoussé. L'équation 2.17 nous montre aussi que sans différentiel de pression, une fois le capillaire rempli de N_2 et laissé à pression ambiante, le gaz devrait rester dans le capillaire. Cette information est importante dans la mesure où après le remplissage vient l'étape de scellage de la fibre.

La connectivisation de la fibre

La méthode de scellage envisagée pour la fibre AR est l'embout. Un embout (plus communément trouvé sous le terme "end-cap" dans la littérature) est un tronçon de fibre - généralement sans cœur - soudé au bout d'une fibre creuse. Concrètement un barreau est soudé à la fibre, et est ensuite clivé à la longueur appropriée. Dans notre

cas, la fibre est en silice, un matériau facile à souder et auquel la plupart des machines de soudure sont déjà adaptées, d'où le choix de la méthode. La réalisation d'un embout sur une fibre antirésonante n'est pourtant pas immédiat. Pour commencer, la fibre AR est une fibre à cœur creux dont une partie de la gaine est aussi creuse, la zone de contact entre le barreau de silice et la fibre est donc moins importante que pour une soudure entre deux fibres pleines. Par conséquent la soudure est plus fragile, et peut céder lors de l'étape de clivage. Ensuite, lors de la soudure, les capillaires ont tendance à s'affaisser sous l'action de la chaleur comme le montre la fig. 2.18.

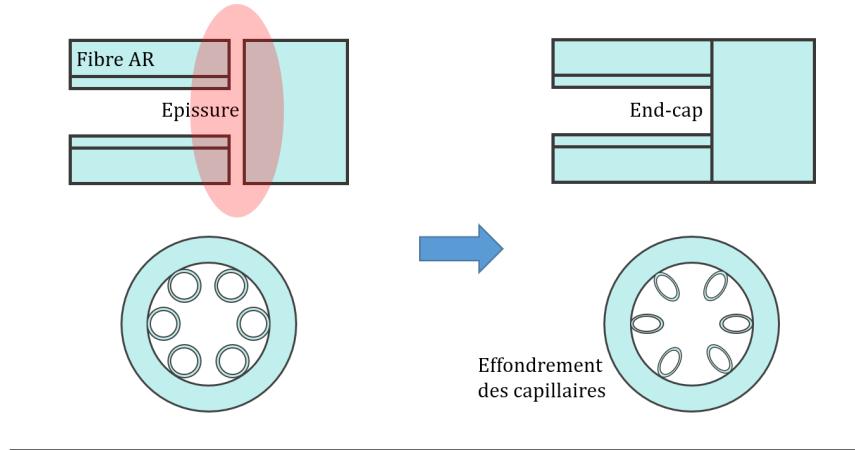


FIGURE 2.18 – Schéma de réalisation d'un embout.

La fig. 2.18 schématise le procédé end-cap ainsi que les déformations observées sur les capillaires. Ceux-ci sont déformés sur une courte distance - quelques centaines de microns - en amont de la jonction, mais cette déformation pourrait entraîner des pertes supplémentaires.

Les end-caps sont généralement une tige de silice uniforme, qui n'a qu'une fonction mécanique. Ils sont donc les plus courts possibles, de façon à perturber le moins possible le trajet de la lumière. Cependant, selon ses propriétés optiques, un embout peut aussi servir à adapter le faisceau d'une fibre à l'autre. Prenons l'exemple d'une connexion fibre en verre fluoré (VF) vers fibre AR. La fibre AR dont les pertes ont été simulées à la fig. 2.12 a un cœur de $118 \mu\text{m}$, et un diamètre de mode de $91 \mu\text{m}$ à une longueur d'onde de $4 \mu\text{m}$. Une fibre VF monomode peut avoir un cœur de $7.5 \mu\text{m}$ de diamètre, et un diamètre de mode de $10.5 \mu\text{m}$. L'efficacité de couplage entre ces deux fibres est donné par la formule de *Saruwatari et al.* [134] :

$$\eta = \kappa_0 \exp - \left(\frac{2x_0^2}{\omega_1^2 + \omega_0^2} - \frac{2\pi^2\theta^2\omega_1^2\omega_0^2}{\lambda^2(\omega_1^2 + \omega_0^2)} \right) \quad (2.18)$$

où η est l'efficacité de couplage, x_0 le décalage radial entre les deux faisceaux, supposés monomodes et gaussiens, θ le décalage angulaire entre les deux faisceaux, ω_i la taille des waists des faisceaux, λ la longueur d'onde de travail, et

$$\kappa_0 = \frac{4}{(\omega_0/\omega_1 + \omega_1/\omega_0)^2} \quad (2.19)$$

Pour une connexion sans défauts ($x_0 = 0$ et $\theta = 0$) alors les pertes de couplage sont estimées à 19.5 dB entre ces deux fibres. Utiliser une fibre à gradient d'indice latéral (GIF pour Graded Index Fiber) pour réaliser un embout permettrait d'élargir ou de focaliser le faisceau selon la longueur, le diamètre et le profil d'indice de la fibre utilisée [135]. L'embout agirait alors comme une lentille en bout de fibre, permettant d'adapter le faisceau entre fibre VF et fibre AR, comme le montre la fig. 2.19.

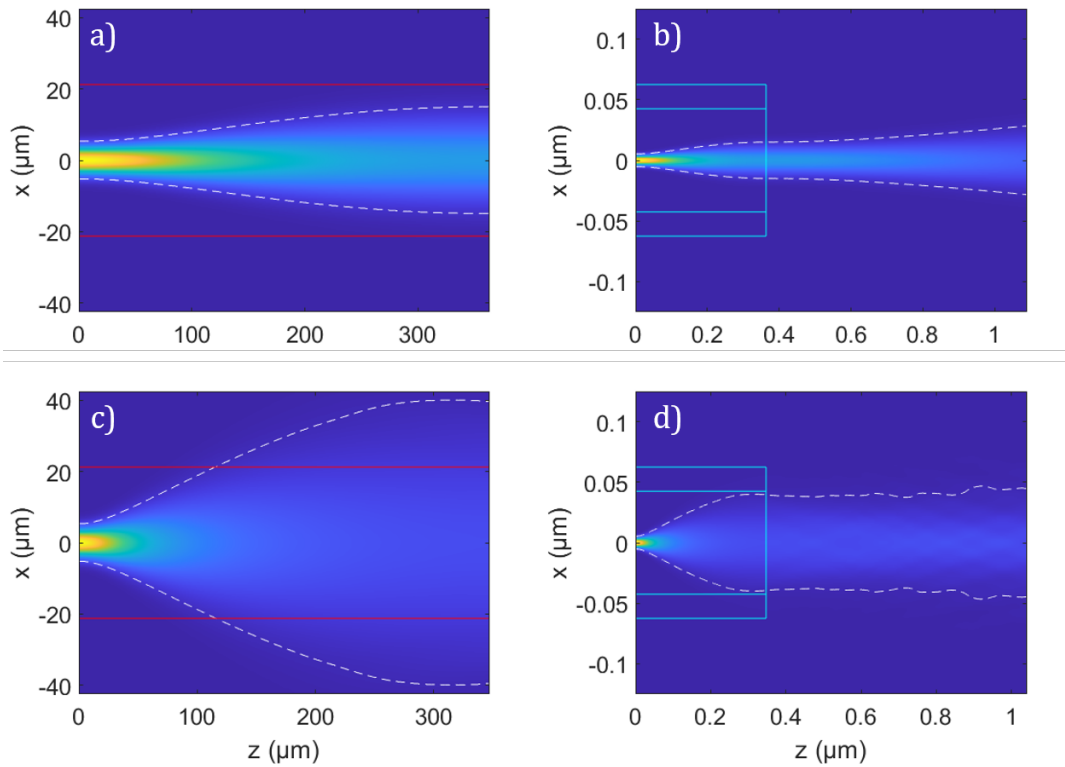


FIGURE 2.19 – Expansion de faisceau dans une GIF aux longueurs d'onde $1.55 \mu\text{m}$ et $4.3 \mu\text{m}$ (respectivement (a) et (c)) et évolution du faisceau expansé dans l'air (respectivement (b) et (d)). Pour (a) et (c), les lignes en pointillés blanc représentent la largeur à $1/e^2$ du faisceau propagé, les lignes rouges représentent la limite de troncature pour cette fibre. Pour (b) et (d), les lignes bleues représentent la structure (cœur et gaine) de la fibre.

La fig. 2.19 présente l'expansion de faisceau supposé Gaussien provenant d'une fibre VF de diamètre de mode de $10.5 \mu\text{m}$ dans une GIF aux longueurs d'onde $1.55 \mu\text{m}$ et $4.3 \mu\text{m}$ (respectivement (a) et (c)) et l'évolution du faisceau expansé dans l'air (respectivement (b) et (d)). La fibre utilisée pour cette expansion de faisceau est une GIF, à profil d'indice transverse parabolique, de cœur de $85 \mu\text{m}$ et de gaine de $125 \mu\text{m}$ standard disponible commercialement (Multimode Optical Fiber Type : Graded-Index 85/125 (ref IEC ref. A1C)). Son ouverture numérique est de 0.27. Pour (a) et (c) les lignes en pointillés blanc représentent la largeur à $1/e^2$ du faisceau propagé, les lignes rouges représentent la limite de troncature pour cette fibre. Pour (b) et (d) les lignes bleues représentent la structure (cœur et gaine) de la fibre. La troncature

du faisceau optique est un phénomène qui intervient quand le faisceau est trop expansé par rapport à la taille du cœur de la fibre. Lorsque le diamètre du faisceau est supérieur typiquement à la moitié du diamètre du cœur, le faisceau est alors très déformé par diffraction, ce qui impactera négativement son couplage dans un autre guide d'onde [136]. Les calculs sont réalisés en utilisant une routine BPM (Beam Propagation Method) à base de transformée de Fourier. Les fig. 2.19.c-d montrent que dans la gamme spectrale du MIR, l'utilisation d'une GIF standard du commerce mène à une forte déformation du faisceau, étant donné que son expansion dépasse largement la limite de troncature. Le calcul numérique montre qu'il faudrait une ouverture numérique plus élevée pour éviter la troncature du faisceau à $4.3 \mu\text{m}$ (fig. 2.20.a).

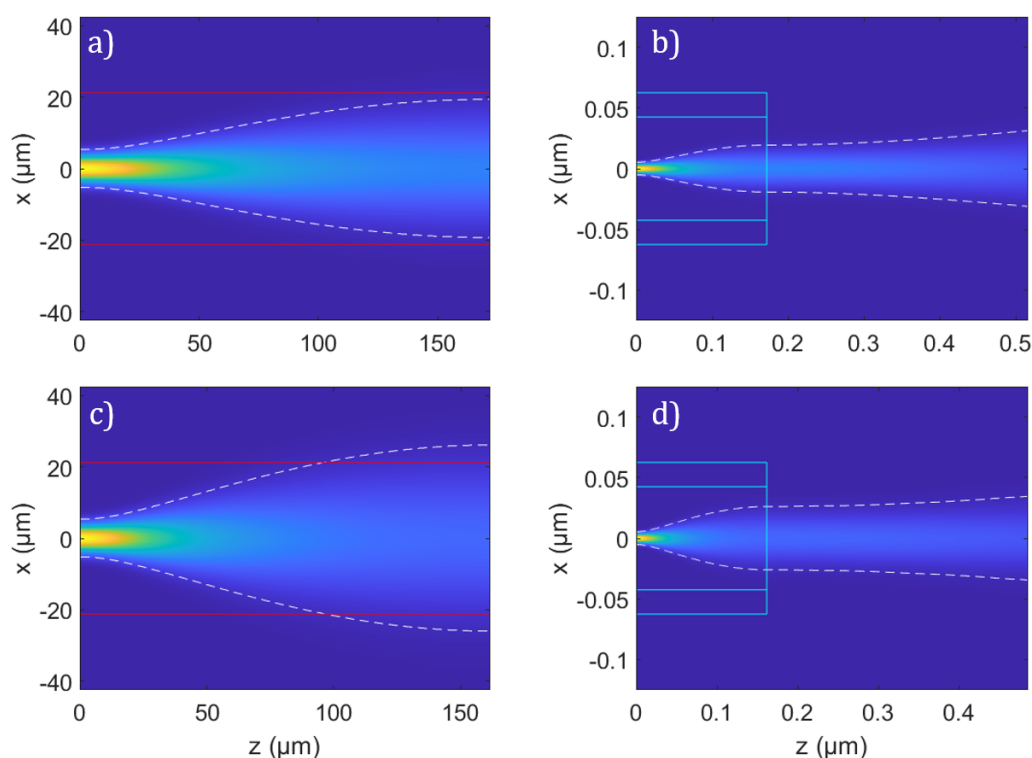


FIGURE 2.20 – Expansion de faisceau dans une GIF d'ouverture numérique de 0.58 aux longueurs d'onde $4.3 \mu\text{m}$ et $5.8 \mu\text{m}$ (respectivement (a) et (c)) et évolution du faisceau expansé dans l'air (respectivement (b) et (d)). Pour (a) et (c) les lignes en pointillés blanc représentent la largeur à $1/e^2$ du maximum d'intensité du faisceau propagé, les lignes rouges représentent la limite de troncature pour cette fibre.

La fig. 2.20 présente l'expansion de faisceau supposé Gaussien dans une GIF aux longueurs d'onde $4.3 \mu\text{m}$ et $5.8 \mu\text{m}$ (respectivement (a) et (c)) et évolution du faisceau expansé dans l'air (respectivement (b) et (d)). La fibre en question est une GIF de cœur de $85 \mu\text{m}$ et de gaine de $125 \mu\text{m}$ dont l'ouverture numérique a été fixée à 0.58. Cette ouverture numérique ne correspond à aucune fibre existante, mais plutôt à des micro-lentilles à gradient d'indice connues sous le nom de Selfoc. Ce sont des

barreaux de silice dont l'indice varie en fonction de la position latérale selon un gradient de profil parabolique à partir de son centre, à l'instar des GIF du commerce. Les dimensions ne sont pas changées ici puisque les calculs servent à illustrer le phénomène de troncature, mais en général les Selfocs sont plus épaisses que des fibres standards, leur diamètre variant entre $300\ \mu\text{m}$ et quelques millimètres, et leur ouverture numérique peut atteindre 0.58 [137]. La fig. 2.20.a montre que pour cette ouverture numérique le faisceau n'est pas tronqué à $4.3\ \mu\text{m}$. Pour une longueur d'onde de $5.8\ \mu\text{m}$ le faisceau est tronqué mais faiblement, ce qui n'impacte pas beaucoup sa propagation après la lentille comme le montrent les fig. 2.20.c-d.

Cependant, la GIF 85/125 est difficilement soudable sur une fibre AR de diamètre de cœur de $118\ \mu\text{m}$, il y aurait trop peu de surface de contact entre la lentille et la fibre, rendant la jonction fragile. De plus le diamètre de mode obtenu en sortie de cette fibre (GIF hypothétique 85/125 d'ouverture numérique 0.58) à $4.3\ \mu\text{m}$ est de $40\ \mu\text{m}$, ce qui correspond à des pertes de 2.5 dB selon l'équation 2.18, sans compter les pertes d'absorption dans la silice, d'environ 1 dB pour une telle jonction. De telles pertes restent tout de même largement préférables aux pertes de 19.5 dB prévue pour une connexion simple entre ces deux fibres. Pour une ouverture numérique de 0.58, le diamètre idéal du cœur de la GIF serait de $200\ \mu\text{m}$, pour obtenir un diamètre de mode en sortie de $91.3\ \mu\text{m}$ et des pertes de couplage de 0.0009 dB, soit environ 1 dB en prenant en compte l'atténuation de la silice. La faisabilité d'une telle fibre à gradient d'indice reste à démontrer, les fibres du commerce ayant une trop faible ouverture numérique, et les Selfoc existantes ayant un trop gros cœur.

2.2 Résultats expérimentaux

Une fibre AR en silice F300 à 8 capillaires a été fabriquée par Photonics Bretagne (voir fig. 2.21).

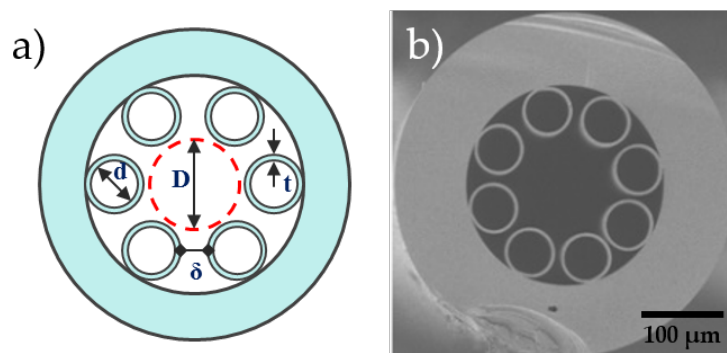


FIGURE 2.21 – Fibre fabriquée : (a) schéma de la conception, (b) vue au microscope électronique à balayage.

La fig. 2.21a rappelle le schéma de la conception de la fibre. Le diamètre du cœur de cette fibre est $D = 118.5\ \mu\text{m}$, l'épaisseur moyenne des capillaires est $t = 3.6\ \mu\text{m}$, leur diamètre intérieur moyen est $d = 52.7\ \mu\text{m}$ et l'écart moyen entre deux capillaires

successifs est $\delta = 8.4 \mu\text{m}$. De plus, le diamètre externe de la fibre nue est de $402 \mu\text{m}$, et une gaine de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur (non visible sur la fig. 2.21a) lui est appliquée pour garantir sa flexibilité. Le diamètre de mode calculé est de $91 \mu\text{m}$ à une longueur d'onde de $4 \mu\text{m}$.

La fig. 2.21b montre une vue en coupe de la face clivée de la fibre AR fabriquée.

2.2.1 Conditions expérimentales

Des mesures préliminaires pour vérifier la position des bandes de transmission de la fibre ont été réalisées à l'ISCR avec un FTIR (Fourier-transform infrared spectroscopy) Bruker Tensor 37, en utilisant un corps noir émettant de 2 à $20 \mu\text{m}$, injecté dans la fibre via un jeu de miroirs paraboliques, la détection se faisant à l'aide d'un MCT (Mercury-Cadmium-Telluride) refroidi à l'azote liquide.

Par la suite, les mesures ont été réalisées à l'aide d'un laser MIRcat-QT de Daylight Solutions. C'est une plate-forme QCL (Quantum Cascade Laser) couvrant les bandes 3.8 - $4.7 \mu\text{m}$ et 6.7 - $11 \mu\text{m}$. Le laser utilisé dans le cadre de la thèse est le QCL 1 opérant sur la bande 3.8 - $4.7 \mu\text{m}$, en mode pulsé (100 kHz, 5% de rapport cyclique, puissance moyenne de sortie montrée sur la fig. 2.22).

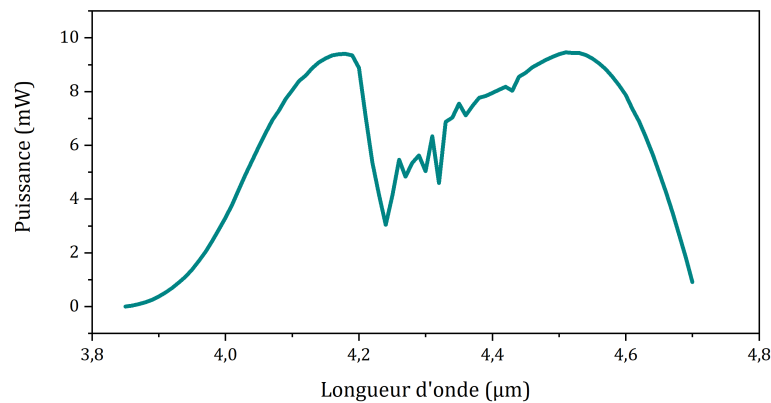


FIGURE 2.22 – Spectre d'émission du QCL 1.

La fig. 2.22 présente le spectre d'émission du QCL 1 de la plate-forme MIRcat-QT, mesuré au point d'injection dans la fibre. Les fluctuations en dent de scie au centre de la bande sont dues à l'absorption du CO_2 sur ces longueurs d'onde. Une unique lentille en fluorure de calcium (CaF_2) transparente sur la plage de longueurs d'onde considérée a été utilisée pour l'injection de la lumière. Une distance focale de 10 cm a été choisie pour correspondre au mieux à l'ouverture numérique de la fibre qui est de 0.05 , et coupler la lumière le plus efficacement possible dans le mode fondamental de propagation, sans trop de pertes de couplage. De plus, le cœur de la fibre était maintenu à basse pression ($<10 \text{ Pa}$) durant les mesures pour s'affranchir de l'interférence du CO_2 autour de $4.3 \mu\text{m}$.

Les pertes linéiques de la fibre ont été mesurées par une méthode de cut-back, consistant à mesurer la puissance transmise par la fibre sur différentes longueurs. L'avantage principal de cette méthode est qu'elle permet de s'affranchir des pertes d'insertion de la fibre, et donc d'avoir l'information réelle sur les pertes linéiques. L'inconvénient est que c'est une méthode "destructive" dans la mesure où il faut cliver la fibre. Les mesures ont été réalisées sur 3 longueurs de fibre : 24 m, 21 m et 3m. La fibre était placée sur une bobine de 14 cm de rayon, de façon à limiter les effets de courbure. Trois mesures par longueur ont été réalisées, dans les deux sens de propagation différents, pour obtenir une estimation moyenne des pertes ainsi qu'une plage d'incertitude pour chaque point de mesure. Les données de puissance ont été acquises à l'aide d'un puissance mètre Thermal Power Sensor d'Ophir. Un schéma simple du dispositif expérimental est proposé sur la fig. 2.23, et des photos du banc sont présentées à la fig. 2.24.

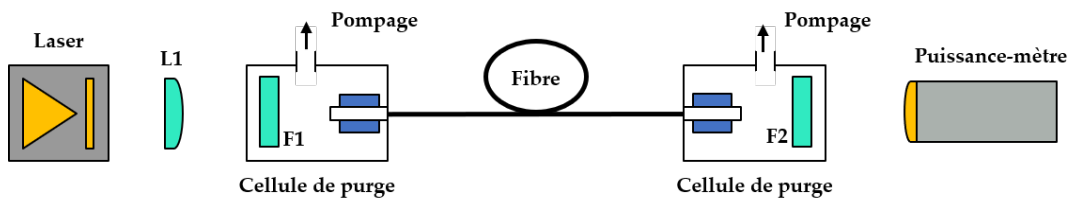


FIGURE 2.23 – Schéma simple du dispositif expérimental de mesure cut-back. Les cellules de purge sont des petites chambres creuses en laiton, équipées de fenêtres en CaF_2 .

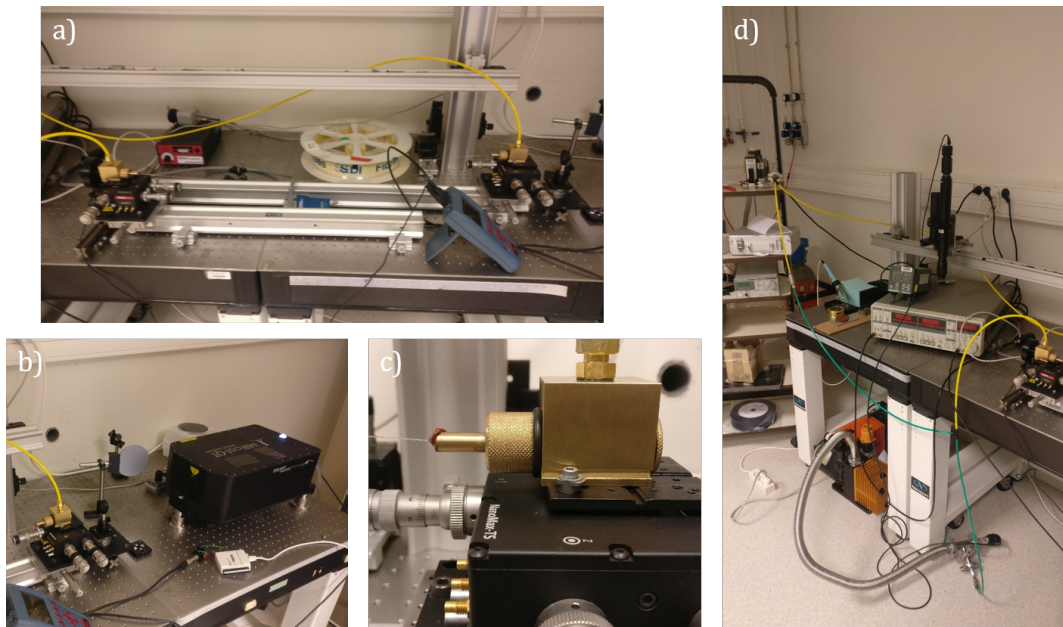


FIGURE 2.24 – Photo du banc de mesure et de quelques éléments particuliers : (a) vue de la fibre et des cellules de purge, (b) plate-forme QCL et injection, (c) cellule de purge et (d) détection et circuit de gaz.

La fig. 2.23 présente un schéma du banc de mesure de cut-back. C'est une simple chaîne de transmission optique, équipée d'un système de purge permettant de vider la fibre et de la remplir de gaz neutre, du diazote (N_2) dans notre cas. L1 correspond à la lentille d'injection, F1 et F2 représentent les fenêtres des cellules de purge. Tous ces éléments sont en CaF_2 , matériau transparent sur la plage spectrale de travail. Pour cette campagne particulière de mesures, la fibre a été simplement vidée, restant à des pressions inférieures à 10 Pa, parce que le remplissage de gaz neutre n'amenait pas d'amélioration particulière de la puissance du signal.

Les mesures de pertes de courbures ont été réalisées sur une longueur de 21 m. Les premiers mètres de la fibre étaient placés sur la bobine de 14 cm de rayon, et la zone de courbure était située dans les derniers mètres, de sorte que les modes d'ordre supérieur de propagation soient évacués avant l'arrivée dans la zone d'intérêt. L'atténuation induite par la courbure de la fibre a été mesurée pour des rayons allant de 14 à 2 cm, sur 1, 2 et 3 tours, pour un pas de 0.25 cm à partir de 7 cm. La mesure à 14 cm, rayon de la bobine, a servi de référence pour le calcul des pertes : à ce rayon la fibre est considérée comme non courbée. Les données de puissance ont été acquises à l'aide d'un détecteur photoconducteur PbSe HORIBA DSS-PSE020TC associé à un amplificateur à détection synchrone SR830 de Stanford Research Systems. Un schéma simple du dispositif expérimental est proposé fig. 2.25.

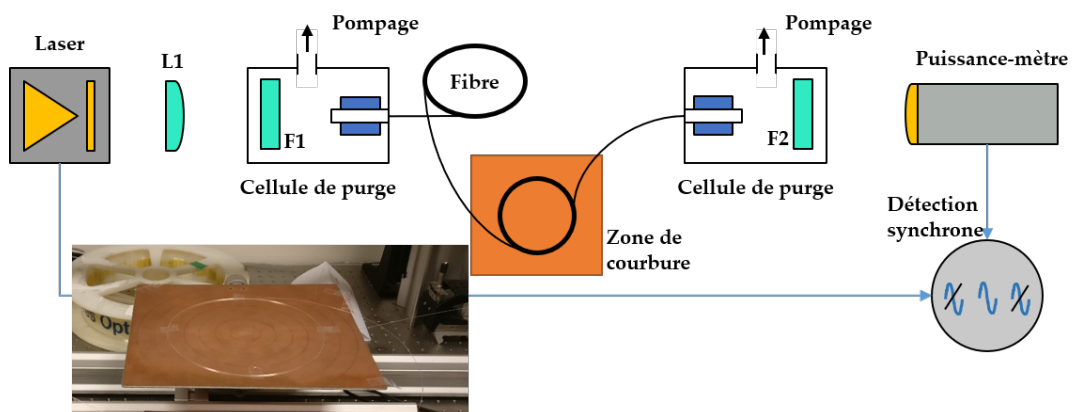


FIGURE 2.25 – Schéma simple du dispositif expérimental de mesure des pertes de courbure. La fibre dans la zone de courbure est fixée sur une plaque de cuivre.

La fig. 2.25 présente un schéma du banc de mesure des pertes de courbure. Dans cette configuration une plaque plane sur laquelle sont tracés des cercles concentriques de diamètres différents est utilisée pour fixer la fibre. La détection est synchronisée sur la fréquence du laser pulsé.

Enfin, la résistance de la fibre aux hautes températures a été testée jusqu'à $300^{\circ}C$. Pour ce faire, environ 2 m de fibre ont été utilisés, dont au moins 60 cm étaient placés sur une plaque chauffante pouvant atteindre la température de $300^{\circ}C$. Quelques photos du banc sont fournies sur la fig. 2.26.

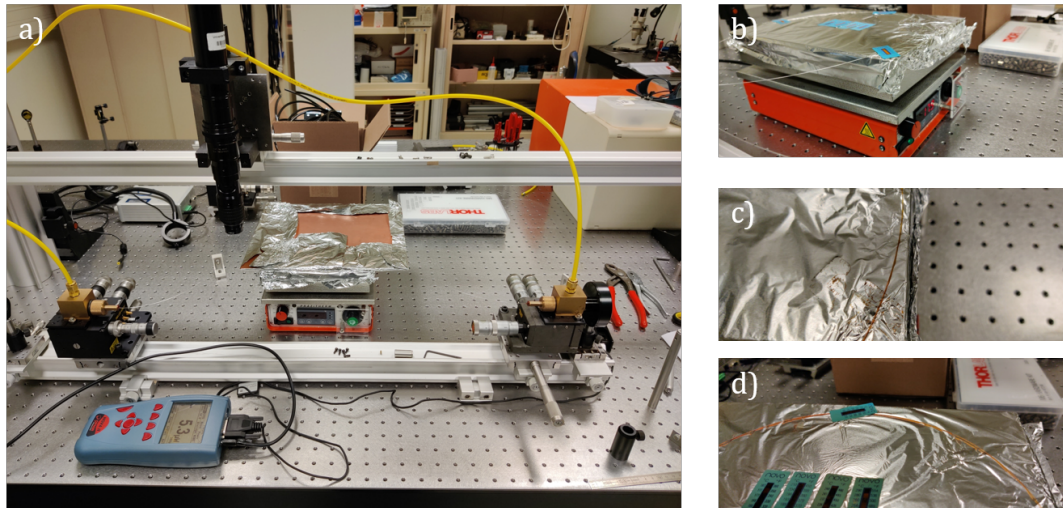


FIGURE 2.26 – Photo du banc de test en température : (a) vue globale du setup, (b) plaque chauffante avec la fibre, (c) vue de la fibre et de son gainage dégradé par les fortes températures (d) fibre fixée sur la plaque et indicateurs de température.

La fig. 2.26 présente quelques photos du banc de test en température. La fibre est fixée à la plaque par des étiquettes indiquant la température (et qui par conséquent résistent à la température). Ces étiquettes sont aussi utilisées pour avoir une information supplémentaire de la température de la plaque que celle donnée par son capteur interne. Deux mesures sont réalisées : la première est une mesure en montée de température, avec un pas de 20° à partir de 22°C (la température de la pièce), la seconde est une mesure en montée/descente, de 45°C à 300°C puis de 300°C à 45°C (avec un pas de 100° à partir de 100°C). Chaque palier de température dure environ 20 minutes après stabilisation de la température. La plaque est couverte de papier aluminium pour la protéger des dépôts dus à la dégradation de la gaine polymère de la fibre. Une plaque de cuivre également protégée par de l'aluminium est posée par dessus la fibre pour la fixer sur la plaque et uniformiser sa température. La puissance transmise par la fibre est relevée à l'aide du puissance mètre Thermal Power Sensor Ophir. Trois mesures sont réalisées à chaque palier de température, permettant d'avoir une estimation de l'incertitude due aux fluctuations de la puissance transmise.

2.2.2 Pertes linéiques

Le résultat des mesures cutback est présenté à la fig. 2.27. Cette figure présente l'atténuation de la fibre AR tracée en fonction de la longueur d'onde du laser de mesure. La ligne bleue correspond au calcul numérique de l'atténuation du mode fondamental de la fibre entre $3.6\ \mu\text{m}$ et $4.8\ \mu\text{m}$, réalisé avec COMSOL. La ligne rouge correspond à la moyenne des différentes mesures faites par cutback et les barres noires correspondent à l'écart type entre ces mesures. Les courbes de mesure et de simulation ont la même allure, attestant de la validité de la méthode de

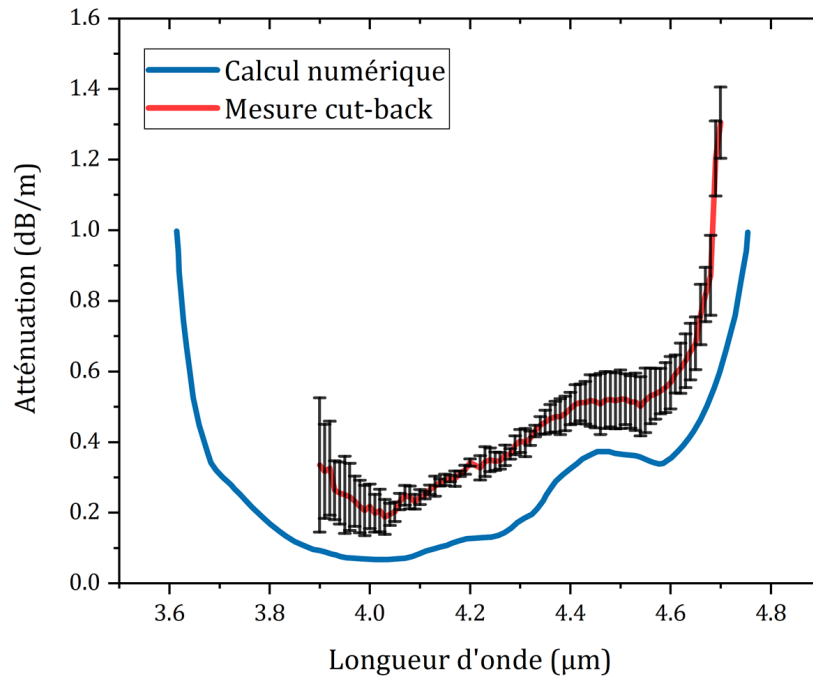


FIGURE 2.27 – Atténuation de la fibre tracée en fonction de la longueur d'onde. La ligne bleue correspond au calcul numérique de l'atténuation du mode fondamental de la fibre. La ligne rouge correspond à la moyenne des différentes mesures faites via cutback, et les barres noires correspondent à l'écart type entre ces mesures.

mesure. L'écart entre les mesures et le calcul numérique est probablement dû à une partie de la lumière se propageant dans des modes d'ordre supérieur, dont les pertes sont plus élevées que celles du mode fondamental. La plus basse atténuation mesurée est de 0.19 dB/m à une longueur d'onde de 4.03 μm. Des pertes de 0.35 dB/m et 0.54 dB/m ont été mesurées à respectivement 4.26 μm et 4.58 μm permettant à cette fibre particulière d'être utilisée dans des systèmes de détection de CO₂ et/ou CO.

Les barres d'erreurs sont plus importantes sur les bords du graphe qu'au centre, ce qui est probablement dû au changement de calibre du puissance-mètre. En effet la forte intensité du laser au centre de la plage en plus de l'atténuation moindre de la fibre pour ces mêmes longueurs d'ondes a permis de récupérer plus de lumière et de travailler à un calibre plus élevé, où les fluctuations du signal sont moins perceptibles.

Ces valeurs de pertes mesurées sont comparables voire inférieures à celles rencontrées dans la littérature pour des conceptions similaires, typiquement entre 0.04 et 1 dB/m à 4 μm [79, 80, 83, 138], et entre 0.15 et 4 dB/m sur la plage 4.1-4.26 μm [81, 83, 138]. Elle sont aussi meilleures que l'état de l'art sur la plage 4.4-4.58 μm, dont les performances varient entre 0.47 et 6 dB/m [107, 113, 138, 139]. Le tableau 2.1 recense quelques uns de ces résultats.

Pour atteindre des pertes encore plus satisfaisantes, il serait intéressant de travailler sur une bande de transmission différente, en réduisant l'épaisseur des capillaires, pour diminuer au maximum les interactions lumière-matière [80]. Cette

Auteur	Année	Cœur	Capillaires	Pertes	Long. d'onde
Bande spectrale 4 - 4.26 μm					
<i>Pryamikov et al.</i>	2011	68 μm	N.C.	0.4 dB/m	4.0 μm [83]
<i>Yu et al.</i>	2013	N.C.	N.C.	0.085 dB/m	4.0 μm [138]
<i>Klimczak et al.</i>	2019	62 μm	1.6 μm	1 dB/m	4.0 μm [79]
<i>Yu et al.</i>	2019	110 μm	990 nm	0.04 dB/m	4.0 μm [80]
Ce travail	2020	118 μm	3.6 μm	0.2 dB/m	4.0 μm
<i>Kolyadin et al.</i>	2013	119 μm	6 μm	4 dB/m	4.1 μm [81]
<i>Yu et al.</i>	2013	N.C.	N.C.	0.15 dB/m	4.2 μm [138]
<i>Pryamikov et al.</i>	2011	68 μm	N.C.	2 dB/m	4.25 μm [83]
Ce travail	2020	118 μm	3.6 μm	0.35 dB/m	4.26 μm
Bande spectrale 4.4 - 4.58 μm					
<i>Gladyshev et al.</i>	2017	77 μm	1.15 μm	0.92 dB/m	4.4 μm [139]
<i>Yu et al.</i>	2013	N.C.	N.C.	0.47 dB/m	4.4 μm [138]
<i>Astapovich et al.</i>	2019	75 μm	N.C.	1.1 dB/m	4.42 μm [107]
<i>Nikodem et al.</i>	2019	62 μm	1.6 μm	6 dB/m	4.54 μm [113]
Ce travail	2020	118 μm	3.6 μm	0.54 dB/m	4.58 μm

TABLE 2.1 – Niveaux de pertes de fibres AR pour des conceptions similaires dans la littérature. N.C. = non communiqué.

solution permettrait d'utiliser une fibre de cœur plus petit, plus flexible et donc mieux adaptée à un système de mesure dans un environnement difficile. L'inconvénient est la fragilité des capillaires, contraignante pour la fabrication de la fibre ainsi que pour la pose d'un embout de scellement.

2.2.3 Pertes de courbure

Les pertes de courbures ont été mesurées pour une longueur de fibre de 21 m, sur 1, 2 et 3 tours, pour des longueurs d'onde entre 3.9 μm et 4.7 μm .

La fig. 2.28 présente les pertes de courbure de la fibre tracées en fonction du rayon de courbure, mesurées à une longueur d'onde de 4.26 μm (tracé noir). Les pertes de courbure simulées pour cette longueur d'onde sont aussi tracées pour différents angles d'inclinaison ($\theta = 0$ (vert), $\theta = \pi/16$ (rouge) et $\theta = \pi/8$ (bleu)) du plan de courbure de la fibre comme définis précédemment sur la fig. 2.13. La courbe de mesures seule est donnée dans le coin haut gauche de la figure. La fig. 2.28 confirme le fonctionnement anticipé grâce aux simulations numériques : la fibre peut être considérée comme étant insensible aux courbures pour des rayons de courbure supérieurs à 6 cm. Deux rayons critiques de courbure sont observables, pour des rayons de 4 cm et 4.75 cm. La position de ces pics de pertes par rapport à ceux obtenus par calcul numérique laissent penser que l'angle d'inclinaison du plan de courbure pour cette mesure a évolué entre $\theta = \pi/16$ et $\theta = \pi/8$ sur un tour. La différence de hauteur de pertes vient probablement du fait que durant la mesure, l'inclinaison du plan de courbure n'est pas fixe sur toute la longueur, et les fortes pertes des pics sont réparties sur différents rayons de courbure. Le comportement en dessous de 2 cm est difficile à interpréter, car on observe une remontée des pertes, mais en pratique la

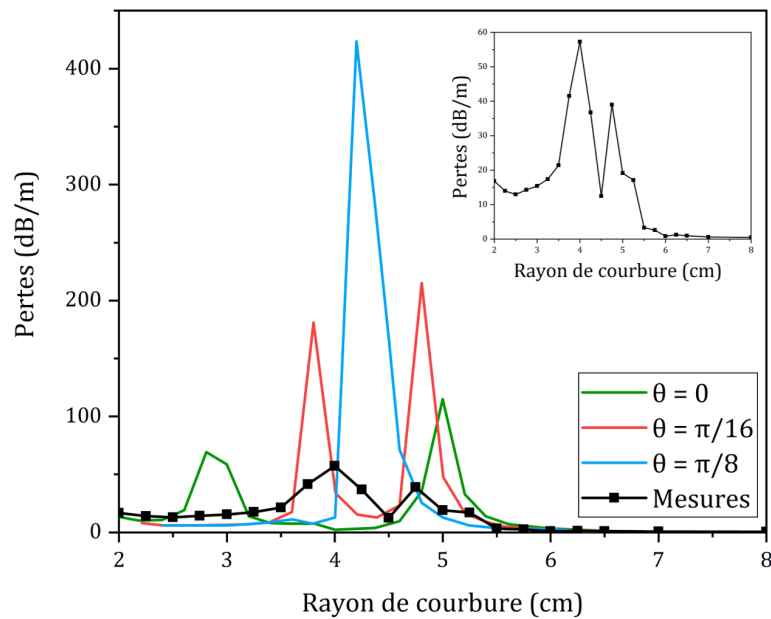


FIGURE 2.28 – Pertes de courbure de la fibre tracées en fonction du rayon de courbure, mesurées à une longueur d’onde de $4.26 \mu\text{m}$ (tracé noir). Les pertes de courbure simulées pour cette longueur d’onde sont aussi tracées pour $\theta = 0$ (vert), $\theta = \pi/16$ (rouge) et $\theta = \pi/8$ (bleu). La courbe de mesures seule est donnée en haut à gauche de la figure.

fibre casse pour ces rayons. Si les pertes de courbures sont importantes à $4.26 \mu\text{m}$, il est intéressant de voir le comportement de la fibre sur toute la plage de longueurs d’onde : c’est ce qui est montré à la fig. 2.29.

La fig. 2.29 présente les pertes de courbure de la fibre cartographiées en fonction du rayon de courbure et de la longueur d’onde pour 1 (a), 2 (b) et 3 (c) tours. Les contours noirs représentent la valeur de 3 dB/tour choisie arbitrairement. Les lignes blanches correspondent aux longueurs d’onde des raies d’absorption les plus intenses du CO_2 ($4.26 \mu\text{m}$) et CO ($4.58 \mu\text{m}$). Pour des longueurs d’onde au dessus de $4 \mu\text{m}$, la fibre reste assez peu sensible aux rayons de courbure de plus de 6 cm. En réduisant encore le rayon de courbure, on observe des pertes très élevées, pouvant aller au delà de 10 dB/tour. Deux rayons critiques de courbure sont observables sur la majeure partie de la plage de longueur d’onde pour un tour, en bon accord avec les calculs numériques. Sur de plus grands nombres de tours, les pics semblent se mélanger, ce qui suggère que l’angle d’inclinaison du plan de courbure varie sur une large plage, et que les pertes sont alors une combinaison des pertes pour de multiples angles critiques de courbure tout au long de la propagation, accentuant le phénomène observé à la fig. 2.28. De manière générale, les pertes sont relativement élevées pour les rayons de courbure inférieurs à 6 cm. Il est tout de même bon de rappeler que la fibre n’est pas conçue pour être insensible aux courbures, mais seulement pour être transparente entre $4 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$. De ce fait, ses performances en termes de pertes de

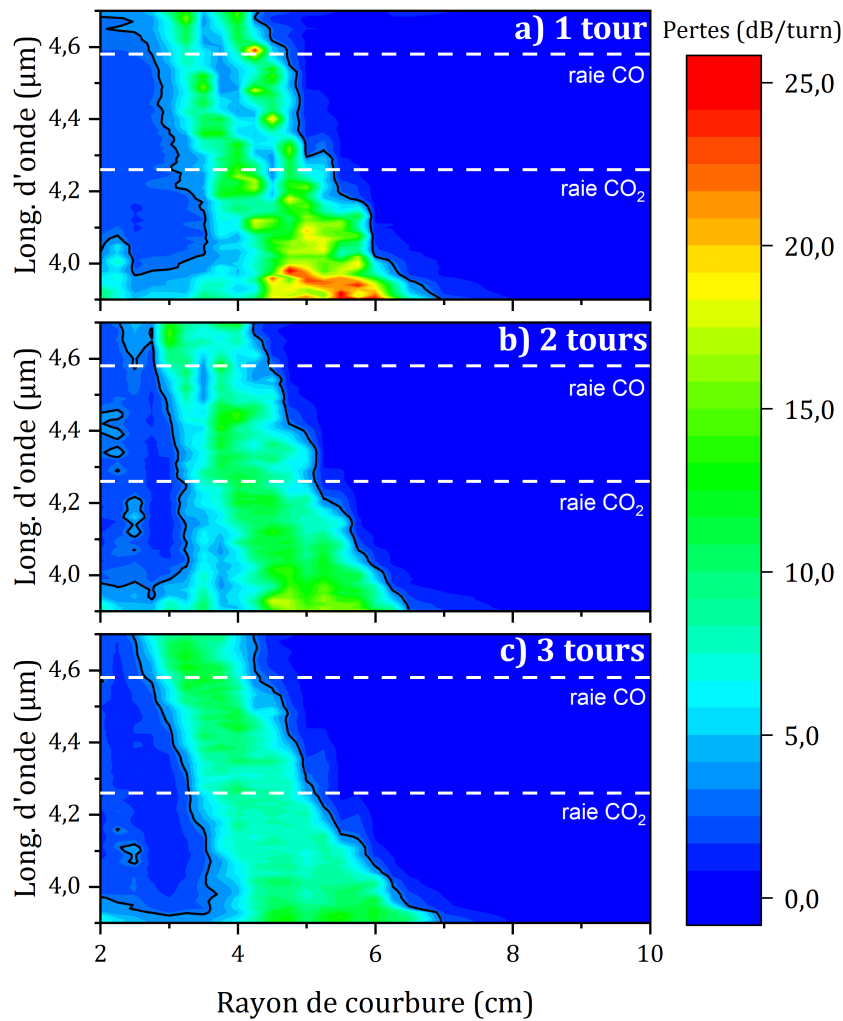


FIGURE 2.29 – Pertes de courbure de la fibre cartographiées en fonction du rayon de courbure et de la longueur d'onde pour 1 (haut), 2 (milieu) et 3 (bas) tours. Les contours noirs représentent les pertes à 3 dB/tour.

courbures sont en deçà des fibres dans la littérature qui sont spécialement faites dans cet objectif. Notamment la fibre AR insensible aux courbures de *Klimczak et al.*[79] présente des pertes de l'ordre du dB/tour pour des rayons de courbure inférieurs à 0.5 cm.

2.2.4 Résistance à la température

La principale raison de la sélection de la fibre optique antirésonante en silice en tant que milieu de transmission du signal lumineux est sa résistance aux hautes températures rencontrées autour du moteur de l'avion. La fibre étant composée uniquement de silice, elle devrait être capable de supporter des températures allant jusqu'à 1000°C avec le bon revêtement. Cette partie de l'étude a pour but de confirmer la capacité de résistance de la fibre actuelle dans des conditions de températures inhabituelles.

La première série de mesures de 22°C à 300°C en augmentant la température vise à caractériser le comportement de la fibre en transmission à haute température. Cette étude est présentée sur la fig. 2.30.

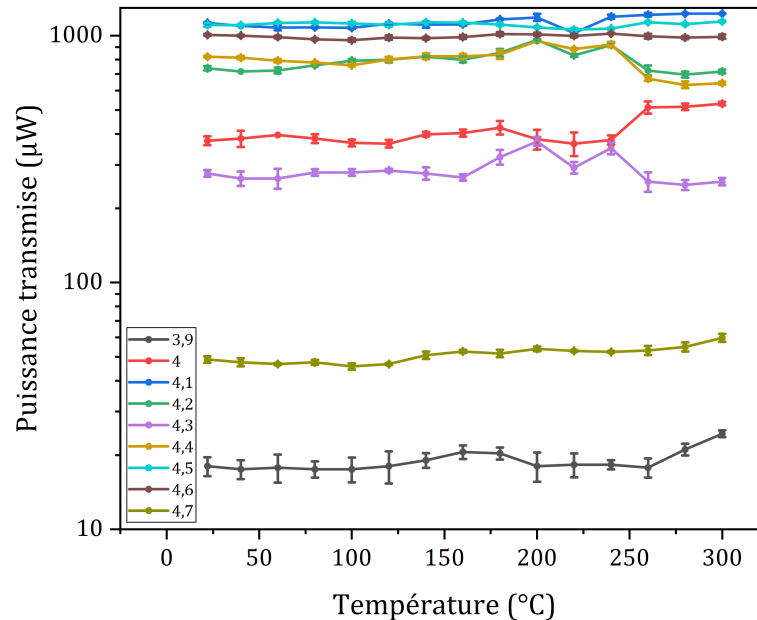


FIGURE 2.30 – Puissance transmise par la fibre optique en fonction de la température pour différentes longueurs d'onde de 3.9 µm à 4.7 µm.

La fig. 2.30 présente les mesures de puissance transmise par 2 m de fibre AR dont au moins 60 cm de cette longueur sont soumis à des températures allant de 22°C à 300°C, pour différentes longueurs d'onde de 3.9 µm à 4.7 µm. Des barres d'erreurs traduisent l'amplitude des fluctuations pour les 3 mesures différentes réalisées à chaque palier de température. La puissance est tracée en échelle logarithmique pour rendre compte de la dynamique des fluctuations pour chaque longueur d'onde affichée. L'évolution de la puissance transmise est différente pour chaque longueur d'onde, certaines marquent une légère perte de puissance, d'autres un léger gain de puissance, et d'autres restent stable, tout au long de l'expérience. Globalement, les dérives de puissance restent inférieures à 1.5 dB en gain ou en pertes, et souvent l'amplitude des variations est comparable avec l'amplitude des barres d'erreurs. La seconde série de mesures vise à caractériser le comportement de la fibre durant un cycle de chauffage/refroidissement, et est présenté sur la fig. 2.31.

La fig. 2.31 présente les mesures de puissance sur le même tronçon de fibre utilisé pour le premier set de mesures (fig. 2.30). La mesure est faite sur un cycle de température croissante de 45°C à 300°C (courbes pleines foncées) puis décroissante de 300°C à 45°C (courbes pointillées claires), pour différentes longueurs d'onde de 3.9 µm à 4.7 µm. La puissance est tracée en échelle logarithmique pour rendre compte de la dynamique des fluctuations pour chaque longueur d'onde affichée. Dans ce cas

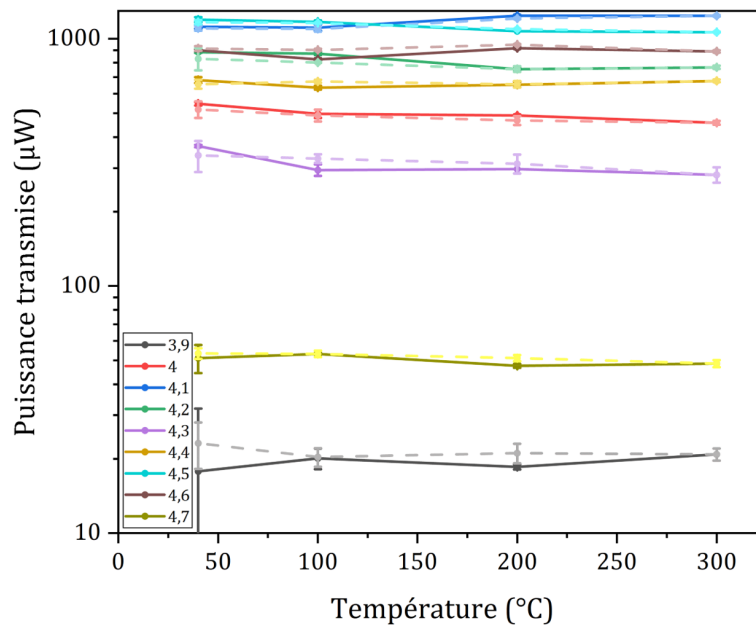


FIGURE 2.31 – Puissance transmise par la fibre optique en fonction de la température pour différentes longueurs d'onde de 3,9 µm à 4,7 µm. Les courbes pleines foncées correspondent aux températures croissantes et les courbes en pointillés claires correspondent aux températures décroissantes.

aussi, l'évolution de la puissance transmise varie avec la longueur d'onde considérée. Néanmoins, dans la plupart des cas, les dérives sont faibles ($< \pm 1.5dB$) et la puissance transmise en fin de cycle est très proche de la puissance transmise en début de cycle.

Ces deux séries de mesures permettent de confirmer que, malgré son revêtement non prévu pour de telles températures (les revêtements standards sont certifiés à une température maximale égale à 250°C) les propriétés de transmission de la fibre ne souffrent pas d'une exposition courte de températures allant jusqu'à 300°C : la puissance transmise fluctue faiblement durant l'exposition, et ces variations semblent réversibles après refroidissement de la fibre. Ces mesures ne sont cependant qu'une première étape de la caractérisation de la fibre en environnement sévère. Pour aller plus loin, il sera nécessaire de revêtir la fibre d'un gainage adapté aux fortes températures, et d'observer son comportement durant des expositions plus longues à des températures plus importantes, mais aussi à des températures faibles pouvant aller jusqu'à -50°C, qui sont aussi susceptibles d'être rencontrées dans les parties non pressurisées des avions.

Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté la fibre optique de transmission ainsi que les mécaniques de propagation de la lumière. Cette fibre a été sélectionnée parce

qu'elle permet de transmettre des modes guidés dans le MIR tout en garantissant une certaine résistance à l'environnement sévère caractéristique des moteurs d'avions commerciaux. Une fibre en particulier, candidate à une utilisation dans le cadre de la détection de CO et CO_2 , a été étudiée de façon théorique, puis caractérisée expérimentalement pour vérifier ses pertes linéiques et ses pertes de courbure dans le MIR, ainsi que sa résistance à des températures allant jusqu'à $300^\circ C$. La fibre, fabriquée par Photonics Bretagne, présente notamment un large cœur de $118 \mu m$ de diamètre défini par des capillaires d'une épaisseur de $3.6 \mu m$; le diamètre de la fibre est de $400 \mu m$ et elle est revêtue d'une gaine rigide de $50 \mu m$ d'épaisseur. L'atténuation mesurée de la fibre, inférieure au dB/m sur la plage $3.9-4.6 \mu m$, est excellente comparée à des fibres de conceptions et de proportions similaires, et confirme son intérêt face à l'application. Ses performances en courbure sont très bonnes pour des rayons supérieurs à 6 cm , il faut donc s'assurer de l'utiliser dans ces conditions de façon afin d'impacter le budget optique le moins possible. La fibre actuelle n'étant pas optimisée pour de bonnes performances en courbure, il apparaît nécessaire d'inclure ces considérations dans la conception d'une fibre insensible aux courbures à l'avenir. Enfin, les mesures en température sont prometteuses pour la résistance d'une fibre antirésonante en silice, et donc l'intégrité du système dans un environnement à fortes fluctuations thermiques.

3/ Méthode de détection

Sommaire du chapitre

3.1	Introduction à la spectroscopie par modulation de longueur d'onde . .	80
3.2	Choix de la longueur d'onde de détection	82
3.2.1	Contraintes du système de détection	83
3.2.2	Interférences entre espèces	84
3.2.3	Influence de la longueur d'interaction	91
3.3	Mise en oeuvre de la SMLO	94
3.3.1	Calcul du signal $2f/1f$ simulé	94
	Calcul de l'intensité réelle de la raie d'absorption	95
	Calcul de la forme de la raie d'absorption	96
3.3.2	Validation du code Matlab	100
3.3.3	Adaptation à la mesure du CO	101
3.3.4	Influence de la longueur d'interaction	103
3.3.5	Influence de l'indice de modulation	104
3.3.6	Influence de la température et de la pression	105
3.4	Conclusion	107

Ce chapitre porte sur la méthode de détection qui sera mise en oeuvre pour quantifier les espèces chimiques dans les gaz d'échappement du moteur de l'avion. La spectroscopie par modulation de longueur d'onde (notée SMLO dans la suite) a été choisie parce qu'elle ressort dans la littérature comme la méthode la plus adaptée aux environnements sévères. La méthode n'est pas nouvelle, et si elle apparaît dans des études récentes de systèmes destinés à des milieux industriels ou aéronautiques difficiles c'est parce que les nombreux cas d'applications donnent lieu à des améliorations de la technique en général et à des optimisations spécifiques à la situation. Des systèmes commerciaux éprouvés utilisent d'ailleurs déjà la technique de SMLO dans des environnements relativement sévères : par exemple les produits LaserGasTM de la société NEO Monitors [55] font de la détection de gaz par SMLO sur des échappements industriels à des températures pouvant aller jusqu'à 500°C [54]. C'est ce travail d'adaptation et d'optimisation que nous essaierons de faire dans la suite de ce chapitre.

Tout d'abord, nous présenterons la SMLO, les motivations de son utilisation, et son évolution depuis qu'elle a été introduite durant les années 70 [140]. Ensuite, nous nous intéresserons à la sélection des longueurs d'onde de mesure des différentes espèces chimiques. Plus précisément, nous donnerons du contexte à la mesure des espèces, en introduisant les contraintes liées à l'environnement de mesure : les espaces restreints, la présence d'espèces chimiques interférant avec la mesure des molécules cibles, la température et la pression ambiantes. Enfin, nous démontrerons la faisabilité de la mesure dans l'environnement sévère. Dans ce manuscrit, cette étude sera faite exclusivement de façon théorique, faute de résultats expérimentaux à ce stade de la thèse. L'adaptation de la méthode SMLO à la détection de gaz d'échappement de moteurs d'avions civils sera illustrée dans le cas du monoxyde de carbone CO. En effet, il fait partie des gaz présents à l'état de trace dans le flux de combustion, les plus difficiles à mesurer. La faisabilité de la mesure de CO sera très encourageante pour le reste des gaz de l'étude. De plus, la bande d'absorption principale du CO (ainsi que celle du CO₂) est dans la plage spectrale de transmission de la fibre AR présentée au Chapitre 2, vérifier la validité de la méthode pour ce gaz permettra de poser les bases du développement d'un système de mesure fonctionnel pour CO et CO₂.

3.1 Introduction à la spectroscopie par modulation de longueur d'onde

La spectroscopie par modulation de longueur d'onde (SMLO) est dérivée de la spectroscopie à diode laser accordable (SDLA ou TDLS pour Tunable Diode Laser Spectroscopy en anglais). La SDLA consiste à scanner une ou plusieurs raies d'absorption d'une espèce chimique à l'aide d'une diode laser mono-mode de faible largeur spectrale. Expérimentalement, cela revient à appliquer une rampe au courant de contrôle du laser, ce qui a pour effet de faire varier sa longueur d'onde d'émission sur

une courte plage. De ce balayage en longueur d'onde, et avec des informations sur la pression et la température, peut être déduite la concentration de l'espèce chimique considérée. L'utilisation de diodes laser fait alors sens, puisque qu'elles s'avèrent plus simples à accorder en longueur d'onde que les lasers à gaz, et présentent une compacité bien supérieure [141].

La SDLA est généralement pratiquée à faible pression, où l'élargissement spectral des raies d'absorption des molécules dû à la pression est négligeable. Cette condition, facilement atteignable en laboratoire, se révèle moins simple de mise en oeuvre pour des mesures sur le terrain. L'impact de la pression sur la largeur spectrale des bandes d'absorption des molécules à détecter entraîne alors une perte de sélectivité et de sensibilité. De manière générale, la SDLA manque de sensibilité car elle requiert de mesurer une faible variation, due à la présence d'une raie d'absorption, dans un fort signal. Il apparaît donc très tôt que cette technique doit évoluer pour permettre de repousser ses limites de détection, et augmenter son champ d'application.

La SMLO a été utilisée dès les années 70, notamment par *Reid et al.* avec pour objectif d'augmenter la sensibilité des systèmes de spectroscopie utilisant des diodes laser [140]. Le procédé s'appuie sur la facilité de la modulation de la longueur d'onde des diodes laser. En plus de la rampe de scan, le courant de commande du laser est sur-modulé à haute fréquence, comme le montre la fig. 3.1.

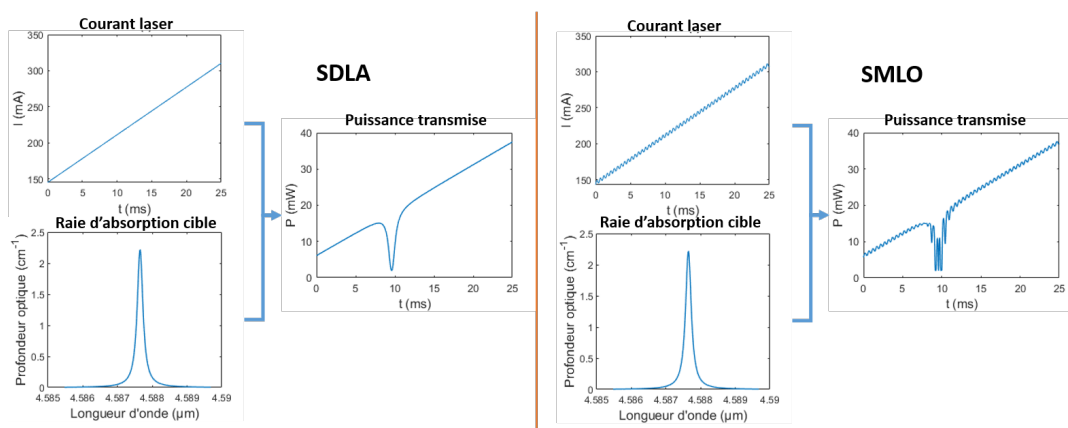


FIGURE 3.1 – Comparaison entre SDLA et SMLO : allure de la puissance optique transmise par le mélange gazeux.

La fig. 3.1 présente une comparaison des signaux impliqués dans les méthodes de détection SDLA et SMLO. La SDLA n'utilise qu'une rampe de courant et scanne simplement la raie d'absorption cible tandis que la SMLO sur-module cette rampe, générant un signal à haute fréquence. En associant haute fréquence de modulation et détection synchrone, la mesure se fait sur les harmoniques du signal transmis, ce qui permet de s'affranchir d'une bonne partie des bruits optique et électronique et de la composante continue du signal. Ce procédé permet de mesurer des signaux directement proportionnels à la concentration de la molécule à détecter.

Par la suite, la technique s'est largement développée et a été utilisée tout d'abord en proche infrarouge, puis exportée dans le moyen infrarouge grâce aux lasers à cascade quantique (quantum cascade lasers - QCL), en régime continu [142] ou pulsé [143]. Des dérivées de SMLO dites "calibration free" ou "sans étalonnage", utilisent plusieurs harmoniques du signal pour le normaliser et rendre la mesure moins sensible aux fluctuations du système [52]. La SMLO dite "sans étalonnage" est aujourd'hui réputée comme étant la mieux adaptée aux environnements sévères, en milieu industriel ou aéronautique [5, 53], et c'est donc cette méthode qui va nous intéresser pour la suite des travaux. Au sein même de cette sous-famille de SMLO, le choix des harmoniques à utiliser varie en fonction des situations. La méthode la plus populaire consiste à normaliser la seconde harmonique du signal ($2f$) par la première ($1f$), la seconde harmonique étant un bon compromis entre puissance du signal et impact du bruit laser [52]. C'est cette méthode que nous utiliserons dans la suite de l'étude. Néanmoins, de nombreuses améliorations ont été, et continuent d'être apportées à cette méthode de détection, dans le but de rendre la mesure toujours plus précise et sélective. Par exemple, une étude récente destinée à la détection de gaz pour les turbines d'avions a aussi proposé de n'utiliser que le signal $1f$ [4]. En effet, les méthodes $nf/1f$ souffrent dans certains cas de figure d'un manque de précision dû à l'utilisation de plusieurs harmoniques du signal : amplification des signaux non linéaires pour les harmoniques d'ordre élevé, diminution de l'amplitude du signal normalisé quand l'ordre de l'harmonique choisi augmente, bruit de filtrage différent pour chaque harmonique, et qui n'est donc pas supprimé à l'étape de normalisation. L'utilisation du signal $1f$, normalisé par l'une de ses composantes orthogonales, répond en théorie à ces problématiques. Cette méthode n'est pas encore aussi éprouvée que la technique $2f/1f$, ce qui justifie le choix, pour le moment, de cette dernière dans le cadre de ce travail.

3.2 Choix de la longueur d'onde de détection

L'étape la plus importante du design d'un système de mesure spectroscopique sélectif est la sélection de la longueur d'onde de mesure. Il faut pouvoir cibler, pour chaque espèce chimique à détecter, la raie d'absorption qui donnera accès à la mesure la plus fiable et la plus précise. Les critères de sélection sont évidemment l'intensité de la raie d'absorption, mais aussi la longueur sur laquelle la lumière pourra être absorbée afin de garder un signal détectable et la présence de raies d'absorption d'autres espèces chimiques à la même longueur d'onde qui pourraient fausser la mesure. Il faut aussi prendre en compte l'accessibilité de ces longueurs d'onde avec des lasers existants, et aussi la compatibilité de ces longueurs d'onde avec le système de transmission : comme il a été montré au Chapitre 2, toutes les fibres optiques ne sont pas utilisables dans le MIR dans des environnements potentiellement sévères. Dans certains cas, certaines longueurs d'onde pourraient tout simplement ne pas être accessibles via les outils existants. Dans la suite, nous essaierons donc de choisir,

en fonction des contraintes rencontrées, les longueurs d'onde les plus propices à la détection dans le MIR de molécules telles que le CO_2 , le CO , le NO_2 et le NO .

3.2.1 Contraintes du système de détection

Il convient de répertorier les différentes contraintes qui seront rencontrées lors de la mesure de ces espèces dans l'échappement d'un moteur d'avion en vol. Tout d'abord, précisons les gammes de concentration des différents gaz qui peuvent exister dans les gaz d'échappement d'un moteur d'avion, ainsi que la température et la pression de ces gaz (tableau 3.1).

CO_2	0.25-5 %
CO	0-500 ppm
NO	0-750 ppm
NO_2	0-50 ppm
H_2O	0-8 %
Température de sortie (max)	1000 K
Pression de sortie	pression ambiante + 1 bar

TABLE 3.1 – Niveaux typiques d'émissions pour l'aviation civile

Le tableau 3.1 présente des niveaux typiques en termes de concentrations, température et pression des gaz expulsés par un moteur de l'aviation civile [144]. Nous utiliserons ces valeurs dans la suite de l'étude pour réaliser des calculs représentatifs de l'application. Sachant qu'une concentration de 1 % est équivalente à 10 000 ppm, il apparaît que certains gaz seront présents en bien plus forte quantité que d'autres : CO_2 et H_2O . Ces gaz vont constituer la principale source d'interférences à la mesure des autres polluants.

D'autre part, la longueur d'interaction disponible pour réaliser la mesure sera fixée par la taille du moteur de l'avion. En effet, pour réaliser la mesure en espace libre, il faut que la lumière arrive dans le flux de gaz du moteur, dans une zone assez restreinte où elle ne pourra voyager que sur quelques centimètres (Fig. 3.2).

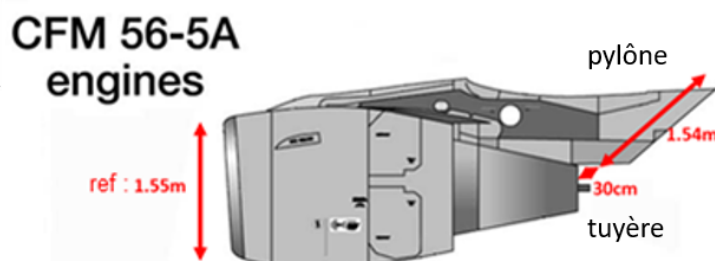


FIGURE 3.2 – Dimensions type d'un moteur d'avion commercial[145]

La Fig. 3.2 montre un schéma de moteur CFM56, l'un des plus répandus dans l'aviation civile. Ce schéma extrapole des données constructeur (le diamètre moteur) pour déduire certaines dimensions utiles au design du système de mesure, dont la longueur d'interaction disponible, définie ici par la distance entre le bas du pylône et la tuyère. Cette distance est rarement plus grande que quelques dizaines de cm. De plus pour des raisons de simplicité de design la longueur d'interaction lumière/gaz sera certainement la même pour toutes les espèces à mesurer.

3.2.2 Interférences entre espèces

Les raies d'absorption des gaz se chevauchent sur de nombreuses plages de longueurs d'onde et, souvent, certaines sont naturellement plus intenses que les autres, comme le montre la Fig. 3.3.

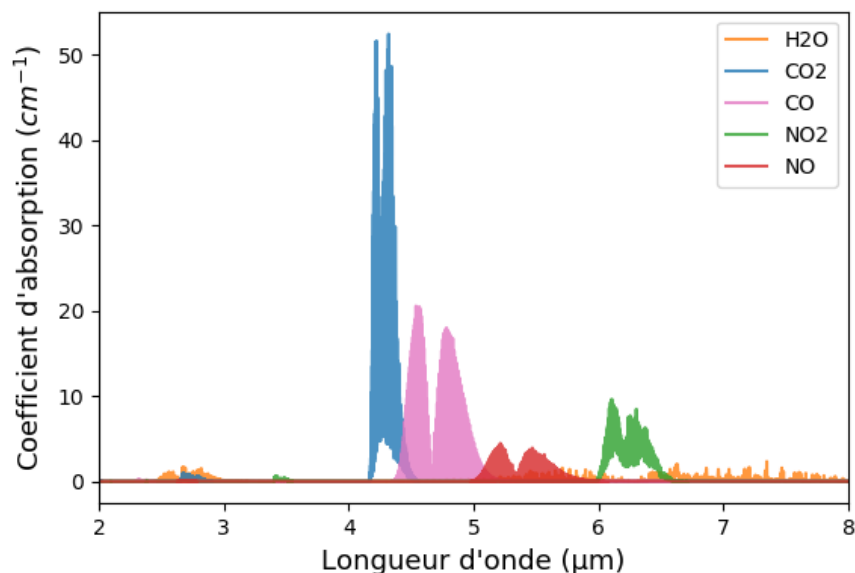


FIGURE 3.3 – Coefficient d'absorption de différents gaz expulsés par un turboréacteur de l'aviation civile calculés pour une température de 1000K et une pression de 2 atm.

La Fig. 3.3 représente les coefficients d'absorption des gaz H_2O (orange), CO_2 (bleu), CO (violet), NO_2 (vert) et NO (rouge), considérés seuls, calculés pour une température de 1000K et une pression de 2 atm entre 2 μm et 8 μm . Les données spectroscopiques nécessaires à ces calculs sont tirées de la base HITRAN [129] et exploitées grâce à l'outil Python HAPI [130]. Les raies d'absorption sont calculées à partir d'un profil de Voigt, avec une résolution de 0.01 cm^{-1} . Cette figure met en évidence le chevauchement des bandes d'absorption de ces espèces dans le MIR, et notamment l'omniprésence de l'absorption de l'eau sur une bonne partie de cette plage spectrale. Dans ces conditions, pour un mélange gazeux contenant toutes ces molécules, l'absorption mesurée à une longueur d'onde donnée sera, en première

approximation, une combinaison de l'absorption de chaque molécule absorbant à cette longueur d'onde. De plus, cette représentation ne traduit pas l'écart des intensités des raies d'absorption des molécules en fonction de leur concentration, alors que les concentrations attendues de CO_2 et H_2O sont jusqu'à 100 fois plus élevées que les concentrations de CO , NO et NO_2 . Pour illustrer cet écart, il est possible de pondérer cette absorption par la concentration. Pour ce faire, affichons l'absorption molaire de chaque espèce multipliée par la concentration maximale documentée dans le tableau 3.1 (Fig. 3.4).

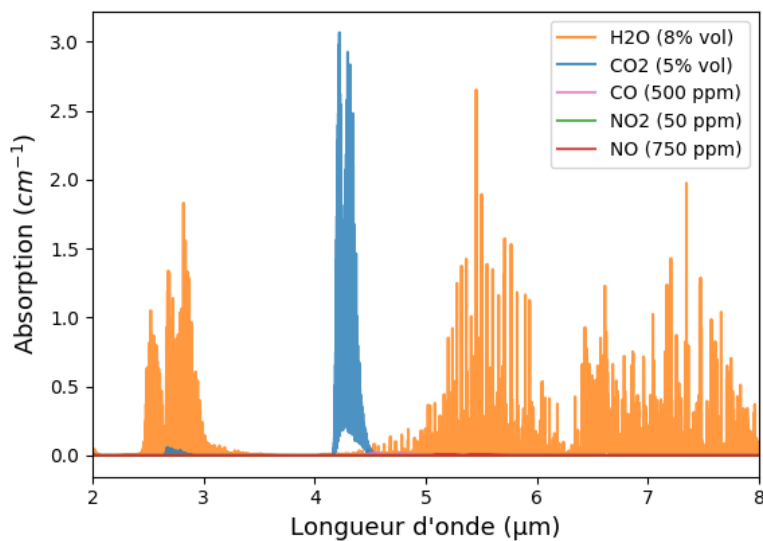


FIGURE 3.4 – Absorption des différents gaz pondérée par leurs concentrations maximales respectives.

La Fig. 3.4 présente l'absorption sur la même plage de longueurs d'onde pondérée par les concentrations respectives des gaz, considérés cette fois dans l'air. Du fait de la grande disparité de concentrations possibles pour les différentes espèces, les raies d'absorption de CO , NO_2 et NO ne sont plus visibles, écrantées par celles des CO_2 et surtout H_2O . Cependant, cette figure est une représentation globale, et la SMLO est une méthode très sélective qui permet de ne travailler qu'avec une raie d'absorption. Cette raie d'absorption, sélectionnée rigoureusement, permettra d'extraire les informations sur la concentration d'une espèce contribuant faiblement à l'absorption. Si on s'intéresse au spectre d'absorption du CO entre $4.5 \mu\text{m}$ et $4.7 \mu\text{m}$, il est possible de trouver des raies qui restent plus intenses que l'absorption des espèces interférant (voir Fig. 3.5).

La Fig. 3.5 présente un "zoom" sur une partie du spectre d'absorption du CO , entre $4.5 \mu\text{m}$ et $4.7 \mu\text{m}$. Il apparaît qu'à certaines longueurs d'onde, il n'existe pas ou très peu de recouvrement entre les raies d'absorption des différentes espèces. A ces longueurs d'onde, l'absorption totale provient à près de 100 % des raies d'absorption du CO : choisir une de ces raies devrait permettre de faire une mesure de concentration de CO

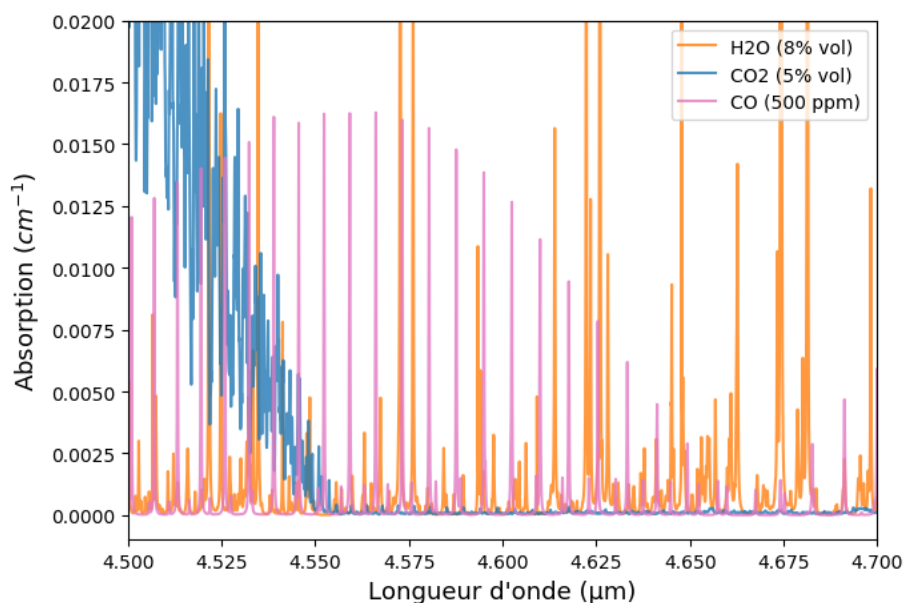


FIGURE 3.5 – Absorption de 500 ppm de CO (rose) pondérée par sa concentration en présence de CO₂ (bleu, 5 % vol.) et H₂O (orange, 8 % vol.) : zoom sur la bande 4.5-4.7 μm

non ou très peu polluée par la présence de CO₂ et H₂O dans le mélange gazeux. Il faut maintenant trouver les raies d'absorption du CO pour lesquelles la mesure subira le moins d'interférences. Pour ce faire, le pourcentage de participation à l'absorption de chaque espèce a été calculée à une longueur d'onde donnée, pour un laser de largeur spectrale donnée. Ce calcul se fait en 4 étapes :

- calculer l'absorption de chaque gaz (CO, CO₂ et H₂O) pondérée par sa concentration attendue dans le mélange (ici nous utiliserons les concentrations maximales attendues) ;
- générer une raie laser de largeur donnée ;
- appliquer la raie laser à chaque spectre d'absorption en utilisant un produit de convolution ;
- calculer la proportion que l'absorption d'une seule espèce représente par rapport à l'absorption de l'ensemble du mélange gazeux.

Ce calcul permet de connaître dans certaines conditions la raie d'absorption la plus propice à la détection pour une largeur de raie laser particulière (Fig. 3.6).

La Fig. 3.6 représente le calcul de la participation à l'absorption du CO dans un mélange gazeux contenant 500 ppm de CO, 5 % de CO₂ et 8 % de H₂O scanné par une raie laser de largeur 0.1 cm⁻¹ (haut) et 1 cm⁻¹ (bas) à une température de 1000 K et une pression de 2 atm (une largeur de raie de 0.1 cm⁻¹ - soit 0.2 nm à 4.58 μm - est possible avec les sources laser actuelles). Les gaz NO et NO₂ ne sont pas considérés, car n'absorbant pas à ces longueurs d'ondes (cf. fig. 3.3). Le calcul est superposé au

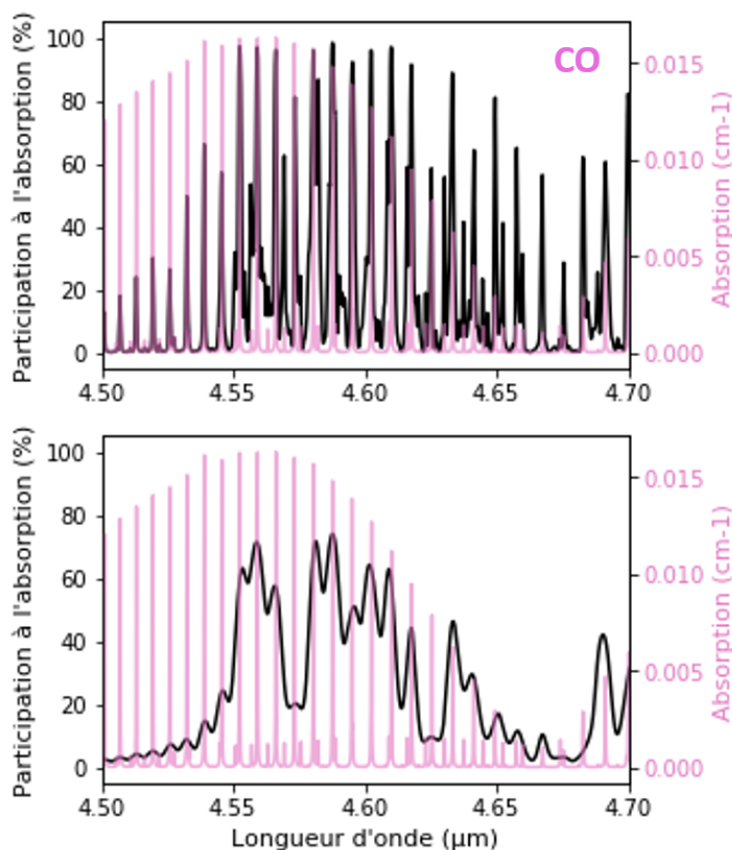


FIGURE 3.6 – Participation du CO à l'absorption en présence de CO_2 et H_2O autour de $4.6 \mu\text{m}$ pour une raie laser de largeur spectrale 0.1 cm^{-1} (haut) et 1 cm^{-1} (bas). Le calcul est superposé au spectre d'absorption du CO en rose pour une meilleure visibilité.

spectre d'absorption du CO seul en rose pour une meilleure visibilité. Il apparaît que plus la raie laser est large, plus la mesure de CO sera impactée par la présence de CO_2 et H_2O : plus la raie laser est fine, et plus elle permet de faire une mesure sélective en isolant une raie d'absorption de son environnement. D'autre part, tracer le spectre d'absorption du gaz sur le même graphique permet de repérer les raies les plus fortes pour lesquelles l'absorption est propice. Ici plusieurs raies entre $4.55 \mu\text{m}$ et $4.6 \mu\text{m}$ se trouvent être de bonnes candidates, le choix de la longueur d'onde, pour des mesures expérimentales, pourra se faire par rapport à la disponibilité des sources dans le commerce. La société française mirSense dispose de sources QCL DFB pour la mesure de CO autour de $4.59 \mu\text{m}$ (voir Annexe E), et cette longueur d'onde ($4.5876 \mu\text{m}$) qui nous choisissons pour la suite de l'étude.

Pour le monoxyde d'azote NO, un calcul similaire est réalisé pour trouver des raies propices sur sa bande principale d'absorption dans le MIR entre $5 \mu\text{m}$ et $6 \mu\text{m}$, comme le montre la Fig. 3.7.

La Fig. 3.7 représente le calcul de la participation à l'absorption du NO dans un mélange gazeux contenant 750 ppm de NO, 5 % de CO_2 et 8 % de H_2O scanné par

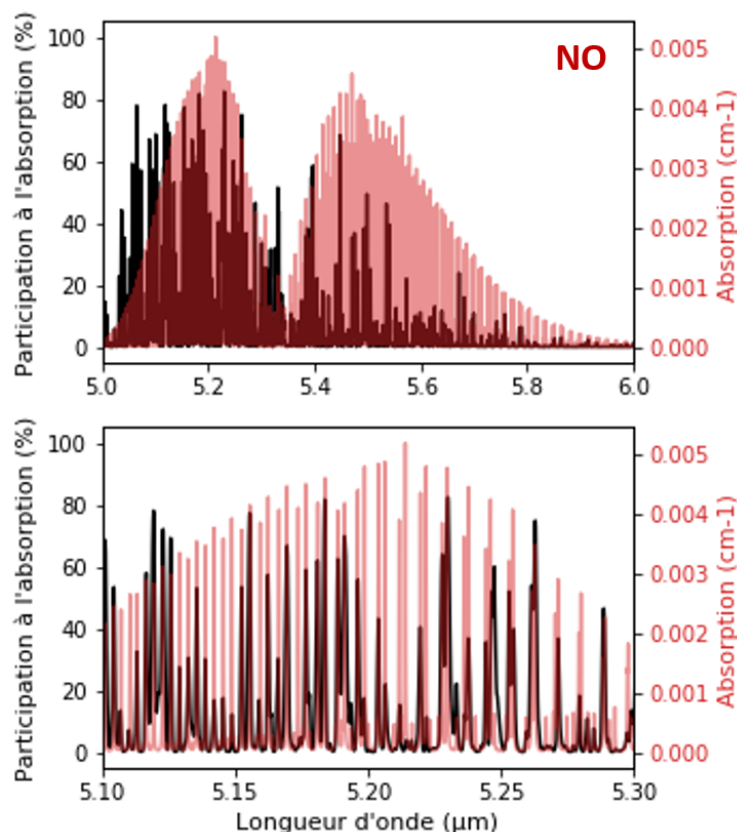


FIGURE 3.7 – Participation du NO à l'absorption en présence de CO_2 et H_2O pour une raie laser de 0.1 cm^{-1} . Le graphe du bas représente le même calcul agrandi entre $5.1\text{ }\mu\text{m}$ et $5.3\text{ }\mu\text{m}$. Le calcul est superposé au spectre d'absorption du NO en rouge pour une meilleure visibilité.

une raie laser de largeur 0.1 cm^{-1} à une température de 1000 K et une pression de 2 atm . Les gaz CO et NO_2 ne sont pas considérés, car n'absorbant pas (ou très peu) à ces longueurs d'ondes. Le calcul est encore une fois superposé au spectre d'absorption du NO seul en rouge pour une meilleure visibilité sur l'intensité d'absorption de chaque raie. Ici le NO est moins facilement mesurable : peu de raies dépassent les 80% de participation à l'absorption en raison de la combinaison d'une forte absorption de l'eau dans cette gamme spectrale et d'une faible concentration en NO dans le flux des produits de combustion. Autrement dit, la seule mesure du NO sur cette plage spectrale ne sera pas précise, et nécessitera la connaissance de la concentration des autres gaz présents dans le mélange gazeux. Quelques unes de ces raies, à $5.155\text{ }\mu\text{m}$, $5.18\text{ }\mu\text{m}$, $5.23\text{ }\mu\text{m}$ et $5.26\text{ }\mu\text{m}$ s'approchent des 80% de participation à l'absorption, et seront à privilégier pour la mesure. Dans la littérature, et notamment dans le cas de l'analyse de flux de combustion, $5.23\text{ }\mu\text{m}$ est la longueur d'onde de prédilection [146-148].

Le phénomène d'interférence est encore plus prononcé pour le dioxyde d'azote NO_2 : dans son cas une seule longueur d'onde montre une participation conséquente à l'absorption du mélange gazeux (Fig 3.8).

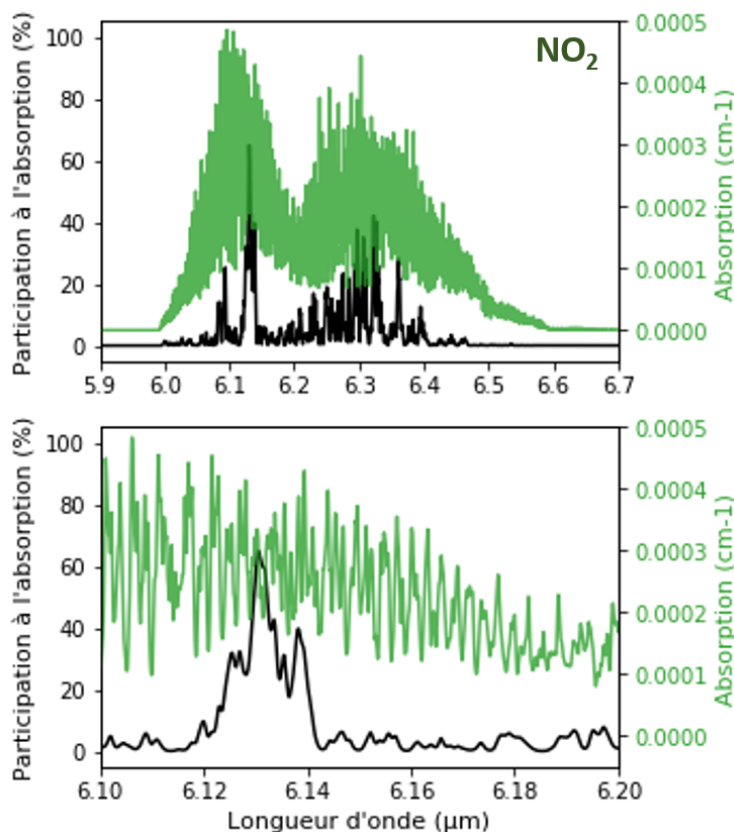


FIGURE 3.8 – Participation du NO_2 à l'absorption en présence de CO_2 et H_2O pour une raie laser de 0.1 cm^{-1} . Le graphe du bas représente le même calcul agrandi entre $6.1 \mu\text{m}$ et $6.2 \mu\text{m}$. Le calcul est superposé au spectre d'absorption du NO_2 en vert pour une meilleure visibilité.

La Fig. 3.8 présente le calcul de la participation à l'absorption du NO_2 dans un mélange gazeux contenant 50 ppm de NO_2 , 5 % de CO_2 et 8 % de H_2O scanné par une raie laser de largeur 0.1 cm^{-1} à une température de 1000 K et une pression de 2 atm. Les gaz NO et CO ne sont pas considérés, car n'absorbant pas (ou très peu) à ces longueurs d'ondes. Il apparaît très vite que le NO_2 est moins aisé à mesurer que les autres oxydes, notamment parce que sa concentration attendue est bien moindre. On ne trouve ici qu'une raie, à $6.13 \mu\text{m}$, qui puisse servir à la mesure, avec un peu moins de 65 % de participation à l'absorption globale du mélange gazeux.

Il apparaît que le monoxyde de carbone CO sera l'élément le plus facile à mesurer. Sa concentration attendue relativement confortable (jusqu'à 500 ppm, cf. tab. 3.1), ses raies d'absorption bien définies et la diversité de choix de longueurs d'onde de travail laissent à penser que sa mesure peut être faite sans trop s'inquiéter des gaz dominants du mélange. Au contraire, la mesure de dioxyde d'azote NO_2 risque d'être ardue voir impossible dans certaines conditions. De plus, si la fibre optique de transmission n'est pas compatible avec cette plage de longueur d'onde, ce gaz ne pourra tout simplement pas faire partie des cibles de la mesure.

Il convient cependant de préciser que les bandes d'absorption considérées précédemment sont les bandes fondamentales de ces molécules, et qu'il existe aussi des bandes secondaires, correspondant aux harmoniques des transitions vibrationnelles. Certaines de ces bandes sont situées dans le domaine spectral du MIR, et, la transmission de la fibre AR au delà de $6\ \mu\text{m}$ étant fortement limitée par l'explosion de l'absorption de la silice, il est important d'étudier la possibilité de la mesure sur des bandes plus faciles d'accès avec ce type de fibre. Ces bandes ainsi que leur participation à l'absorption sont présentées pour le NO et le NO_2 à la fig. 3.9.

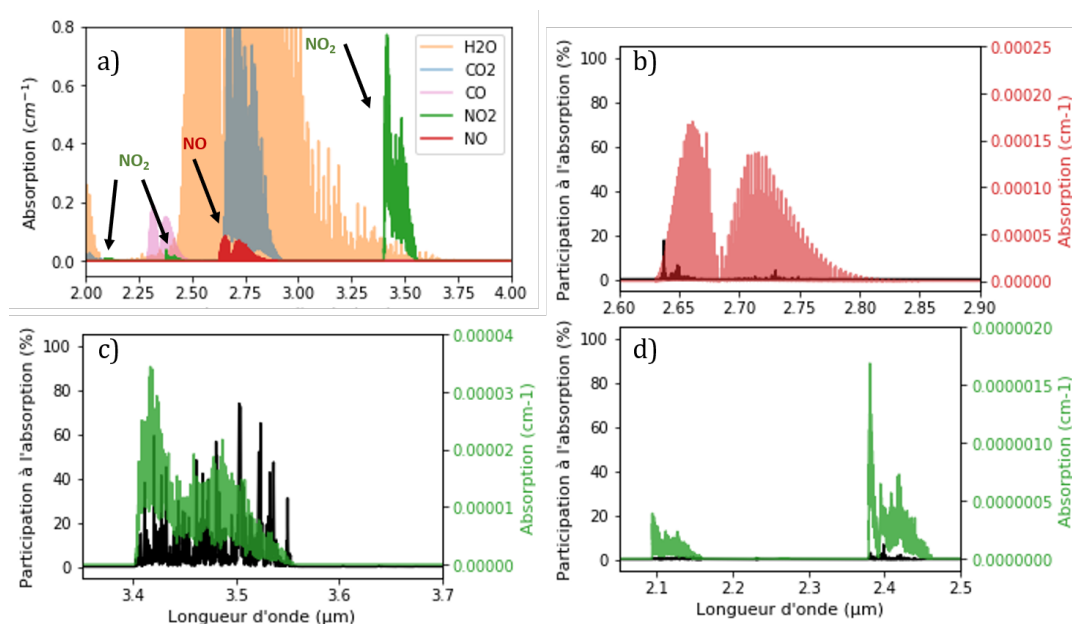


FIGURE 3.9 – Bandes d'absorption alternatives pour le NO et le NO_2 (a) entre 2 et $4\ \mu\text{m}$. Participation à l'absorption pour (b) le NO autour de $2.7\ \mu\text{m}$, et le NO_2 autour de (c) $3.5\ \mu\text{m}$ et (d) 2.1 et $2.4\ \mu\text{m}$.

La fig. 3.9 présente (a) les bandes d'absorption alternatives pour le NO et le NO_2 (a) entre 2 et $4\ \mu\text{m}$, ainsi que la participation à l'absorption pour (b) le NO autour de $2.7\ \mu\text{m}$, et le NO_2 autour de (c) $3.5\ \mu\text{m}$ et (d) 2.1 et $2.4\ \mu\text{m}$ en présence de 5 % de CO_2 et 8 % de H_2O . Pour le NO autour de $2.7\ \mu\text{m}$ et le NO_2 autour de 2.1 et $2.4\ \mu\text{m}$, les raies propres des gaz participent à moins de 20 % de l'absorption totale, il est donc peu recommandé, dans nos conditions, de faire la mesure à ces longueurs d'ondes. Les raies du NO_2 autour de $3.5\ \mu\text{m}$ participent à près de 80 % de l'absorption, elles sont donc de bonne candidates alternatives à la mesure dans le MIR, notamment 3.42 et $3.5\ \mu\text{m}$, bien que leur intensité est 10 fois moins importante que celle de la bande principale. Les harmoniques existant dans le NIR ont une intensité encore plus faible, et seraient difficilement utilisable sur de faibles distances. D'autre part, les bandes du NO_2 sont en dehors des fenêtres de transmission de la fibre AR présentée au Chapitre 2, leur utilisation requiert donc la conception d'une fibre transparente pour ces longueurs d'onde.

Dans tous les cas, il sera préférable de mesurer les gaz omniprésents CO_2 et H_2O ,

afin d'éviter des incertitudes supplémentaires sur la mesure. Ces gaz étant largement dominants, presque n'importe quelle raie d'absorption sera suffisante pour une mesure correcte, et dans ce cas le choix de la raie pourra se faire en fonction d'autres paramètres : disponibilité des sources MIR, compatibilité du canal de transmission, et longueur d'interaction disponible. Il faudra choisir des longueurs d'onde pour lesquelles ces gaz absorbent très peu de façon à équilibrer les niveaux d'absorption de chaque gaz du mélange.

3.2.3 Influence de la longueur d'interaction

La longueur d'interaction lumière/gaz est un élément très important du design du système : trop peu de distance et le gaz n'absorbe pas assez pour que la mesure soit significative, trop de distance et le gaz absorbe toute la lumière. L'objectif de cette section sera de déterminer s'il est possible de faire la détection de tous les gaz pour leur gamme de concentration attendue, sur l'unique longueur d'interaction imposée par les dimensions physiques du moteur. Comme l'a montré la Fig. 3.2, nous avons estimé la distance utilisable dans la zone moteur à quelques dizaines de cm ($\sim 10\text{-}50$ cm). En considérant une configuration de mesure en réflexion, la longueur d'interaction aller-retour serait inférieure à une centaine de cm, et c'est dans ce cadre que nous nous placerons dans la suite des calculs.

Tout d'abord il est intéressant de savoir quels gaz seront les plus absorbants sur cette longueur, et surtout à quelles longueurs l'absorption des gaz est équivalente pour leur concentrations attendues respectives (Fig. 3.10).

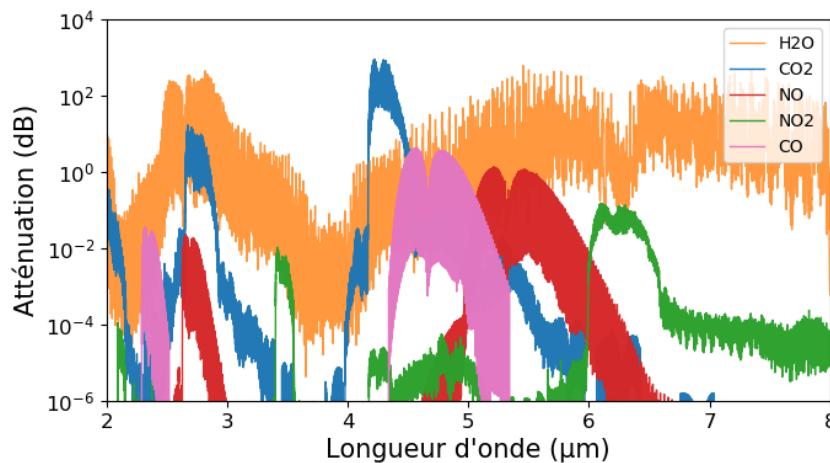


FIGURE 3.10 – Atténuation des différents gaz sur une distance de 60 cm.

La Fig. 3.10 représente l'atténuation de chaque gaz considéré dans cette étude à leurs concentrations maximales attendues sur une distance de 60 cm entre $2\ \mu\text{m}$ et $8\ \mu\text{m}$: 5 % de CO_2 (tracé bleu), 8 % de H_2O (orange), 500 ppm de CO (violet), 750 ppm de NO (rouge) et 50 ppm de NO_2 (vert). Les gaz CO , NO et NO_2 étant présents à l'état

de trace, c'est leurs niveaux d'absorption qui comptent pour le dimensionnement du système. Pour ces concentrations, leurs atténuations respectives sont comprises entre 10^{-4} dB/m et 10^{-2} dB/m sur leurs raies les plus intenses, ce qui entraînerait une infime variation du signal laser passant dans le milieu. En comparaison le dioxyde de carbone et la vapeur d'eau ont des atténuations pouvant atteindre quelques dB/m. Pour mesurer ces gaz dont les concentrations sont assez importantes deux solutions sont envisageables : utiliser une méthode de spectroscopie moins sensible que la SMLO ou utiliser la SMLO sur des raies d'absorptions moins intenses. Dans ce projet, la seconde option sera choisie pour construire le système autour d'une seule méthode de mesure. La mesure de CO_2 peut alors être réalisée sur des raies autour de $4.1 \mu\text{m}$, qui ont une absorption comparable aux raies les plus intenses des gaz à l'état de traces. La Fig. 3.11 montre que l'absorption du CO_2 est toujours dominante dans le flux gazeux même dans ces conditions.

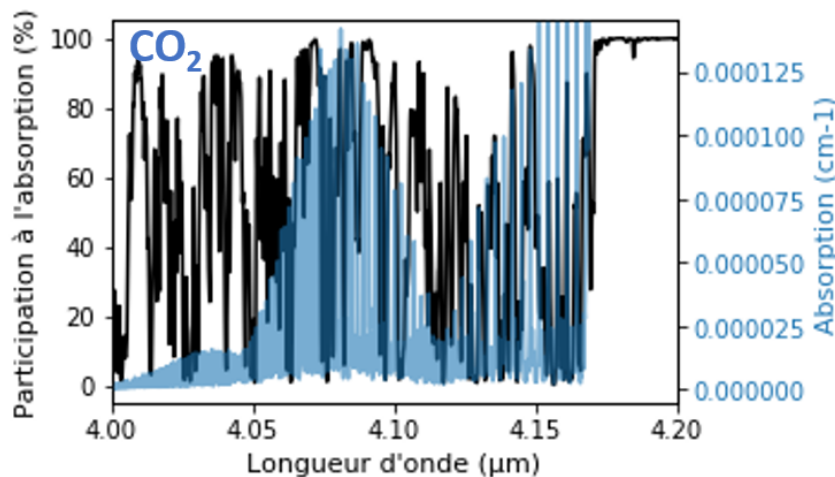


FIGURE 3.11 – Participation du CO_2 à l'absorption en présence de CO et H_2O pour une raie laser de 0.1 cm^{-1} . Le calcul est superposé au spectre d'absorption du CO_2 en bleu pour une meilleure visibilité.

La Fig. 3.11 présente la participation du CO_2 à l'absorption autour de $4.1 \mu\text{m}$. Cette participation est calculée pour une concentration de 5 % en présence de CO à 500 ppm et H_2O à 8 % de concentration, pour une raie laser de 0.1 cm^{-1} de largeur spectrale, à une température de 1000 K et une pression de 2 atm. La figure montre qu'une mesure non polluée par la présence d'autres gaz est toujours possible même pour ces raies de faible intensité d'absorption. La mesure de la vapeur d'eau n'est pas forcément nécessaire, cette information n'étant pas particulièrement utile, cependant pour la réaliser bon nombre de raies sont disponibles, l'eau absorbant sur la majorité de la bande MIR à des intensités différentes (voir Fig. 3.10).

La SMLO étant dédiée aux petits signaux de mesure, il est difficile de prévoir quelle sera la concentration minimale détectable, encore appelée la limite de détection du système sans avoir recours à la simulation. Il est toutefois possible de définir une limite de détection à atteindre dans le cahier des charges du système, et de vérifier si

le système de mesure sera sensible aux variations de concentrations des différents gaz pour cette valeur. Nous fixerons pour la suite une limite de détection visée de 5 ppm pour les gaz présents à l'état de traces. Il convient d'introduire le paramètre sensibilité défini comme étant la dérivée de la puissance transmise par rapport à la concentration de l'espèce à mesurer :

$$S = \left| \frac{dA}{dC} \right| = \epsilon L A_0 \exp(-\epsilon C L) \quad (3.1)$$

où A_0 est la puissance optique d'entrée en W, L la longueur d'interaction en cm, ϵ l'absorption molaire de l'espèce chimique en $L.mol^{-1}.cm^{-1}$ et C la concentration de la molécule en $mol.L^{-1}$. Cette formule est valable pour l'absorption directe, et permet d'appréhender le comportement attendu d'un système de mesure spectroscopique. Plus la sensibilité est élevée et plus les variations de concentrations de gaz se répercutent sur le signal de mesure (Fig. 3.12).

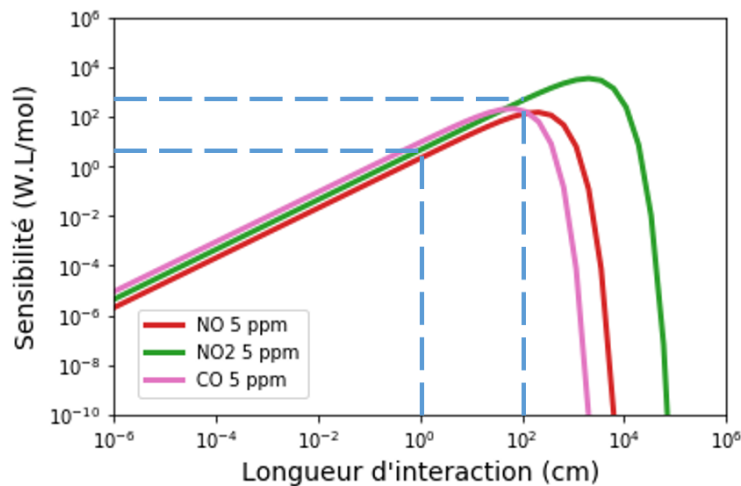


FIGURE 3.12 – Sensibilité de la mesure en fonction de la longueur d'interaction pour CO (tracé violet), NO (rouge) et NO₂ (vert) à une concentration de 5 ppm.

La Fig. 3.12 présente le calcul de sensibilité pour les gaz CO (tracé violet), NO (rouge) et NO₂ (vert) en fonction de la longueur d'interaction pour une concentration de 5 ppm, pour une puissance laser incidente de 100 μ W. Le résultat du calcul est assez similaire pour chaque gaz et, entre 1 et 100 cm la sensibilité varie de quelques unités à la centaine de $W.L.mol^{-1}$. Autrement dit pour une variation de 1 mol/L de gaz la puissance variera de 1 W à 100 W. Sachant que 1 ppm de CO équivaut à $3.5 \cdot 10^{-8}$ mol/L, cette variation de concentration entraînant donc une variation du signal située entre le nW et le μ W. Pour mesurer ces gaz à l'aide d'une technique d'absorption simple, il faudrait donc être capable de distinguer des variations de l'ordre du nW sur le détecteur.

3.3 Mise en oeuvre de la SMLO

La plupart des techniques de SMLO de la littérature sont basées sur la comparaison de mesures réelles et de signaux simulés. Les paramètres de mesure peuvent varier fortement entre deux cas de figure, notamment à cause de la disparité des raies d'absorption choisies et des conditions de mesure. L'objectif de cette partie est de présenter la méthode SMLO 2f/1f et d'étendre son application à la mesure de CO à 4.59 μm . Pour cela il convient d'introduire la méthode de calcul analytique du signal 2f/1f simulé, de trouver les paramètres de calcul qui permettront une convergence de ces signaux avec une mesure réelle, et de vérifier l'impact des fluctuations des conditions environnementales sur le résultat de la mesure.

3.3.1 Calcul du signal 2f/1f simulé

Dans les systèmes SMLO, une rampe est appliquée au courant laser pour scanner toute ou une partie de la raie d'absorption de l'espèce chimique ciblée, comme pour la SDLA, mais le courant est en plus sur-modulé à des fréquences pouvant aller jusqu'à quelques MHz. Mathématiquement le courant laser prend alors la forme

$$I(t) = I_0(t) + \sum_k i_k \cos(k\omega t + \phi_k) \quad (3.2)$$

où I_0 représente la variation lente du courant due à la rampe, i_k l'amplitude de la modulation de pulsation ω_k et de phase ϕ_k . Le paramètre i_1 est l'amplitude de modulation appliquée au courant laser. Les paramètres $i_k, k \geq 2$ et ϕ_k dépendent du laser utilisé, et sont donc à caractériser en amont de la mesure spectroscopique. De plus, en pratique les amplitudes i_k deviennent rapidement négligeables pour des valeurs de k élevées, et le courant est généralement noté :

$$I(t) = I_0(t) + i_1 \cos(\omega t + \phi_1) + i_2 \cos(2\omega t + \phi_2) \quad (3.3)$$

La fonction de transmission du milieu à mesurer peut être décomposée en série de Fourier et prend la forme

$$\tau(\nu(t)) = I/I_0 = \exp(-PS_j(T)Lx_i\Phi_j) = \sum_{k=0}^{k=+\infty} H_k(\bar{\nu}, a) \cos(k\omega t) \quad (3.4)$$

où $\nu(t) = \bar{\nu} + a \cos(k\omega t)$ est la fréquence instantanée du laser, $S_j(T)$ est l'intensité de la raie d'absorption ciblée j à la température T , P est la pression totale, x_i la fraction molaire de l'espèce chimique absorbante i , L la longueur d'interaction lumière/matière, Φ_j la forme de la raie d'absorption j , $\bar{\nu}$ la fréquence moyenne du laser et a l'amplitude de la modulation de fréquence. Les termes H_k de la décomposition en série de Fourier sont définis à l'aide de la relation de Beer-Lambert comme

$$H_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp \left\{ - \sum_j S_j(T) \cdot \Phi_j(T, P, x, \bar{v} + a \cos \theta) \cdot P \cdot x_i \cdot L \right\} d\theta, \quad (3.5)$$

$$H_{k,k>0} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp \left\{ - \sum_j S_j(T) \cdot \Phi_j(T, P, x, \bar{v} + a \cos \theta) \cdot P \cdot x_i \cdot L \right\} \cos k\theta d\theta, \quad (3.6)$$

Les paramètres $S_j(T)$ et Φ_j peuvent être déduits de données spectroscopiques disponibles dans des bases de données telles que HITRAN [129], listées ci-après :

- ν_t [cm^{-1}] : Nombre d'onde dans le vide de la transition
- S [$cm^{-1}/(molecule.cm^{-2})$] : Intensité de la transition
- γ_{air} [cm^{-1}/atm] : Coefficient d'élargissement de la demi largeur à mi hauteur (DLMH) dans l'air
- γ_{self} [cm^{-1}/atm] : Coefficient d'élargissement de la DLMH du gaz seul
- E'' [cm^{-1}] : Nombre d'onde d'état énergétique bas
- n_{air} [cm^{-1}] : Exposant de dépendance à la température pour γ_{air}
- σ_{air} [cm^{-1}/atm] : Décalage de raie induit par la pression dans l'air
- Q_T : "Total Internal Partition Sum"

Tous ces paramètres sont donnés pour une température de référence de 296 K à l'exception de Q_T , qui dépend de la température [149].

Calcul de l'intensité réelle de la raie d'absorption

La longueur d'onde réelle de la raie d'absorption peut être calculée suivant

$$\nu_t^* = \nu_t + \sigma_{air} \cdot P_{total} \quad (3.7)$$

où P_{total} est la pression atmosphérique totale en atm. L'intensité réelle de la raie d'absorption peut être calculée suivant

$$S^* = S \cdot \left(\frac{Q_{296}}{Q_T} \right) \cdot \frac{\exp(-c_2 \cdot E''/T)}{\exp(-c_2 \cdot E''/296)} \cdot \frac{1 - \exp(-c_2 \cdot \nu_t/T)}{1 - \exp(-c_2 \cdot \nu_t/296)} \quad (3.8)$$

où T est la température de travail en K, $c_2 = c \cdot h/k = 1.43880285 \text{ cm} \cdot \text{K}$ est la seconde constante de radiation du corps noir. La longueur d'interaction peut être introduite suivant

$$S_L = S^* \cdot \frac{B}{B_T} \cdot \frac{296}{T} \cdot N_L \cdot P_{mol} \cdot L \quad (3.9)$$

où B est l'abondance de l'isotope I considéré dans l'atmosphère simulée, B_T l'abondance de l'isotope I dans l'atmosphère terrestre, T la température de travail en K, $N_L = 2.47937196 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ le nombre de Loschmidt à une pression de 1 atm et une température de 296 K, P_{mol} la pression partielle du gaz en atm pour la molécule M et

L la longueur d'interaction en cm. Pour des atmosphères non terrestres uniquement, le rapport B/B_L sera différent de 1.

Calcul de la forme de la raie d'absorption

La demi largeur à mi hauteur de Doppler est calculée suivant

$$\alpha_{Doppler} = \frac{v_t}{c} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot N_A \cdot k \cdot T \cdot \ln(2)}{10^{-3} \cdot W_g}} \quad (3.10)$$

où T est la température de travail, $N_A = 6.02214086 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ la constante d'Avogadro, $k = 1.3806503 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ la constante de Boltzman, c la vitesse de la lumière en m/s, W_g la masse molaire de la molécule M en g/mol. La demi largeur à mi hauteur de Lorentz est calculée suivant

$$\gamma = \left(\frac{296}{T}\right)^{n_{air}} (\gamma_{air} \cdot (P_{total} - P_{mol}) + \gamma_{self} \cdot P_{mol}) \quad (3.11)$$

où γ est la DLMH de Lorentz de la raie considérée, P_{total} la pression atmosphérique totale en atm, P_{mol} la pression partielle de l'isotope I du gaz M en atm. Pour le profil de Lorentz, la DLMH dépend de la proportion du gaz dans l'air.

Les profils de Doppler et Lorentz sont donnés par les formules

$$f_{Doppler}(v) = \sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi \cdot \alpha_{Doppler}^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(v - v^*)^2 \cdot \ln(2)}{\alpha_{Doppler}^2}\right), \quad (3.12)$$

$$f_{Lorentz}(v) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\gamma}{\gamma^2 + (v - v^*)^2} \quad (3.13)$$

Le profil de Voigt est une convolution qui permet de concilier les profils de Lorentz et de Doppler et ainsi mieux représenter le comportement réel des raies d'absorption à basse et haute pression. La forme générale de la fonction est

$$Voigt(x, y) = K(x, y) + iL(x, y) \quad (3.14)$$

$$K(x, y) = \frac{y}{\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-t^2)}{y^2 + (x - t)^2} dt \quad (3.15)$$

$$L(x, y) = \frac{1}{\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(x - t) \cdot \exp(-t^2)}{y^2 + (x - t)^2} dt \quad (3.16)$$

$$x = \frac{\sqrt{\ln(2)} \cdot (v - v_t^*)}{\alpha_{Doppler}} \quad (3.17)$$

$$y = \frac{\sqrt{\ln(2)} \cdot \gamma}{\alpha_{Doppler}} \quad (3.18)$$

La forme spectrale de la raie d'absorption et sa profondeur optique s'expriment alors

$$f_{\text{Voigt}}(\nu) = \frac{\sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi} \cdot \alpha_{\text{Doppler}}} \quad (3.19)$$

$$PO(\nu) = f_{\text{Voigt}}(\nu) \cdot S_L \quad (3.20)$$

Cette profondeur optique s'exprime en cm^{-1} , le paramètre S_L comportant déjà l'information sur la longueur d'interaction. L'utilisation du profil de Voigt est préférable car il offre une meilleure convergence entre la simulation et la mesure pour toutes les conditions de pression et température, cependant, la génération de ce profil entraînant des calculs très longs, un profil de Lorentz sera préféré dans la suite. Ce choix n'est pas impactant pour sur la précision du calcul, comme le montre la fig. 3.13.

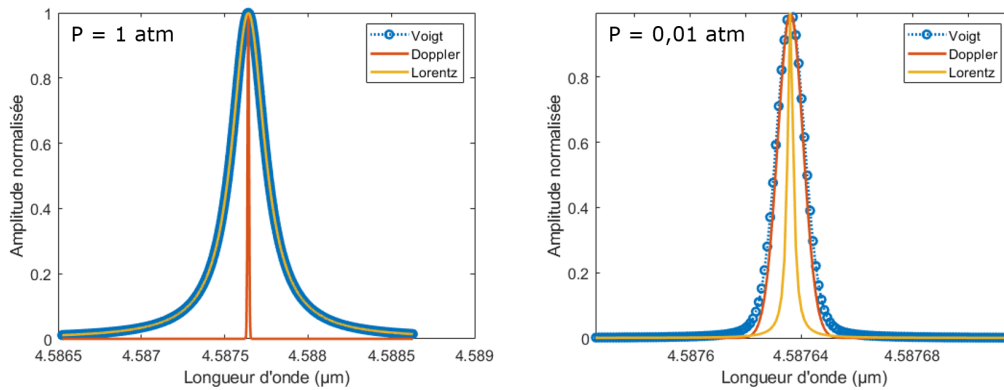


FIGURE 3.13 – Convergence du profil de Voigt en fonction de la pression : comparaison des profils de Voigt (bleu), Doppler (rouge) et Lorentz (jaune) pour des pressions de 1 atm (graphe de droite) et 0.01 atm (graphe de gauche).

La fig. 3.13 fait la comparaison des profils de Voigt (bleu), Doppler (rouge) et Lorentz (jaune) pour des pressions de 1 atm (graphe de droite) et 0.01 atm (graphe de gauche). Ces tracés mettent en évidence les domaines de validité des trois profils : aux très basses pressions, le profil de Voigt converge vers le profil de Doppler, alors qu'aux pressions de l'ordre de celles de l'étude, il est confondu avec le profil de Lorentz. Ainsi, dans nos conditions de travail, l'utilisation du profil de Lorentz pour augmenter la vitesse de calcul se fait sans contrepartie sur la précision des résultats.

Le signal du détecteur est généré en multipliant le signal laser (eq. 3.3) par la fonction de transmission (eq. 3.4). Seuls les 5 premiers H_k seront utilisés. Le signal du détecteur est alors multiplié par $\cos(\omega t)$ et $\sin(\omega t)$ pour générer les composantes X_{1f} et Y_{1f} du signal de détection synchrone, et par $\cos(2\omega t)$ et $\sin(2\omega t)$ pour générer les composantes X_{2f} et Y_{2f} . Le principe de la détection synchrone est de transposer un signal de la bande de base vers les hautes fréquences. Un signal en bande de base est un signal qui est émis directement sur un canal de transmission. Ce signal est caractérisé par une composante continue et une composante variable à faible fréquence, et

est par conséquent fortement impacté par les bruits de source et électronique qui sont proportionnels à $1/f$, f étant la fréquence du signal. Pour s'affranchir de ce bruit, il est possible de sur-moduler le signal à transmettre, lui appliquant une onde porteuse à haute fréquence, transposant ainsi le spectre du signal vers un domaine spectral à faible bruit, comme illustré sur la fig. 3.14.

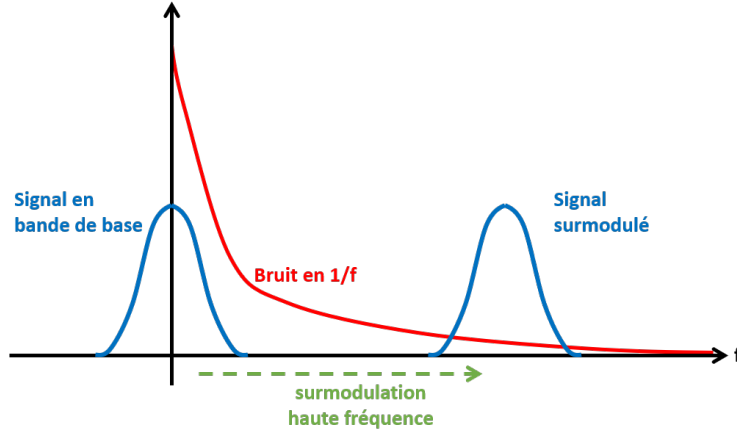


FIGURE 3.14 – Principe de sur-modulation pour la détection synchrone.

La fig. 3.14 présente le principe de sur-modulation du signal à transmettre pour s'affranchir du bruit électronique, faible à hautes fréquences. C'est ce procédé qui est utilisé dans la SMLO quand le signal modulé à haute fréquence est superposé au balayage à basse fréquence de la raie d'absorption. A la réception, le signal est démodulé pour isoler la composante continue ou basse fréquence qui contient l'information utile. Dans le cas de la SMLO $2f/1f$, ce sont les composantes des signaux de première et seconde harmonique qui sont extraits. Ces composantes peuvent s'exprimer sous la forme

$$X_{1f} = \frac{GI_0}{2} \left[H_1 + i_1 \left(H_0 + \frac{H_2}{2} \right) \cos \phi_1 + \frac{i_2}{2} (H_1 + H_3) \cos \phi_2 \right] \quad (3.21)$$

$$Y_{1f} = -\frac{GI_0}{2} \left[i_1 \left(H_0 - \frac{H_2}{2} \right) \sin \phi_1 + \frac{i_2}{2} (H_1 - H_3) \sin \phi_2 \right] \quad (3.22)$$

$$X_{2f} = \frac{GI_0}{2} \left[H_2 + \frac{i_1}{2} (H_1 + H_3) \cos \phi_1 + i_2 \left(H_0 + \frac{H_4}{2} \right) \cos \phi_2 \right] \quad (3.23)$$

$$Y_{2f} = -\frac{GI_0}{2} \left[\frac{i_1}{2} (H_1 - H_3) \sin \phi_1 + i_2 \left(H_0 - \frac{H_4}{2} \right) \sin \phi_2 \right] \quad (3.24)$$

où G est le gain de l'amplificateur à détection synchrone. Il est indiqué mais pas forcément utile parce que les signaux seront normalisés, et donc cette composante sera simplifiée. Le module des signaux $R_{kf} = \sqrt{X_{kf}^2 + Y_{kf}^2}$ est alors calculé, et le signal normalisé peut être exprimé sous la forme

$$2f/1f = \sqrt{\left[\left(\frac{X_{2f}}{R_{1f}} \right) - \left(\frac{X_{2f}}{R_{1f}} \right)_{bg} \right]^2 + \left[\left(\frac{Y_{2f}}{R_{1f}} \right) - \left(\frac{Y_{2f}}{R_{1f}} \right)_{bg} \right]^2} \quad (3.25)$$

où les signaux de fond notés bg pour "background" sont les signaux prélevés en l'absence de mesurande et qui prennent en compte tous les phénomènes d'absorption et de modulation non linéaire du signal qui ne sont pas liés au flux gazeux d'intérêt. Le signal de mesure normalisé est alors comparé à un signal simulé pour déduire la pression partielle du gaz mesuré

$$P_{i,mes} = \frac{(2f/1f)_{i,mes}}{(2f/1f)_{i,sim}} P_{i,sim} \quad (3.26)$$

Dans le cas où la pression totale du milieu est bien connue, alors on peut remplacer la pression partielle P_i par la fraction molaire x_i . La non connaissance de la température et de la pression du milieu gazeux impacteront la fiabilité de la mesure, puisque l'intensité d'absorption dépend de la température, et que la forme de la raie d'absorption dépend de la pression. Il est cependant possible de déduire la température d'une mesure à deux longueurs d'ondes différentes pour le même gaz : le rapport entre les deux mesures dépend alors uniquement de la température [52]. C'est de l'utilisation de cette référence calculatoire que découle l'appellation "sans étalonnage".

Comme le montrent les équations 3.21 à 3.24, le paramètre influant la simulation est principalement l'amplitude de modulation linéaire. Les autres paramètres de modulation dépendant du laser utilisé, ils seront choisis arbitrairement ou correspondront à un laser réel, dans la suite de cette étude. L'indice de modulation, noté m , est défini comme le rapport entre l'amplitude (en fréquence) de la modulation du signal et la demi largeur à mi hauteur (DLMH) de la raie d'absorption, comme représenté à la fig. 3.15

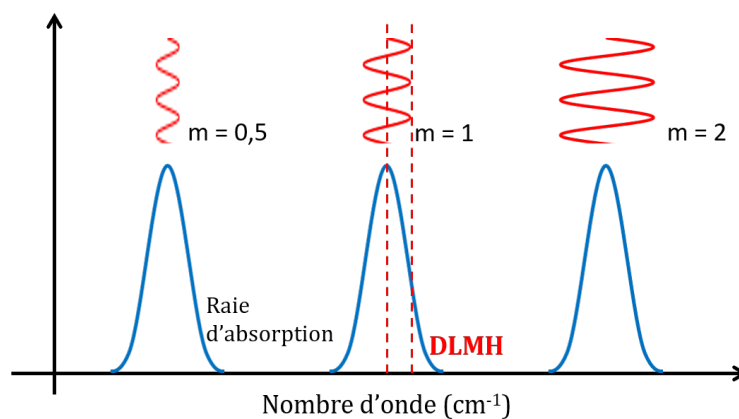


FIGURE 3.15 – Amplitude de la modulation de longueur d'onde en fonction de l'indice de modulation.

D'autre part, il est possible de jouer aussi, bien que légèrement, sur la longueur d'interaction lumière/gaz, pour tenter d'optimiser les conditions de mesure. Ces deux paramètres - indice de modulation et longueur d'interaction - seront donc les deux variables dont l'impact sur le signal $2f/1f$ sera exploré dans la suite de l'étude. Le signal $2f/1f$ simulé pour une concentration quelconque fera office de signal "de mesure" dans la suite de cette étude, en opposition avec des signaux générés pour des concentrations connues, qui seront utilisés comme signaux de référence.

3.3.2 Validation du code Matlab

Avant d'appliquer ces équations à notre cas de figure, il convient de vérifier leur fonctionnement sur un cas de la littérature. Dans leur travail sur le développement de la technique SMLO "sans étalonnage" par normalisation du signal $2f$, *Rieker et al.* réalisent la mesure de la transition R50 du CO_2 à 5007.8 cm^{-1} ($1.997 \mu\text{m}$), à une température de 600 K et une pression de 0.26 atm [52]. Les paramètres donnés par la base HITRAN pour cette raie d'absorption sont $\nu_{t,R50} = 5007.787062 \text{ cm}^{-1}$, $S_{R50} = 5.40510 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^{-1} / (\text{molecule} \cdot \text{cm}^{-2})$, $\gamma_{air,R50} = 0.0671 \text{ cm}^{-1} / \text{atm}$, $\gamma_{self,R50} = 0.073 \text{ cm}^{-1} / \text{atm}$, $E''_{R50} = 994.1913 \text{ cm}^{-1}$, $n_{air,R50} = 0.73 \text{ cm}^{-1}$ et $\sigma_{air} = -.006129 \text{ cm}^{-1} / \text{atm}$; à cette température le paramètre Q_{T,CO_2} est égal à 877.645. La mesure est réalisée pour une concentration de 7.7 % (pression partielle de 0.02 atm), sur une longueur d'interaction présumée de 23 cm : l'article en question ne précise pas la longueur d'interaction, mais un autre article présentant les installations de tests laisse penser que cette valeur est la longueur utilisée [150]. L'indice de modulation conseillé est de 2.2. Une comparaison des signaux de mesure obtenus dans cette publication et des signaux simulés dans le cadre de ce travail est présentée à la fig. 3.16.

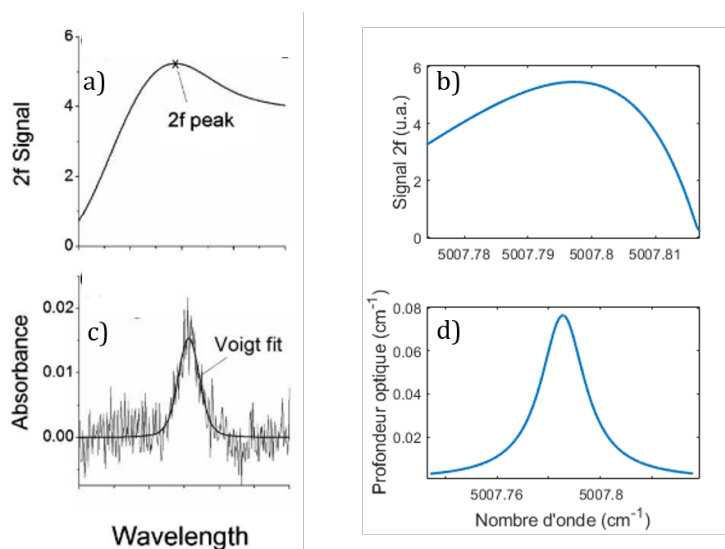


FIGURE 3.16 – Comparaison entre simulation dans le cadre de ce travail et résultats de la littérature : Signal $2f$ mesuré extrait de la littérature (a) et calculé dans ce travail (b). Raie d'absorption de référence pour la publication (c) et la simulation (d) (adapté de [52]).

La fig. 3.16 présente la comparaison des signaux $2f$ ($R_{2f} = \sqrt{X_{2f}^2 + Y_{2f}^2}$) dans le cas d'une mesure de la littérature (a) et du calcul analytique de notre travail (b). La forme de la raie d'absorption est donnée via mesure par absorption directe (c) et calcul (d). L'amplitude des signaux $2f$ de la publication et des résultats simulés dans ce travail sont comparables en termes d'amplitude et de forme, et, bien que les axes des abscisses ne sont pas précisées pour la mesure, nous pouvons présumer de la validité du modèle de simulation.

3.3.3 Adaptation à la mesure du CO

L'adaptation de la méthode SMLO à la détection de gaz d'échappement de moteurs d'avions civils sera illustrée dans le cas du monoxyde de carbone CO. En effet, il fait partie des gaz présents à l'état de trace dans le flux de combustion, les plus difficiles à mesurer, et est naturellement présent dans la fenêtre de transmission de la fibre AR présentée au Chapitre 2. La transition R9 du monoxyde de carbone CO à $4.5876 \mu\text{m}$ (2179.8 cm^{-1}) est la raie d'absorption sélectionnée pour la suite de l'étude. Les paramètres donnés par la base HITRAN pour cette raie d'absorption sont $\nu_{t,R9} = 2179.771887 \text{ cm}^{-1}$, $S_{R9} = 4.162 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-1} / (\text{molecule} \cdot \text{cm}^{-2})$, $\gamma_{air,R9} = 0.058 \text{ cm}^{-1} / \text{atm}$, $\gamma_{self,R9} = 0.064 \text{ cm}^{-1} / \text{atm}$, $E''_{R9} = 172.97800 \text{ cm}^{-1}$, $n_{air,R9} = 0.75 \text{ cm}^{-1}$ et $\sigma_{air} = -0.00255 \text{ cm}^{-1} / \text{atm}$. Cette raie modélisée par un profil de Lorentz est présentée à la fig. 3.17.

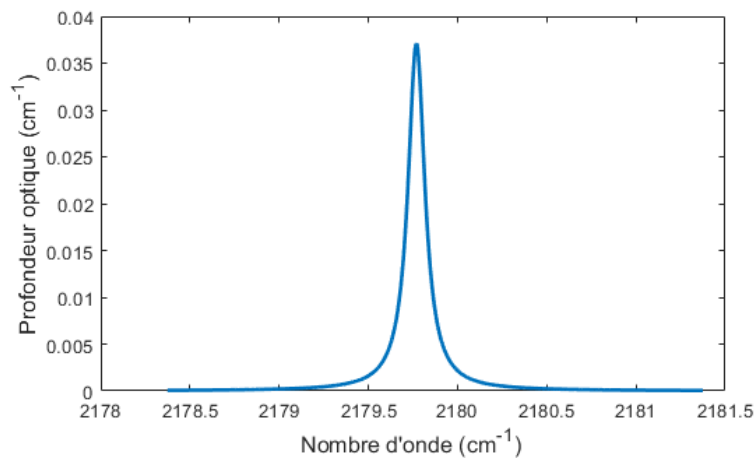


FIGURE 3.17 – Profondeur optique de la raie d'absorption R9 du monoxyde de carbone CO à 2179.8 cm^{-1} , calculée à 300 K et 1 atm pour une concentration de 10 ppm.

La fig. 3.17 représente la profondeur optique de la raie d'absorption R9 du monoxyde de carbone CO à 2179.8 cm^{-1} , calculée à 300 K et 1 atm pour une concentration de 10 ppm. La raie est tracée sur une plage d'environ 3 cm^{-1} qui correspond à la plage d'accordabilité du laser envisagé pour cette étude : un QCL DFB uniMir de la société mirSense (voir Annexe E). Le signal normalisé $2f/1f$ calculé pour cette raie d'absorption prend la forme présentée à la fig. 3.18.

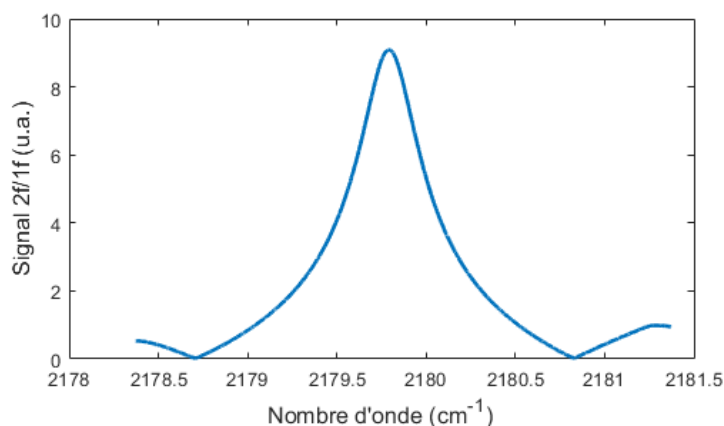


FIGURE 3.18 – Signal $2f/1f$ de la raie d'absorption calculé à 300 K et 1 atm, pour une concentration de 10 ppm, un indice de modulation de 0.2 et une longueur d'interaction de 60 cm.

La fig. 3.18 présente le signal $2f/1f$ simulé à 300 K et 1 atm, pour une concentration de 10 ppm, un indice de modulation de 0.2 et une longueur d'interaction de 60 cm. Les hypothèses de calcul sont une absence de modulation d'ordre 2 du signal laser, un déphasage de $\pi/2$ pour la modulation d'ordre 1, et un rapport entre la fréquence de modulation et la fréquence de balayage $f_{mod}/f_{scan} = 10^2$. Les valeurs de fréquence ne sont pas importantes, puisque les signaux sont générés sur une plage temporelle dépendant de la fréquence du balayage. Cependant, l'écart de fréquence est limité par le nombre de points d'échantillonnage possibles - à cause de théorème de Shannon - lui même limité par la capacité de la machine.

L'évolution de l'amplitude du signal de $2f/1f$ en fonction de la concentration est représentée sur la fig. 3.19.

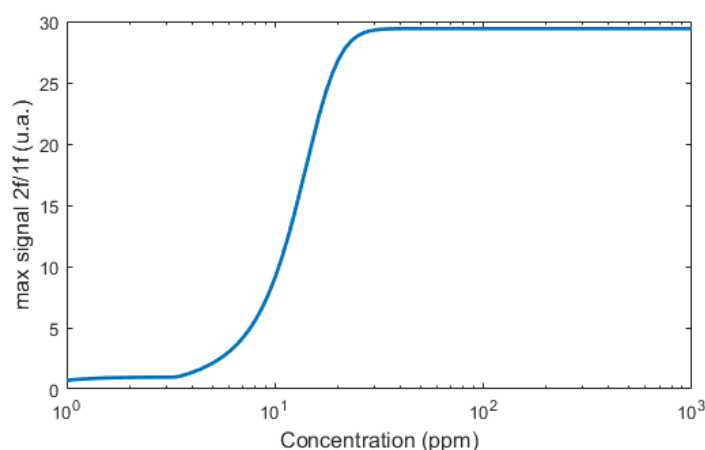


FIGURE 3.19 – Évolution de l'amplitude du signal $2f/1f$ en fonction de la concentration allant de 1 ppm à 1000 ppm, pour un indice de modulation de 1 et une longueur d'interaction de 60 cm.

La fig. 3.19 présente l'évolution de l'amplitude du signal $2f/1f$ en fonction de la

concentration allant de 1 ppm à 1000 ppm, pour un indice de modulation de 0.2 et une longueur d'interaction de 60 cm. Pour mesurer une valeur de concentration, l'amplitude du signal présenté à la fig. 3.18 doit être comparé à cette courbe de référence. Plus la courbe de référence a de points, et plus l'incertitude sur la mesure sera faible. Il faut aussi que la courbe de référence soit strictement monotone, de façon à ce que n'importe quelle valeur de mesure puisse correspondre à une valeur distincte de référence. Sur la fig. 3.19, l'amplitude du signal est croissante jusqu'à une concentration de 30 ppm, et présente un plateau jusqu'à 1000 ppm : toute concentration du gaz de mesure supérieure à 30 ppm ne pourra être discernée. Il faut chercher des valeurs d'indice de modulation et de longueur d'interaction pour lesquelles la mesure est réalisable quelle que soit la concentration.

3.3.4 Influence de la longueur d'interaction

La longueur d'interaction lumière/gaz est le premier paramètre d'intérêt à étudier. Son impact sur le signal de mesure est présenté à la fig. 3.20.

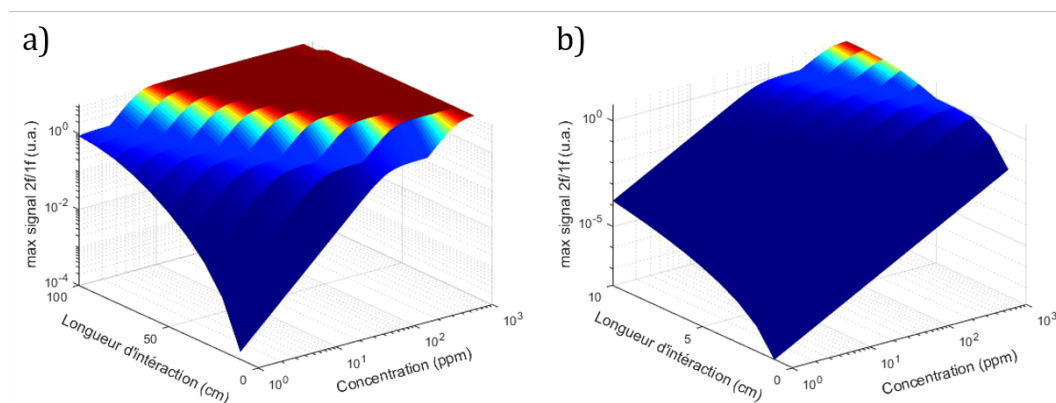


FIGURE 3.20 – Évolution de l'amplitude du signal $2f/1f$ en fonction de la concentration allant de 1 ppm à 1000 ppm, pour un indice de modulation de 0.2 et une longueur d'interaction allant de 10 à 100 cm (a) et de 1 à 10 cm (b).

La fig. 3.20 présente l'évolution de l'amplitude du signal $2f/1f$ en fonction de la concentration de CO allant de 1 ppm à 1000 ppm, pour un indice de modulation de 0.2 et une longueur d'interaction allant de 10 à 100 cm (a) et de 1 à 10 cm (b). L'amplitude est représentée sur une échelle logarithmique, pour mettre en évidence les zones de croissance et les zones d'inertie. Pour des distances d'interaction de plus de 10 cm, le signal de mesure plafonne rapidement pour des concentrations de plus de 100 ppm (la concentration de CO attendue est comprise entre 0 et 500 ppm). L'évolution de l'amplitude du signal est monotone pour des longueurs d'interactions comprises entre 4 cm et 10 cm sur toute la plage de concentrations considérée. Particulièrement, entre 8 cm et 10 cm, le signal atteint plus de 80 % de sa valeur maximale, il y a donc une large plage de valeurs référence disponibles.

3.3.5 Influence de l'indice de modulation

L'indice de modulation est le second paramètre d'intérêt à étudier. Son impact sur le signal de mesure est présenté à la fig. 3.21.

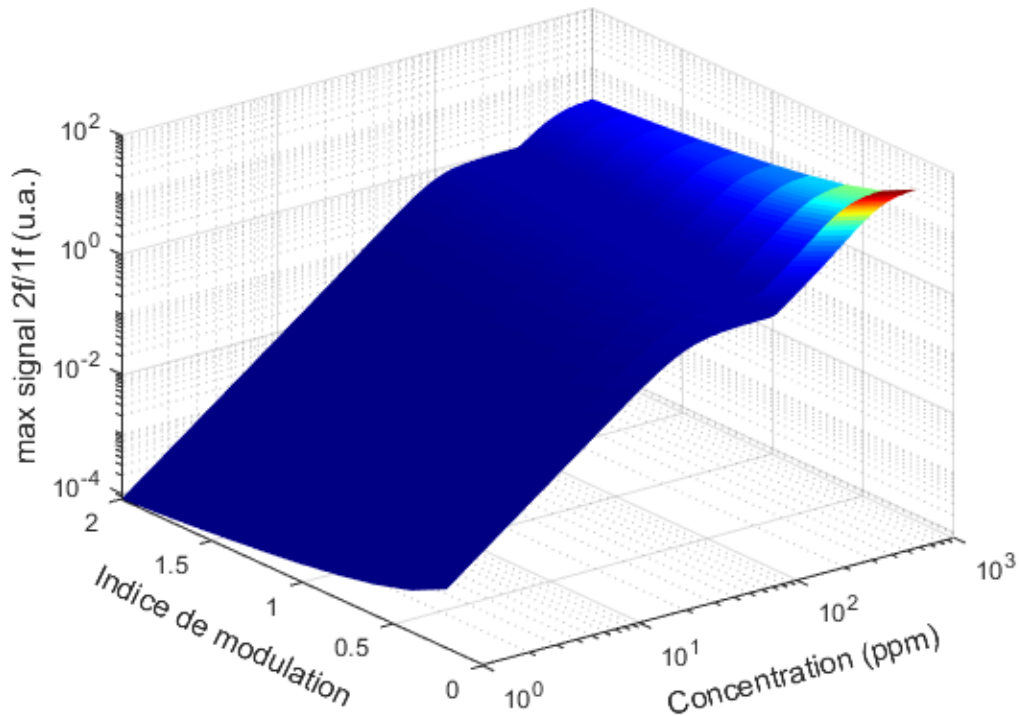


FIGURE 3.21 – Évolution de l'amplitude du signal $2f/1f$ en fonction de la concentration allant de 1 ppm à 1000 ppm, pour un indice de modulation allant de 0.2 à 2 et une longueur d'interaction de 10 cm.

La fig. 3.21 présente l'évolution de l'amplitude du signal $2f/1f$ en fonction de la concentration allant de 1 ppm à 1000 ppm, pour un indice de modulation allant de 0.2 à 2 et une longueur d'interaction de 10 cm. La longueur d'interaction a été choisie de façon à maximiser la plage de valeurs sur laquelle évolue l'amplitude du signal. Il apparaît que cette amplitude augmente quand l'indice de modulation diminue. Bien que l'étendue de sa gamme d'évolution reste sensiblement la même (environ 5 ordres de grandeur), il est préférable de travailler pour des valeurs d'indice de modulation qui maximisent les signaux observés, 0.2 dans notre cas. De telles valeurs d'indice de modulation ne sont pas courantes, mais il existe des exemples de mesures réalisées avec des valeurs inférieures [53] : dans ce cas particulier, une mesure de CO_2 est réalisée à $2.35 \mu\text{m}$, pour une température de 580 K et une pression de 8 atm, l'indice de modulation étant d'environ 0.1.

Les valeurs prises par le signal normalisé $2f/1f$ étant très faibles pour de faibles valeurs de concentration, il est important de vérifier l'impact des paramètres environnementaux - pression et température - sur cette valeur. Quantifier leur influence

permettra de prévoir quel degré de précision sur leur connaissance est nécessaire pour une mesure représentative de la valeur de concentration réelle.

3.3.6 Influence de la température et de la pression

L'évolution de l'amplitude du signal $2f/1f$ en fonction de la pression et de la température du gaz est présentée à la fig. 3.22.

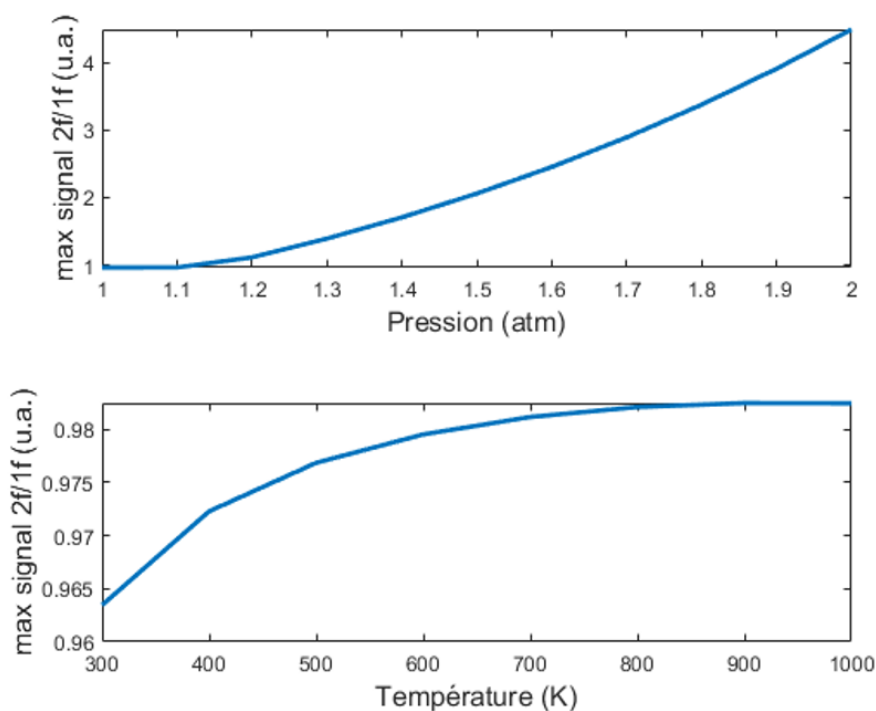


FIGURE 3.22 – Évolution de l'amplitude du signal $2f/1f$ en fonction de la pression (haut, $T = 300$ K) et de la température (bas, $P = 1$ atm), pour une concentration de 100 ppm, un indice de modulation de 0.2 et une longueur d'interaction de 10 cm.

La fig. 3.22 représente l'évolution de l'amplitude du signal $2f/1f$ en fonction de la pression (courbe du haut, $T = 300$ K) et de la température (courbe du bas, $P = 1$ atm) pour une concentration de 100 ppm, un indice de modulation de 0.2 et une longueur d'interaction de 10 cm. Entre 1 et 2 atm, la valeur de l'amplitude du signal peut varier du simple au quadruple. Typiquement, une valeur entrée de 100 ppm à une pression de 2 atm comparée à une référence à 1 atm donne une mesure de 265 ppm, soit une erreur relative de 62.3 %. Parallèlement, pour des températures variant entre 300 et 1000 K, l'amplitude du signal de mesure évolue très peu (0.02), n'entraînant pas d'erreur de mesure.

Il faut donc vérifier quel degré d'incertitude sur la valeur de pression est acceptable pour que la mesure reste précise. Autrement dit, il faut quantifier quelle différence entre la pression réelle et la pression estimée entraîne une erreur sur la mesure, c'est à dire un point de mesure qui ne correspond pas à l'intervalle de référence

dans lequel la concentration réelle se trouve. Il convient tout d'abord de calculer quel écart de l'amplitude du signal $2f/1f$ entraîne une mauvaise estimation de la valeur de concentration. Ce calcul est présenté à la fig. 3.23.

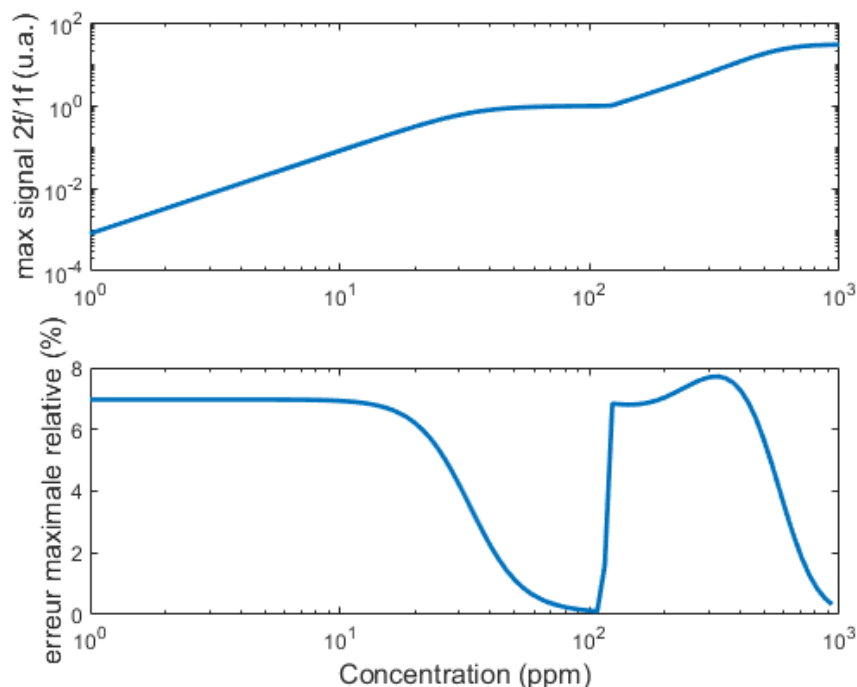


FIGURE 3.23 – Évolution de l'amplitude du signal $2f/1f$ en fonction de la concentration (haut) et erreur permise sur l'amplitude du signal en fonction de la concentration (bas). Les calculs sont réalisés pour un indice de modulation de 0.2 et une longueur d'interaction de 10 cm.

La fig. 3.23 présente la courbe de référence du signal $2f/1f$ en fonction de la concentration de CO (haut). Cette courbe est extraite de la fig. 3.21 pour un indice de modulation de 0.2. La courbe du bas représente l'erreur relative acceptable sur une mesure de concentration réalisée à partir de cette courbe de référence. C'est la valeur maximale d'erreur qui garantit qu'un point de mesure pour une concentration donnée soit comparé avec les points de référence qui encadrent cette concentration, et dépend donc du nombre de points de la courbe de référence, ici 100, répartis de façon logarithmique entre 1 et 1000 ppm. Plus le coefficient directeur de la courbe est fort, et plus l'erreur tolérée est grande. Ainsi, dans des conditions de mesure et de référence identiques, pour une concentration référence de 10 ppm, un écart de 7 % est toléré sur le signal de mesure. Par contre, pour une concentration de 100 ppm, aucun écart n'est acceptable, car la courbe de référence est presque plane.

Pour lier cette erreur à la connaissance de la pression de mesure, il faut considérer la fig. 3.22, qui donne l'évolution de l'amplitude du signal $2f/1f$ avec la pression entre 1 et 2 atm (courbe du haut). Cette courbe étant presque linéaire entre 1.1 et 2 atm, on peut considérer qu'un écart de 7 % entre deux valeurs du signal représente un écart de 0.1 atm, soit entre 5 et 10 % de la valeur de pression. Pour s'assurer d'une bonne

précision sur la mesure de concentration, il faut donc connaître la pression du flux gazeux au point de mesure avec une précision de 5 %.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la méthode de spectroscopie par modulation de longueur d'onde, et plus précisément la méthode "sans calibration" basée sur l'exploitation des première et seconde harmoniques du signal de mesure. Des longueurs d'ondes propices à la mesure de chaque espèce ont été mises en évidence : particulièrement, le monoxyde de carbone CO sera mesuré à $4.5876 \mu\text{m}$. Les oxydes d'azote pourront être mesurés aux longueurs d'onde de $5.23 \mu\text{m}$ (NO) et $6.13 \mu\text{m}$, $3.5 \mu\text{m}$ ou $3.42 \mu\text{m}$ NO_2 . La mesure de CO_2 pourra être réalisée autour de $4.1 \mu\text{m}$, où son absorption est similaire aux raies les plus intenses des autres gaz. Le tableau 3.2 recense les longueurs d'onde propices pour les gaz à mesurer, ainsi que leur participation respective à l'absorption totale du mélange gazeux à ces longueurs d'onde.

Molécule	Longueur d'onde	Absorption	% abs. tot.
CO	$4.58 \mu\text{m}$	$1.4 \cdot 10^{-2} \text{cm}^{-1}$	90 %
NO	$5.23 \mu\text{m}$	$4.7 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-1}$	80 %
NO_2	$6.13 \mu\text{m}$	$3.5 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-1}$	62 %
	$3.5 \mu\text{m}$	$2.8 \cdot 10^{-5} \text{cm}^{-1}$	75 %
	$3.42 \mu\text{m}$	$2.7 \cdot 10^{-5} \text{cm}^{-1}$	60 %
CO_2	$4.1 \mu\text{m}$	$1.1 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-1}$	98 %

TABLE 3.2 – Longueurs d'ondes propices à la mesure des gaz.

Les équations analytiques permettant de générer le signal simulé ont été présentées, et l'impact des principaux paramètres de mesure a été évalué. Des valeurs de ces paramètres propices à la mesure du CO sur la plage de concentrations allant de 1 à 1000 ppm ont été calculées. L'effet de l'incertitude sur les paramètres environnementaux - pression et température - sur la fiabilité de la mesure a été estimé. Ainsi, il faut privilégier une courte longueur d'interaction, idéalement 10 cm, ainsi que de faibles indices de modulation pour maximiser l'amplitude du signal $2f/1f$ et la plage de concentrations sur laquelle la mesure est réalisable. La non connaissance de la température, pour la mesure de CO , n'a pas d'impact sur la précision de la mesure, tandis qu'il faut s'assurer de connaître la pression du flux de combustion au point de mesure avec une précision de 5 %.

Dans les calculs présentés dans ce chapitre, le gaz CO est considéré comme étant le seul élément absorbant du mélange gazeux. Une prochaine étape serait d'ajouter l'absorption des autres gaz du mélange au signal et de vérifier leur influence sur la mesure du CO . Idéalement, il faudrait mener cette étude pour tous les gaz d'intérêt, et vérifier que les paramètres optimaux correspondant au CO soient aussi propices à leurs mesures.

D'autre part, le laser prévu pour l'expérimentation ayant été obtenu peu avant la fin du contrat de thèse, des mesures réelles n'ont pas pu être réalisées pour valider le modèle analytique. Ces mesures seront, entre autres, l'objet des travaux qui seront réalisés dans le cadre de la continuation de ce projet et devraient permettre de connaître la répétabilité et la limite de détection du capteur sur table.

4/ Vers l'intégration du capteur dans un système de mesure embarqué

Sommaire du chapitre

4.1	Interrogateur embarqué	111
4.1.1	Couplage QCL/fibre optique	113
4.1.2	Circulation du signal de mesure	114
	Isolateurs pour le MIR	115
	Coupleurs pour le MIR	116
	Circulateurs pour le MIR	116
4.2	Harnais de transmission	117
4.2.1	Protection de la fibre à forte température	118
4.3	Sonde en flux gazeux	119
4.3.1	Transmission du signal	119
	Interaction lumière/gaz	119
4.3.2	Protection et nettoyage des surfaces optiques	120
	Protection active	120
	Protection passive	122
4.4	Budget optique du système	123
4.5	Conclusion	124

Ce chapitre fait office de réflexion sur l'intégration des éléments étudiés précédemment dans un système de mesure *in situ*. Les chapitres précédents ont établi la pertinence de la SMLO pour la mesure des gaz d'échappements du moteur d'avion, et l'attrait de la fibre AR en silice dans une chaîne de mesure MIR exposée à de fortes températures. La fibre en verre fluoré pour le MIR a aussi été mentionnée, pour ses faibles pertes de transmission, comme alternative intéressante à la fibre AR dans les zones de température modérée ($< 300^{\circ}\text{C}$), ce qui représente la majorité du chemin optique. La fig. 4.1 présente un diagramme de la chaîne de mesure et des principales briques technologiques la composant.

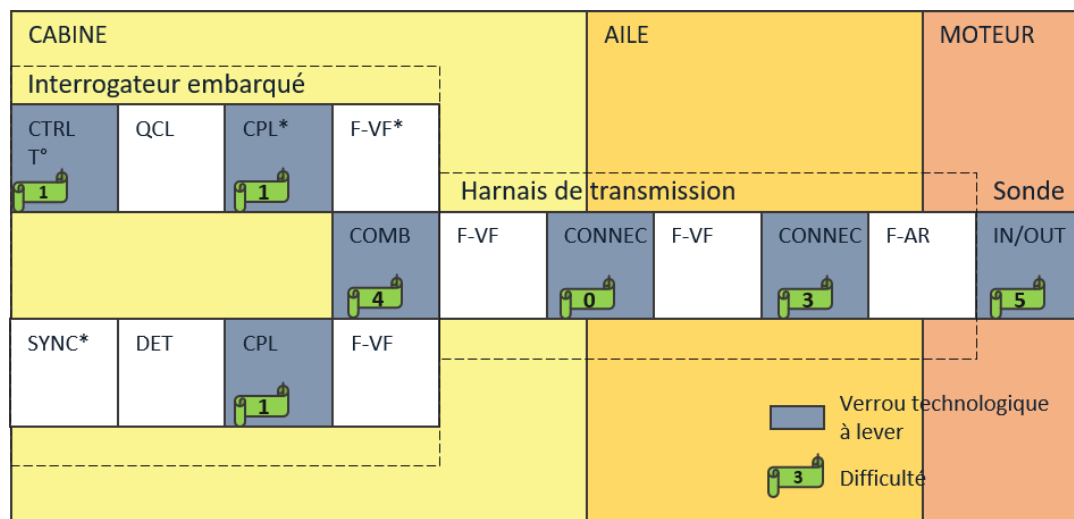


FIGURE 4.1 – Diagramme du système de mesure et des principales briques technologiques le composant. Dans la légende : CTRL T = contrôle température, QCL = laser à cascade quantique, CPL = couplage, F-VF = fibre en verre fluoré, SYNC + DET = étage de détection synchrone, COMB = combinaison des signaux, CONNEC = connecteur, F-AR = fibre AR, IN/OUT = interface d'interaction lumière/gaz. Chaque verrou technologique (briques en gris) est accompagné d'une estimation de sa complexité sur une échelle de 0 à 5 (0 étant le niveau le plus bas).

La fig. 4.1 donne un aperçu d'une mise en oeuvre possible de la chaîne de mesure, sous forme de schéma bloc. Chaque bloc représente une brique technologique du système dans son environnement de fonctionnement. Les blocs grisés correspondent aux technologies non encore maîtrisées dans le cadre de cette étude. Une estimation de la difficulté associée au déverrouillage de ces briques technologiques, ainsi que de leur importance dans la chaîne de mesure, est donnée (drapeaux verts) sur une échelle de 1 à 5 (1 étant le niveau le plus bas). Les critères d'évaluation sont l'existence d'une solution similaire dans la littérature, la quantité de ressources nécessaires à leur maturation technologique, le caractère indispensable ou facultatif de la brique pour le bon fonctionnement du système. Par exemple, la connexion entre fibres VF ne présente pas de difficulté particulière, n'étant qu'un connecteur avionique standard, et sa présence dans la chaîne de transmission dépend de l'éventuelle

nécessité d'une coupure entre deux tronçons de fibres de même nature. En parallèle, la sonde moteur est un élément central du capteur, et bien que des exemples de sondes pour environnements sévères existent dans le commerce, sa conception pour notre application n'est pas immédiate, et requiert une validation dans des conditions représentatives de l'échappement moteur. Dans ce chapitre, l'hypothèse de départ est une chaîne de mesure multi-longueurs d'onde pour un unique moteur d'avion. L'avion type est un Airbus A320-200 équipé d'un moteur CFM56-5A (le moteur CFM-56 est le moteur le plus courant dans l'aviation civile) ce qui permet de définir une longueur du canal de transmission, comme le montre la fig. 4.2.

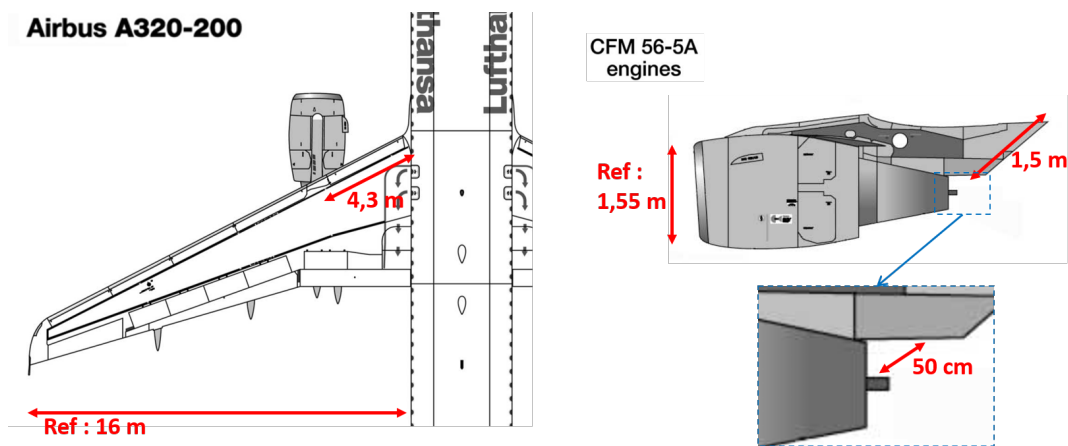


FIGURE 4.2 – Dimensions du trajet optique dans un avion moyen-courrier. L'avion exemple est un Airbus A320-200 équipé d'un moteur CFM58-5A.

La fig. 4.2 donne une idée du trajet du signal optique dans le corps de l'avion, ainsi que de la position de la sonde optique dédiée à la transduction. Ainsi la longueur aller/retour parcourue par le signal optique sur un avion moyen courrier ne devrait excéder la vingtaine de mètres, en prenant en compte les éventuelles courbures et détours, ce qui devrait être discuté avec des fabricants et intégrateurs de moteurs pour l'aéronautique. L'objectif est d'explorer des éléments de la littérature et du marché adressant les différents verrous technologiques mentionnés. Chaque verrou sera présenté, expliqué, et des solutions seront explorées.

4.1 Interrogateur embarqué

L'interrogateur est le premier élément de la chaîne de mesure. Son rôle est d'émettre, distribuer et réceptionner les signaux de mesure, puis d'envoyer le résultat aux systèmes qui en ont l'utilité. Il doit aussi prendre le moins de place possible dans la baie dédiée aux autres outils qui y cohabitent dans l'avion, et fournir aux éléments électroniques qu'il contient un environnement propice à leur fonctionnement. Pour rappel, la baie électronique de la cabine passager est soumise aux conditions recensées dans le tableau 4.1 (voir aussi fig. 1.5).

Température	Nominal Pic Repos au sol	-15 à +55°C +70°C -55 à +85°C
Choc de température		2°C/min
Pression		57.2 à 107kPa
Vibration		0.003g ² /Hz max
Choc mécanique	Nominal Crash	6g, 1/2 sinusoïdale, 11ms 15g, 1/2 sinusoïdale, 11ms
Humidité		88% à 38°C, 16h

TABLE 4.1 – Condition de vie dans la baie électronique de cabine [10].

Les conditions environnementales indiquées dans le tableau 4.1 restent sensiblement inchangées depuis la publication de cet article en 1999 [10], et sont donc largement maîtrisées pour les équipements avioniques. Pour la température notamment, ce sont des conditions standard de fonctionnement pour des dispositifs industriels. La fig. 4.3 présente quelques exemples de boîtiers de traitement du signal conçus pour l'aéronautique [151].



FIGURE 4.3 – Boîtiers électroniques pour l'aviation : de gauche à droite évolution des itérations d' "interrogateur smart" [151].

La fig. 4.3 présente des exemples de boîtiers de traitement du signal dédiés à des systèmes de mesure optique pour l'aéronautique. Elle illustre le besoin constant d'éléments de plus en plus compacts dans les baies avioniques. Ce but ne doit pas être poursuivi aux dépens du budget optique du système. Cela signifie que la miniaturisation des différentes fonctions de l'interrogateur ne doit pas trop impacter sa puissance optique de sortie. Récemment, les limites de la compactisation ont été repoussées par des acteurs industriels, qui ont développé un interrogateur Bragg de la taille d'une clef USB [152]. Les principales sources de pertes se font au couplage laser/fibre optique, et à l'étage de distribution du signal. Parallèlement, pourvoir une température de fonctionnement basse aux sources laser permet d'augmenter leur puissance d'émission.

4.1.1 Couplage QCL/fibre optique

Le couplage d'un faisceau laser dans une fibre optique entraîne des pertes dues principalement à sa non circularité, et aux réflexions de Fresnel créées à la face d'injection de la fibre. Ces réflexions, de plus, perturbent le bon fonctionnement du laser. L'impact de ces réflexions sur la stabilité de la source optique est facilement évitable dans un montage en espace libre, en utilisant des surfaces optiques inclinées, qui dévient le faisceau mais ne réduisent pas les pertes. La réduction constante de l'encombrement dans les interrogateurs mène à l'utilisation de composants fibrés. Dans ce cas, il est possible de fortement réduire les réflexions de Fresnel en appliquant un revêtement anti-reflets sur la face d'injection de la fibre. De tels revêtements représentent un sujet de recherche actuel et permettent d'atteindre des taux de couplage de 98 % du laser vers la fibre (de 17 % à 0.37 % de réflexion à 4.55 μm sur une fibre en verre de chalcogénure) [153, 154]. Des solutions fibrées (ou "fibrables") existent déjà dans le commerce, avec ou sans revêtement anti-reflet, comme le montre la fig. 4.4.

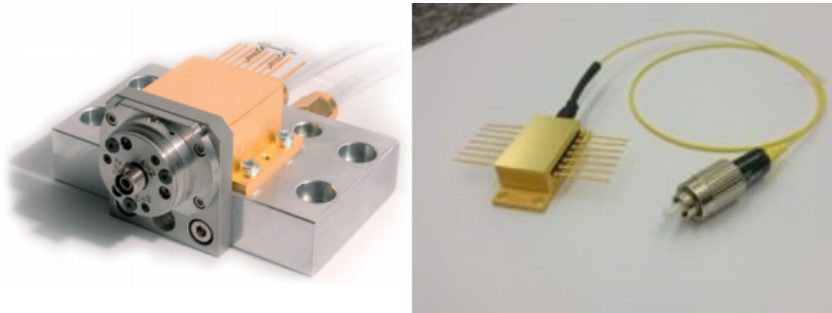


FIGURE 4.4 – Exemple de QCL fibrés : (gauche) QCL Alps Laser monté sur boîtier HHL avec réceptacle FC [155], (droite) QCL Mirsense dans son boîtier "butterfly" fibré avec une pigtail FC [156].

La fig. 4.4 présente deux exemples de QCL dans leurs packaging respectifs, connectés ou pouvant être connectés à une fibre optique : (gauche) un QCL Alps Laser monté sur boîtier HHL avec réceptacle FC [155] et (droite) un QCL Mirsense dans son boîtier "butterfly" fibré avec une pigtail FC [156]. Cette figure montre que le QCL fibré est un composant maîtrisé par certains acteurs de l'industrie, notamment un fabricant tel que Mirsense. Notons que, la fibre AR nécessitant un embout à ses extrémités pour retenir le gaz de purge, souffrirait aussi bien des réflexions de Fresnel (voire même plus, considérant deux interfaces verre/air pour une connexion) qu'une fibre pleine.

La non-circularité du faisceau peut être corrigée grâce à une micro-lentille asymétrique à l'interface de la fibre. Cette solution présente une bonne efficacité dans le domaine du visible (85 % d'efficacité de couplage vers une SMF à 680 nm [157]), cumulable avec les dépôts anti-reflets. De plus, bien que la fabrication de micro-lentilles sur une fibre en silice soit relativement aisée [158], leur réalisation en matériaux pour le MIR n'est pas encore démocratisée.

4.1.2 Circulation du signal de mesure

Dans un système de mesure optique actif, le signal doit voyager de la source vers le transducteur, puis du transducteur vers le récepteur. Dans un interrogateur NIR, les éléments assurant le bon routage des signaux optiques sont l'isolateur, le coupleur, et le circulateur. Leur fonction est présentée dans la fig. 4.5.

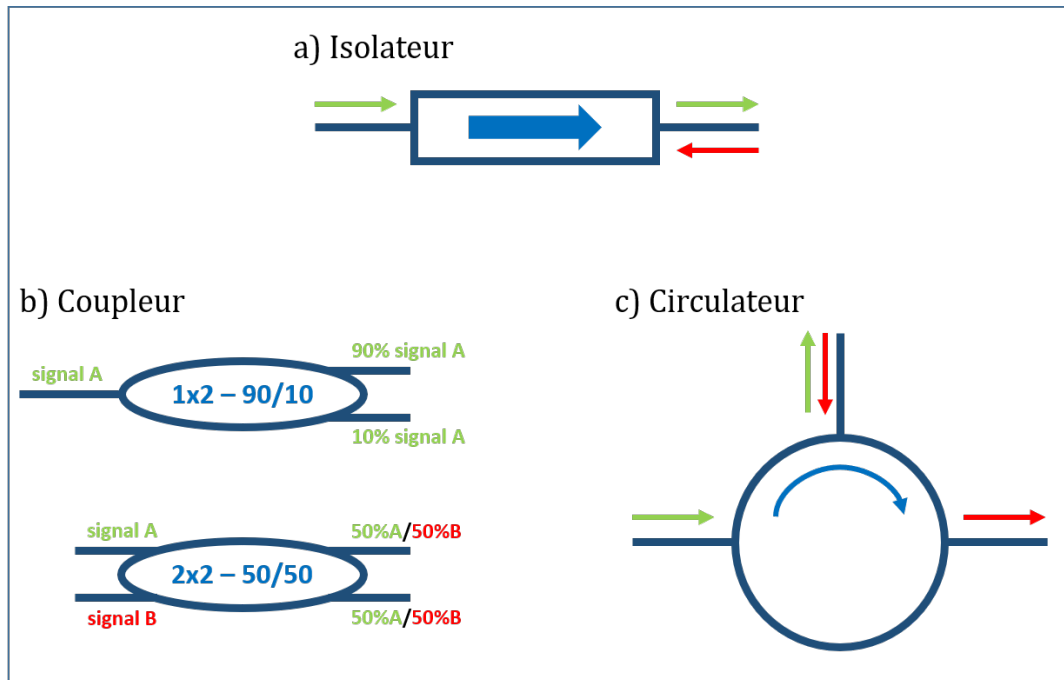


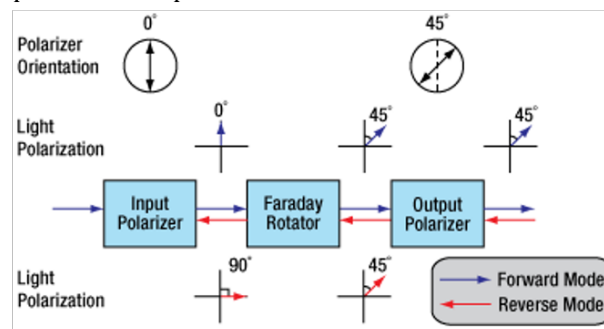
FIGURE 4.5 – Composants dédiés à la circulation du signal : (a) isolateur, (b) coupleur 1x2 et 2x2, (c) circulateur.

La fig. 4.5 présente le principe de fonctionnement des éléments de routage du signal. L'isolateur (fig. 4.5.a) ne permet le passage du signal optique que dans un sens. Il permet de limiter les retours dans des endroits du circuit optique où ils seraient nuisibles au bon fonctionnement du système. Le coupleur (fig. 4.5.b) permet de distribuer un signal d'une entrée vers plusieurs sorties. En fonction du nombre d'entrées et de sorties et de l'équilibrage de la puissance sur ces dernières les usages sont divers : réaliser une mesure à tel ou tel point de la chaîne de transmission, augmenter artificiellement la distance de propagation grâce à une boucle de résonance, alimenter plusieurs transducteurs via la même source etc. Le circulateur (fig. 4.5.c) est une combinaison des deux principes, le signal entrant est dirigé vers une branche du composant, mais ne peut pas voyager dans le même sens en revenant, et est dirigé vers la dernière branche. Le principal avantage est la possibilité d'utiliser une unique fibre comme lien de transmission aller/retour, isolée de l'étage de détection dans le sens aller, et isolée de l'étage d'émission dans le sens retour. Ces éléments sont largement répandus dans le NIR du fait de leur importance dans les réseaux de télécommunications.

Isolateurs pour le MIR

Les isolateurs permettent de fortement limiter la propagation de la lumière dans un sens de propagation, tout en la laissant passer dans le sens contraire. Leur fonctionnement est basé sur des éléments polarisant et biréfringents comme le montre la fig. 4.6.

a) Dépendant de la polarisation



b) Indépendant de la polarisation

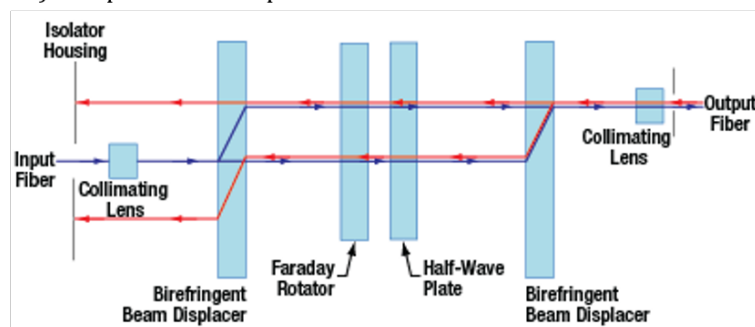


FIGURE 4.6 – Schémas de principe d'isolateurs (a) dépendant de la polarisation et (b) indépendant de la polarisation de l'onde optique [159].

La fig. 4.6 présente des schémas de principe de fonctionnement d'un isolateur. La fig. 4.6.a décrit un montage dépendant de la polarisation de l'onde, c'est à dire qu'un polariseur à l'entrée du montage force une polarisation linéaire de l'onde, condition nécessaire à l'isolation. La fig. 4.6.b présente un montage où la polarisation d'entrée est aléatoire, et l'isolation est basée sur le non retour inverse de la lumière rendu possible par l'utilisation d'éléments biréfringents. L'intérêt de l'isolateur est incontestable dans un système de mesure : il est important de protéger les sources optiques contre les retours qui peuvent altérer leur fonctionnement et les abîmer, d'autant plus que les sources optiques dans le MIR sont relativement chères. Bien que les isolateurs pour le MIR existent, leurs performances sont en deçà de celles de leurs homologues pour le NIR. Leur transmission dépasse rarement les 85% [160-162] contre des transmissions d'au moins 90% pour le NIR. De plus, il n'existe pas encore d'isolateur fibré pour le MIR.

Coupleurs pour le MIR

Un coupleur permet de distribuer le signal d'une ou plusieurs entrées vers une ou plusieurs sorties. Le signal est transféré du cœur d'un guide optique vers un ou plusieurs autres guides, comme le montre la fig. 4.7.

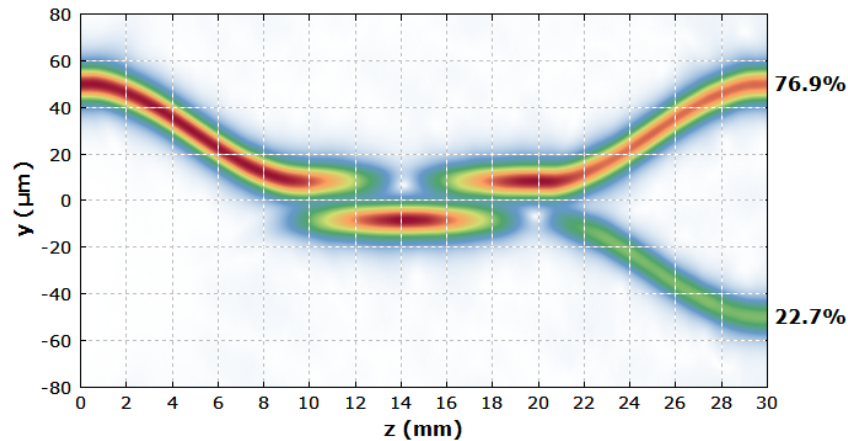


FIGURE 4.7 – Simulation numérique de la distribution 2D de l'amplitude du champ optique dans un coupleur [163]. L'axe Z est l'axe de propagation, l'amplitude est codée du blanc vers le rouge, le rouge correspondant aux fortes intensités.

La fig. 4.7 présente la simulation de la distribution de l'amplitude du champ optique dans un coupleur 1x2 (ou 2x2 avec une voie éteinte). La zone de couplage entre deux fibres optiques est créée en rapprochant suffisamment les deux cœurs de façon à ce que l'onde électromagnétique puisse "fuir" de l'un à l'autre. Cette fuite est périodique selon la longueur de la zone de jonction, et l'équilibre du coupleur est régi par cette longueur. La fig. 4.7 montre un coupleur 77/23. Les coupleurs pour le MIR existent déjà, bien que peu répandus dans le commerce. On recense surtout des réalisations dans la littérature présentant des pertes inférieures au dB, notamment pour les fibres en verre fluoré, en verre de chalcogénure et les fibres AR [164-166]. Certains fabricants de composants optiques développent aussi activement des solutions commerciales [167].

Circulateurs pour le MIR

Les circulateur est la combinaison de l'isolateur et du coupleur. Il permet de faire un routage non réciproque du signal à l'aller et au retour : le signal venant du premier port du circulateur ira vers le port 3, mais un signal venant du port 3 ira vers le port 2 et inversement (voir fig. 4.8).

La fig. 4.8 présente le principe de fonctionnement d'un circulateur optique. L'association de cristaux biréfringents, d'un rotateur de Faraday et d'une lame demi-onde (lame permettant d'introduire un retard de phase de $\lambda/2$ entre ses deux axes de biréfringence) permet d'établir une propagation non réciproque d'un port à l'autre.

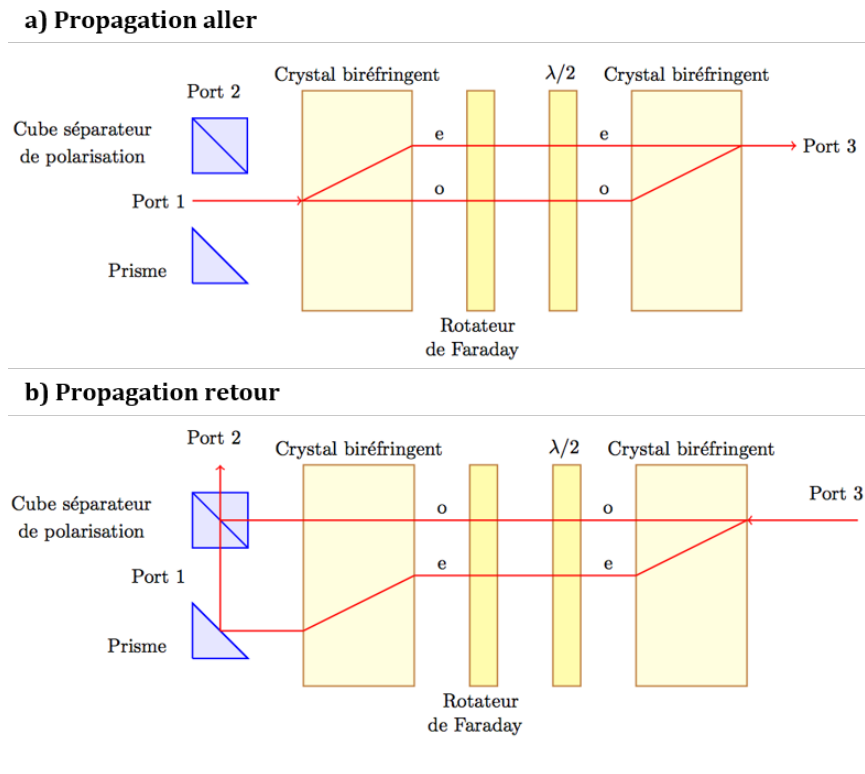


FIGURE 4.8 – Principe de fonctionnement d’un circulateur optique : (a) propagation aller et (b) propagation retour ([168] adapté de [169]).

Le chemin parcouru par la lumière à l’aller et au retour n’est pas le même, et permet de la coupler dans un port différent de l’entrée au retour. L’utilité du circulateur est de pouvoir transmettre les signaux aller et retour dans la même fibre, propriété d’autant plus avantageuse dans le MIR où les fibres sont plus onéreuses que les fibres standards télécom. Cependant, il n’existe pas à ce jour de réalisation dans le MIR dans la littérature. Les composants séparés existent et sont relativement chers à l’unité (grossièrement entre 3000 et 6000 euros pour un rotateur de Faraday) ce qui explique en partie le faible intérêt pour de tels systèmes. La solution envisagée actuellement consistera donc à utiliser deux fibres distinctes pour l’envoi et la réception du signal de mesure.

4.2 Harnais de transmission

Le harnais de transmission est le second élément de la chaîne de mesure. Son rôle est de transmettre le signal de mesure de l’interrogateur vers le transducteur, puis du transducteur vers l’interrogateur, de façon durable, en occasionnant le moins de pertes possibles. L’élément le plus important de la chaîne de transmission est la fibre optique, qui a été sélectionnée au Chap. 2., et le reste du harnais permet à la ou les fibres optiques de s’intégrer et de survivre dans l’environnement avionique. Il est composé de l’ensemble des éléments de protection et de connexion du canal de transmission : gaines, tubes de protection, connecteurs. La société Souriau possède

l'expertise des harnais de transmission dans le NIR jusqu'à près de 400°C (revoir fig. 1.2). De plus, la fibre en verre fluoré étant très similaire aux fibres en silice pour le NIR en termes de dimensions, l'adaptation des technologies Souriau est immédiate. L'objectif de cette section sera principalement de s'intéresser à la protection de la fibre AR à forte température, la connexion fibre VF vers fibre AR ayant déjà été explorée dans le Chap. 2.

4.2.1 Protection de la fibre à forte température

La fibre en silice sera utilisée dans des conditions de température difficiles, théoriquement jusqu'à 600°C. Si elle est naturellement résistante aux fortes températures, elle reste massive et peu maniable, ayant un rayon de courbure critique de l'ordre du cm. Pour des températures pouvant aller jusqu'à 600°C, le revêtement acrylate haute température (150°C) ou même le revêtement polyimide (385°C) sont impossibles à mettre en œuvre. Il faut donc envisager d'autres possibilités : utiliser la fibre nue dans un conduit adapté, ou utiliser un revêtement pour les hautes températures. Pour de telles températures, les revêtements en métal sont les plus adaptés. Ils rendent la fibre très robuste aux environnements sévères non seulement en termes de température mais aussi de présence de polluants. Les revêtements en aluminium, cuivre et or permettent de protéger la fibre jusqu'à respectivement 400°C, 500°C et 700°C [170, 171] tout en assurant une herméticité raisonnable. **iXblue** propose des fibres de ce type, mais sous-traite le revêtement à une entreprise tierce. A noter que le revêtement carbone est aussi proposé pour les applications de haute température, mais la température maximale d'opération varie suivant la source (de 150°C à 400°C), l'accent est surtout mis sur son herméticité en dessous de 150°C et son utilisation est a priori encore plus marginale que le revêtement métal [171]. Le tableau 4.2 recense différentes technologies de revêtement, leur température maximale d'opération et leur présence relative sur le marché.

Revêtement	Température max	Présence marché
Acrylate	80°C	Standard
Acrylate HT	150°C	Important
Polyimide	385°C	Important
Carbone	400°C	Niche
Aluminium	400°C	Niche
Cuivre	500°C	Niche
Or	700°C	Niche

TABLE 4.2 – Revêtements pour fibre optique à haute température.

Les revêtements cuivre et or sont les plus résistants aux fortes températures. En particulier, le revêtement or est déjà éprouvé pour des applications de capteur à haute température [172]. Cependant, il apparaît que l'exposition longue d'une fibre optique métallisée à de fortes températures entraîne une dégradation de la résistance du revêtement et des performances en terme de pertes de courbure de la

fibre. La durabilité de ses revêtements dépend notamment du temps d'exposition et de l'épaisseur du revêtement [173]. Des essais ont été faits pour utiliser des alliages de métaux dont la dégradation dans ces conditions est mitigée [174]. L'utilisation d'un revêtement reste préférable, car il améliore la résistance de la fibre aux contraintes et fait office de protection hermétique contre les agressions chimiques extérieures [175].

4.3 Sonde en flux gazeux

Le transducteur est le dernier élément de la chaîne de mesure. Dans le cadre de cette étude, la transduction sera réalisée dans une sonde placée dans un flux gazeux. La sonde représente l'élément le plus critique du montage : indispensable à la chaîne de mesure, et soumis aux conditions les plus sévères. L'air s'écoulant en sortie d'un réacteur d'avion commercial atteint des températures variant entre 600°C et 800°C, des vitesses d'écoulement de 300 m/s, des pressions de 2 atm et peut contenir une quantité non négligeable de particules. La sonde optique devra donc survivre dans ces conditions durant, idéalement, la durée de vie du système de mesure, en conservant des propriétés de transmission du signal et de protection des éléments optiques propices à la mesure. Nous visiterons ici quelques exemples de réalisations de degrés de pertinence divers face à notre application.

4.3.1 Transmission du signal

Interaction lumière/gaz

Un bon design de sonde est essentiel au bon fonctionnement du capteur optique. Elle doit principalement permettre l'interaction lumière/gaz et le renvoi du signal de mesure vers l'interrogateur. La fig. 4.9 donne un exemple de design assurant ces fonctions.



High pressure (20 bar) and temperature (150°C) reflectance probe with a sapphire window; built for operation in corrosive environments

FIGURE 4.9 – Exemple de sonde optique passante pour environnement sévère vendue par FiberTech Optica [176]. La sonde est dotée d'un orifice permettant au mesurande de traverser le chemin optique, et d'un réflecteur courbe pour le recouplage du signal.

La sonde réflective présentée en fig. 4.9 est dédiée aux environnements corrosifs à forte pression (20 bar) et relativement haute température (150°C). Elle est dotée d'un

orifice permettant au mesurande de traverser le chemin optique. Les vitesses d'écoulement supportées ne sont pas spécifiées, ce qui laisse penser que l'environnement cible est plutôt statique. Ce produit est un bon exemple de l'architecture recherchée pour notre application. Pour l'adapter, il sera important de sélectionner des matériaux résistants à des températures pouvant aller jusqu'à 800°C tels des alliages de titane ou de nickel, ainsi que des céramiques optiques transmettant dans le MIR à près de 80 % [177]. Il sera essentiel de permettre un écoulement aussi laminaire que possible du gaz dans l'ouverture, afin que les turbulences impactent le moins possible la mesure, et que la sonde survive plus longtemps dans l'écoulement gazeux. Enfin, étant donné la présence de suies et d'hydrocarbures non brûlés dans le flux de combustion, il faudra protéger les surfaces optique des dépôts opacifiants.

4.3.2 Protection et nettoyage des surfaces optiques

La protection des surfaces optiques peut se faire de plusieurs façons différentes. Il existe dans le commerce des approches passives et actives de protection et de nettoyage des composants optiques exposés aux dépôts de suies, qui permettent de diminuer voire supprimer les maintenances au niveau de la sonde.

Protection active

Le dispositif de protection actif le plus courant est la purge. Ce procédé consiste à utiliser un gaz sec, propre, et optiquement neutre pour protéger les surfaces à risque, en générant un coussin d'air par afflux constant. De nombreux systèmes commerciaux en sont équipés, et sont spécifiés sans maintenance nécessaire en termes de nettoyage des optiques [55, 178]. Ces systèmes sont conçus pour des mesures en écoulements lents dans des cheminées ou tuyaux d'échappement pour l'industrie et la marine. Le design du dispositif utilisé pour le produit MES1001 de la société Danfoss IXA en particulier, est disponible sous forme de brevet, comme le montre la fig. 4.10.

La fig. 4.10 présente le schéma d'une sonde dédiée à la mesure des émissions polluantes de moteurs de bateaux, ayant une protection de gaz de purge. Les éléments optiques lentille et réflecteur sont protégés du gaz de mesure pollué par une circulation de gaz de purge. Le coussin d'air protecteur généré est au moins deux fois plus long, pour chaque composant à protéger, que la longueur effective d'interaction lumière/gaz, et garantit une opération sans maintenance de nettoyage nécessaire : la prestation de changement de la source optique est incluse dans le package, ce qui laisse penser que les optiques survivent à l'environnement pendant l'équivalent de plusieurs durées de vie de la source UV utilisée.

L'utilisation de gaz de purge est donc assez fiable pour être utilisée sur des systèmes commerciaux dans des écoulements lents. Dans le cadre de notre application, le frein principal est la complexité qu'un circuit de gaz de purge apporterait au système : les produits commerciaux ont un interrogateur très proche du transducteur, et la circulation de gaz se fait sur de petites distances. Il faudrait donc a priori un

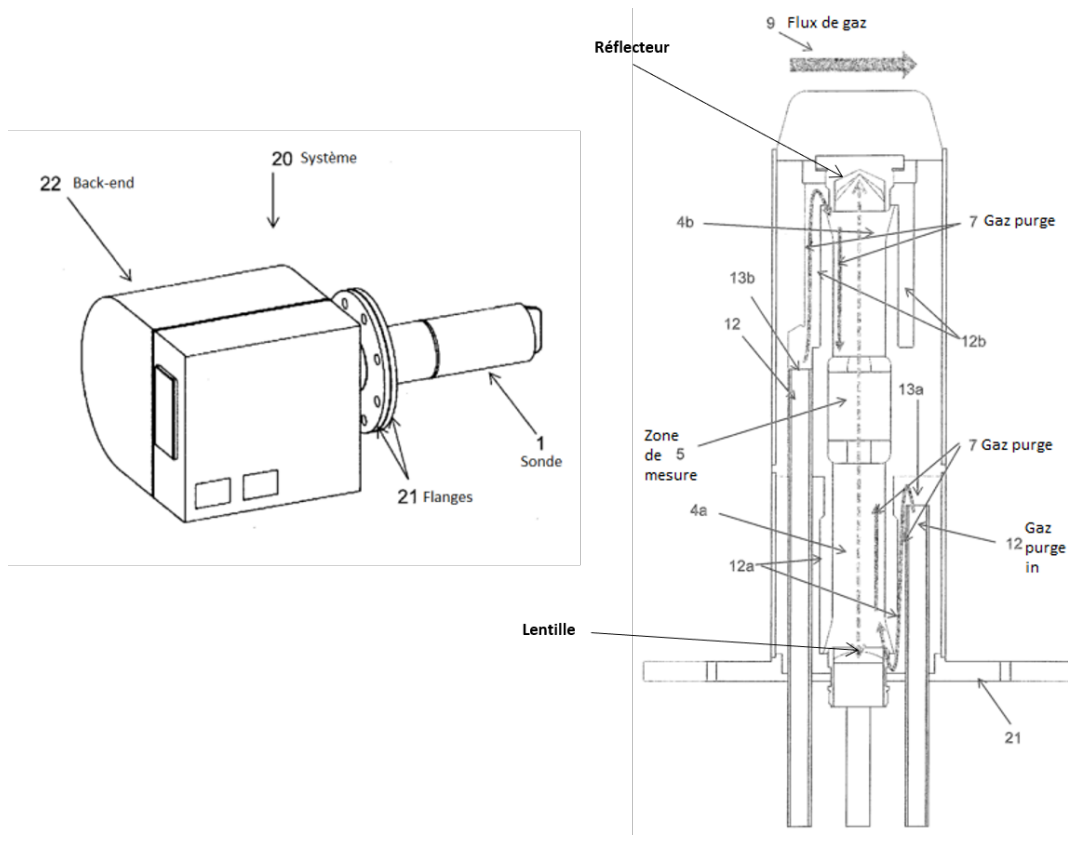


FIGURE 4.10 – Sonde optique ayant une protection de gaz de purge [179]. La sonde est composée de deux zones de purge (4a et 4b) et d’une zone de mesure (5). Le gaz de purge (7) est amené vers les zones de purge par un circuit de gaz (12) composé de deux zones encerclantes dont les orifices de sortie (resp. 13a et 13b) mènent respectivement vers les zones 4a et 4b.

circuit de purge indépendant dont le stockage de gaz se ferait dans une zone proche du point de mesure. D’autre part l’utilisation de gaz de purge apporte un poids supplémentaire au système, critère important dans l’aéronautique.

Une autre façon de garantir l’utilisation prolongée d’optiques dans un environnement pollué est le nettoyage actif des éléments, plus marginal. En 2007, *Ranner et al.* proposent un dispositif de nettoyage de fenêtre à l’aide d’un laser Nd :YAG à impulsions [180]. Un schéma de principe est présenté à la fig. 4.11.

La fig. 4.11 (droite) présente le dispositif de nettoyage laser d’une fenêtre en céramique optique. Un faisceau laser est focalisé à la surface de la fenêtre en contact avec l’environnement salissant, et les résidus déposés à sa surface sont détruits par ablation. La photo sur la fig. 4.11 (gauche) montre le résultat d’essais d’ablation sur une fenêtre, le spot blanc signifie que la fenêtre a été endommagée à cause de mauvais réglages. Cette solution a le mérite d’exister, mais intervient dans un contexte assez spécifique où le laser de puissance sert aussi à déclencher l’allumage du moteur. Dans notre cas, implémenter cette méthode nécessiterait d’ajouter un laser de puissance au système, et de transmettre assez de puissance de l’interrogateur

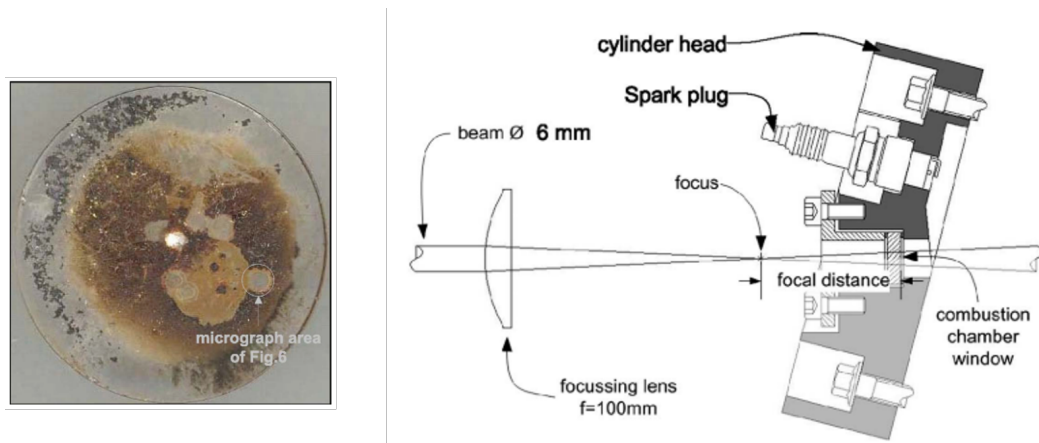


FIGURE 4.11 – Dispositif de nettoyage laser d'une fenêtre en céramique optique : (gauche) photo d'une fenêtre nettoyée au laser, (droite) schéma du montage [180].

à la sonde pour réaliser une ablation efficace : un source de poids, d'encombrement et de consommation énergétique trop importante pour être considérée.

Protection passive

La première solution de protection passive est le revêtement hydrophobe. Ces revêtements sont utilisés pour empêcher la formation de buée et de givre sur certaines surfaces, et faciliter leur nettoyage. En effet, l'eau s'écoulant naturellement sur ces surfaces, les salissures accumulées sont entraînées plus facilement quand ces surfaces seront exposées à un écoulement de liquide (potentiellement lors des nettoyages du moteur au sol). Il existe des revêtements hydrophobes transparents destinés aux surfaces optiques, cependant leurs propriétés s'inversent de façon irréversible à des températures supérieures à 350°C [181, 182]. Certaines surfaces peuvent aussi être traitées au laser, générant des nanostructures les rendant hydrophobes [183], et même si ces procédés s'appliquent difficilement à des surfaces transparentes, des avancées sont réalisées sur l'étude de l'ingénierie laser de surfaces dures [184].

Une autre solution de protection passive est l'utilisation d'une pièce (ou d'un ensemble de pièces) mécanique permettant de limiter l'accès des particules opacifiantes aux optiques. Dans ce but, Airbus Safran Lauchers (aujourd'hui ArianeGroup) a proposé en 2016 un dispositif passif de réduction de la pollution d'un accès optique d'un instrument optique, présenté à la fig. 4.12.

La fig. 4.12 présente un schéma de mise en oeuvre d'un dispositif passif de protection d'optiques en environnement pollué. La pièce mécanique est composée de deux conduits cylindriques de tailles différentes, respectivement large au niveau de l'optique, et étroit au niveau du flux gazeux, de façon à créer un différentiel de pression générant un coussin d'air naturel protégeant l'optique. Le dispositif a été conçu et testé pour des missions de mesure sur satellite. Nécessitant simplement une optimisation pour les conditions de mesure de l'application, cette solution est

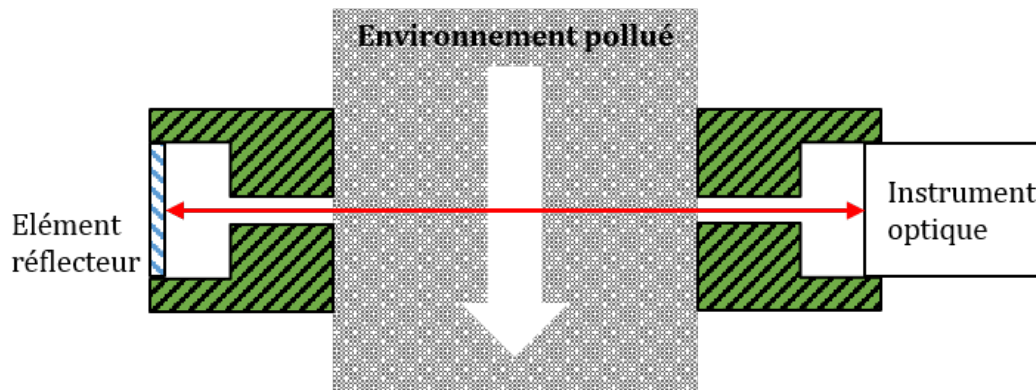


FIGURE 4.12 – Schéma de mise en oeuvre d'un dispositif passif de protection d'optiques en environnement pollué. Adapté de [185].

plus simple à implémenter que des protections actives, ou même des traitements de surface, elle est donc la piste privilégiée pour la protection des éléments optiques de la sonde de mesure.

4.4 Budget optique du système

La connaissance et la gestion du budget optique d'un système de mesure est un aspect essentiel de son développement. Pour rappel le budget optique est la valeur de pertes sur le trajet optique permettant une mesure dont l'incertitude est conforme au cahier des charges. Évaluer cette grandeur permet de dimensionner les éléments du système et de faire des choix qui peuvent impacter la durée de vie et le coût financier du capteur. La fig. 4.13 présente une estimation du budget optique pour le système de mesure envisagé en hypothèse de ce chapitre.

La fig. 4.13 fait l'estimation du budget optique du système de mesure. Le tableau représenté donne les contributions, positives ou négatives, à la puissance pour chaque élément du système, classés par leur rôle dans la chaîne de mesure. Un rappel de la puissance transmise est donné à chaque étage de la chaîne de mesure. Pour cette estimation, l'hypothèse d'un lien optique hybride est conservée : 15 m de fibre VF et 5 m de fibre AR au total (aller/retour) et les pertes de courbures sont considérées à 10 dB/m sur 1 m. La source optique choisie émet une puissance de 10 dBm : c'est une valeur de puissance typique pour les QCL DFB du commerce [186]. Des pertes unitaires de 1 dB sont choisies pour les ruptures : injection et recouplage dans la sonde optique, arrivée à l'étage de détection, embouts de silice pour les fibres AR. Les pertes de couplage entre fibres sont estimées à 2 dB par connexion, auxquelles sont ajoutées 0.2 dB dues aux réflexions de Fresnel. Pour chaque catégorie de pertes, une réserve de 1 dB est prévue en prévision du vieillissement des composants. La puissance du bruit est estimée à l'aide d'une valeur de NEP (Noise Equivalent Power) de $4.05 \times 10^{-10} \text{ W} / \sqrt{\text{Hz}}$ pour une fréquence de modulation du signal de 5 kHz. Cette valeur correspond à un détecteur MCT Thorlabs refroidi à l'aide d'un module Peltier,

Budget optique système SMOKE				
Hybride AR+VF		Cas nominal		
Contribution à la puissance	Facteur (N) (longueur, nombre)	Contribution		Puissance à chaque étage (dBm)
		Valeur unitaire (P)	Somme des pertes (dB) (SP = N*P)	
Emission				
	QCL		10 dBm	10
	Vieillessement	N.A.	-1 dB	1
	Total			9
Transmission				
	Couplage fibre		-3 dB	3
	Pertes linéiques fibre VF	15 m	-0,07 dB/m	1,05
	Pertes linéiques fibre AR	5 m	-0,4 dB/m	2
	Pertes de courbure	1 m	-10 dB/m	10
	Injection zone critique		-1 dB	1
	Collection zone critique		-1 dB	1
	Détection		-1 dB	1
	Vieillessement	N.A.	-1 dB	1
	Total			20,05
				-11,05
Connectorisation				
	Insertion	6	-2 dB	12
	Réflexions de Fresnel	4	-0,2 dB	0,8
	Pertes silice endcap	4	-1 dB	4
	Circulateur	2	-2 dB	4
	Vieillessement	N.A.	-1 dB	1
	Total			21,8
				-32,85
Transduction				
	Absorption gaz	10 cm	-0,1 dB/m	0,01
	Réflexion/Diffusion	1	-3 dB	3
	Vieillessement	N.A.	-1 dB	1
	Total			4,01
				-36,86
Réception				
	Couplage	1	-1 dB	1
	Total			1
				-37,86
Puissance transmise			-37,86 dBm	
Réception du signal				
	Fréquence d'intégration	5 kHz		
	NEP	4,05E-10 W/√Hz		
	Puissance du bruit	-45,4 dBm		
	SNR	7,6 dB		

FIGURE 4.13 – Estimation du budget optique du système de mesure.

ayant un gain de 10 dB [187]. Dans ce cas de figure, le SNR (rapport signal à bruit) à la détection est de 7.6 dB, valeur confortable rendue possible notamment par l'utilisation de la fibre VF dont les pertes sont bien plus faibles que celles de la fibre AR.

4.5 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'aborder les éléments de la chaîne de mesure qui n'ont pas été traités dans les chapitres précédents, ainsi que l'intégration du système dans l'environnement avionique. Les différentes briques technologiques utiles au fonctionnement du capteur ont été présentées, et leur maturité a été évaluée, en termes de présence dans la littérature et sur le marché et en fonction de leur

caractère essentiel à la chaîne de mesures. Ainsi les principaux points bloquants ont été identifiés comme étant la sonde de transduction - notamment la protection des optiques contre les salissures - et le routage des signaux. Particulièrement, la sonde de transduction est l'élément le plus important du système, et devrait être le point de focalisation de travaux de développement supplémentaires. Enfin, le budget optique du système a été estimé, montrant que, en travaillant avec une fibre en verre fluoré dans les zones de température modérée, il est possible de récupérer un signal de mesure exploitable en termes de SNR.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale

L'objectif de ce travail était de poser les bases du développement et de l'intégration d'un système embarqué de mesure optique des gaz d'échappement des moteurs d'avions commerciaux. La motivation principale était, pour Souriau, d'étendre son domaine d'expertise dans la réalisation de systèmes et sous-systèmes optiques destinés aux environnements sévères, et pour l'Institut Foton, d'accroître ses compétences scientifiques dans le domaine des capteurs fibrés dans la gamme du moyen infrarouge en milieu sévère, ainsi que d'approfondir ses partenariats avec des acteurs industriels. Ce travail a été réalisé dans le cadre du besoin croissant de quantifier et réguler les émissions de gaz à effets de serre dues au trafic aérien commercial. Le but de l'étude était de sélectionner et réaliser une première validation de l'utilisation d'outils adaptés aux environnements sévères pour réaliser une mesure spectroscopique dans le MIR.

Le **Chapitre 1** a permis d'établir le contexte de l'étude, en introduisant les définitions liées aux capteurs optiques, et en rappelant les conditions d'existence et de fonctionnement des systèmes opto-électroniques embarqués dans les avions de ligne. Ce chapitre a aussi permis le choix d'une méthode de mesure, d'une architecture globale du capteur, ainsi que d'une fibre optique dédiée à la transmission du signal de mesure. La spectroscopie d'absorption dans le MIR a été sélectionnée car elle présente un fort intérêt pour cette application. En effet, elle permet des mesures sélectives, de part la nature des sources et des méthodes de détection utilisées, sensibles, car permettant d'accéder aux plus fortes bandes d'absorption des molécules cibles, et dont le caractère peu intrusif permet d'envisager son utilisation pour l'analyse de flux de combustion. Plus particulièrement, la méthode SMLO s'est révélée être la meilleure candidate pour l'application, car déjà éprouvée dans des environnements proches de celui de l'aéronautique, pour la mesure de gaz issus d'une réaction de combustion. Une architecture non extractive ponctuelle a été choisie, car elle offre le meilleur rapport facilité d'intégration/encombrement, critère décisif pour l'élaboration d'un système embarqué dédié à l'aviation civile. Enfin, il a été démontré que la fibre AR en silice est particulièrement intéressante pour l'application visée car elle permet de transmettre des signaux dans le MIR avec de faibles pertes de propagation, tout en étant naturellement résistante aux fortes températures de l'environnement

moteur.

Une attention particulière a été apportée, dans le **Chapitre 2** à l'étude de la fibre AR en silice. Sa conception et sa méthode de fabrication ont été brièvement présentées, puis son principe de propagation a été comparé à ceux des fibres standard coeur plein et d'autres fibres microstructurées. Les mécanismes de pertes de confinement et d'absorption de ces fibres ont été détaillés, et des calculs analytiques et numériques ont été menés pour concevoir une fibre capable de transmettre dans le MIR entre 3 et 5 μm correspondant à une gamme spectrale recouvrant les bandes d'absorption des molécules d'intérêt. Des calculs numériques ont aussi permis de prévoir le comportement en courbure de la fibre sur sa plage spectrale de transmission. Des solutions ont été envisagées et étudiées, grâce à la simulation, pour augmenter la maturité technologique de cette fibre, notamment l'injection d'un gaz de purge associé à des embouts de scellement pour s'affranchir de l'absorption du CO_2 sur la bande de transparence de la fibre, et l'utilisation de micro-lentilles à gradient d'indice pour adapter un faisceau venant d'une fibre monomode à petit coeur vers cette fibre multimode à large coeur.

Une fibre AR en silice F300 à 8 capillaires a été fabriquée avec l'aide de Perfos, le centre d'innovation technologique de Photonics Bretagne. Le diamètre du coeur de cette fibre est de 118.5 μm , et l'épaisseur moyenne de ses capillaires est de 3.6 μm . Ses bandes de transmission, estimées par calcul numérique, s'étendent de 2.5 à 3.3 μm , puis de 3.6 à 4.8 μm dans le MIR. Des bancs de caractérisation ont été développés pour évaluer les pertes de propagation et de courbure de cette fibre, ainsi que son comportement lorsqu'elle est soumise à des températures allant jusqu'à 300°C.

La fibre présente une atténuation minimale de 0.19 dB/m à une longueur d'onde de 4.03 μm . Des pertes de 0.35 dB/m et 0.54 dB/m ont été mesurées à respectivement 4.26 μm et 4.58 μm , confirmant son intérêt dans des systèmes de mesure de CO et CO_2 . Globalement, les pertes de la fibre sont comparables ou meilleures que l'état de l'art entre 4.1 et 4.6 μm .

La fibre se révèle être insensible aux courbures pour des rayons de plus de 6 cm, assurant un faible impact sur le budget optique si utilisée dans ces conditions. Les pertes de courbure atteignent les 60 dB/m pour des rayons inférieurs à 5 cm. Le comportement observé est conforme à ce qui a été prédit grâce aux calculs numériques. Malgré son revêtement standard prévu pour des températures maximales de 250°C, les propriétés de transmission de la fibre n'ont pas souffert de l'exposition à de fortes températures allant jusqu'à 300°C.

Le **Chapitre 3** était dédié à l'introduction de la méthode de mesure, ainsi qu'à son adaptation à notre application. Le choix de la longueur d'onde de mesure a été réalisé en tenant compte des contraintes du système de détection. Notamment, une longueur d'onde de 4.58 μm a été choisie pour la détection de CO . Les calculs analytiques permettant de prévoir l'allure du signal de mesure ont été présentés, et appliqués à notre cas de figure. L'influence des paramètres de mesure sur l'amplitude du signal a été évaluée. Particulièrement, il a été démontré que les paramètres optimaux pour

la mesure de CO sont un indice de modulation de 0.2 et une longueur d'interaction de 10 cm. L'impact de l'incertitude sur la pression et la température a été calculé, et il apparaît que la connaissance fine de la pression de mesure est primordiale pour obtenir une mesure précise : dans le meilleur des cas, un écart de 0.1 atm entre la valeur réelle de pression et la valeur estimée est toléré, entraînant une incertitude de 7 % sur la concentration mesurée.

Le **Chapitre 4** a permis d'aborder les éléments du système qui n'ont pas été traités dans le reste de l'étude. La chaîne de mesure a été décomposée en briques technologiques de base, dont les niveaux de maturité ont été évalués. Des solutions ont été proposées pour pallier les points bloquant l'intégration d'un tel système de mesure. Une estimation du budget optique du système a été proposée.

Perspectives

La fibre fabriquée et testée dans le cadre de cette étude peut être utilisée dans un système de mesure de CO et CO_2 . Cependant, sa conception n'est pas optimale pour l'application. Les outils de conception rapide et de calculs numériques mis en place devraient permettre de concevoir une fibre dont les performances en pertes de transmission et de courbure sont optimisées pour la mesure des autres gaz issus de la combustion du kérosène et pour son intégration en environnement sévère. D'autre part, les tests environnementaux réalisés sont l'étape de départ de la qualification de cette fibre pour l'environnement aéronautique : à terme, il conviendra de tester la fibre à des températures allant jusqu'à $800^{\circ}C$, et dans des atmosphères salines typiques de l'aviation civile. Enfin, les solutions envisagées pour faire de la fibre un composant mature n'ont été étudiées que théoriquement, et il reste encore des essais expérimentaux à réaliser pour valider leur intérêt.

La méthode de détection a été étudiée en théorie pour la mesure du CO en tant qu'unique élément absorbant d'un mélange gazeux. Pour préciser le domaine de validité de cette méthode pour notre application, il reste à prendre en compte l'impact des interférences des autres gaz majoritairement absorbants du flux de combustion sur la mesure de CO , puis de réaliser l'étude pour chaque gaz cible de ce travail. Parallèlement, il est indispensable de réaliser des mesures expérimentales pour valider les résultats de simulation. A cet effet, un laser permettant d'utiliser la méthode SMLO est en cours de caractérisation à l'Institut Foton, et sera mis à contribution dans la suite du projet.

Le **Chapitre 4** a mis en évidence l'ensemble des développements nécessaires à la création du système de mesure commercial. Ces développements sont la suite logique de cette étude, particulièrement la conception de la sonde de mesure et la protection de la fibre optique, et contribueront à augmenter la maturité technologique du capteur et à initier des tests en environnement représentatif. Une partie des développements cités ici seront réalisés dans le projet SMOGLESS, financé par la région Bretagne dans

le cadre de l'initiative "Innovation Collaborative au Croisement des Filières", qui fait suite à ce projet de thèse.

A/ Conférences et publications

Communications orales dans des conférences nationales ou internationales

- Xavier Insou, Sébastien Claudot, Lionel Quéstel and Monique Thual. *Single Mode Graded Index Expanded Beam Connectors for Optical Sensor Systems in Harsh Environment*. GO2S Guided Optics & Sensor Systems, 2019 conferences, Feb 2019, Paris, France.
- Xavier Insou, Loïc Bodiou, Sébastien Claudot, Laurent Provino, Adil Haboucha, et al.. *Système embarqué de mesure optique des gaz de combustion du kérosène*. 39^e Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2019), Jul 2019, Paris-Saclay, France. [⟨hal – 02336790⟩](#)
- Xavier Insou, Lionel Quetel, Sébastien Claudot, Monique Thual. *Reliable Expanded Beam Connectors for Single Mode Optical Fiber Sensor Applications in Harsh Environment*. 2nd International Symposium on Reliability of Optoelectronics for Systems (ISROS 2019), Nov 2019, Toulouse, France. [⟨hal – 02415813⟩](#)
- Laurent Provino, Adil Haboucha, Mélanie Havranek, Achille Monteville, David Landais, et al.. *Large-Core Hollow-Core Antiresonant Fiber with Low-Loss and Truly Single-Mode Guidance for N-IR Wavelengths*. Advanced Solid State Lasers Conference (ASSL 2018), Nov 2018, Boston, MA, United States. pp.ATH1A.6, [⟨10.1364/ASSL.2018.ATH1A.6⟩](#). [⟨hal – 01926819⟩](#)

Posters dans des conférences nationales ou internationales

- Xavier Insou, Lionel Quetel, Sébastien Claudot, Monique Thual. *Microlentille à faisceau expansé en connecteur standard pour capteur optique à fibre monomode en environnement sévère*. Optique Toulouse 2018 - 38^e Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'38), Jul 2018, Toulouse, France. [⟨hal – 01891554⟩](#)
- Xavier Insou, Lionel Quetel, Sébastien Claudot, Monique Thual. *Expanded Beam Connectors for Single Mode Optical Fiber Sensor Applications in Harsh Environment*. 26th International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS-26), Sep 2018, Lausanne, Switzerland. pp.TuE31, [⟨10.1364/ofs.2018.tue31⟩](#). [⟨hal – 01888402⟩](#).

Articles en cours de soumission

- Xavier Insou, Loïc Bodiou, Sébastien Claudot, Laurent Provino, Adil Haboucha, David Landais, Achille Monteville, Olivier Le Goffic, Thierry Taunay, Joël Charrier, and Monique Thual. *Characterization of silica hollow-core antiresonant fiber for mid-infrared sensing applications*.
- X. Insou, L. Bodiou, S. Claudot, L. Provino, A. Aboucha, J. Charrier, T. Chartier, T. Taunay and M. Thual. *High coupling efficiency IR and Mid-IR Microlens for Hollow Core Antiresonant Fibre*.

B/ CleanSky 2 Joint Technical Proposal

Clean Sky 2 Joint Technology Initiative in Aeronautics

Meeting society's requirements

Aviation is and will remain a vital enabler of our economy and society. Air traffic is forecast to grow by 4% to 5% per year in the next decades leading to a 4-7-fold increase in traffic by 2050⁷. This poses major environmental, societal and economic challenges that can only be tackled through an intense and sustained cooperation between public authorities, industry, research organisations, academia and SMEs.

The renewed ACARE SRIA was completed in 2012, with ambitious goals for a sustainable and competitive aviation sector. These include a 75% reduction in CO₂ emissions, a 90% reduction in NO_x and 65% in perceived noise by 2050 compared to 2000 levels, and 4 hour door-to-door journey for 90% of European travellers. These substantial emissions reductions and mobility goals require radically new aircraft technology inserted into new aircraft configurations. Building on the substantial gains made in *Clean Sky*, *Clean Sky 2* aims at meeting the overall high-level goals with respect to energy efficiency and environmental performance shown in the following:

	<i>Clean Sky 2 as proposed*</i>
CO ₂ and Fuel Burn	-20% to -30% (2025 / 2035)
NO _x	-20% to -40% (2025 / 2035)
Population exposed to noise / Noise footprint impact	Up to -75% (2035)

* Baseline for these figures is best available performance in 2014

These figures represent the additionality of CS2 versus the 2014 Horizon 2020 Start Date and allow the full completion of the original ACARE 2020 goals (with a modest delay).

High Level Objectives for Clean Sky 2

The overall socio-economic and environmental benefits of *Clean Sky 2* will go well beyond the impact of *Clean Sky*. With increasing demand for air travel the market opportunity is larger and the environmental need is greater than when the original *Clean Sky* proposal was drafted. The Programme needs to build on the first phase of work but it also needs to be more ambitious in order to:

- Accelerate the progress towards the ACARE SRIA goals for 2020-2050;
- Enable a technological leap in the face of emerging competitors;
- Justify the early replacement of aircraft that have yet to enter service and accelerate the adoption of new technology into the global fleet.

⁷ European Commission, DG Transport and Mobility, http://ec.europa.eu/transport/air/environment/environment_en.htm, 29.05.2012.

C/ Croissance du trafic aérien mondial sur les deux dernières décennies

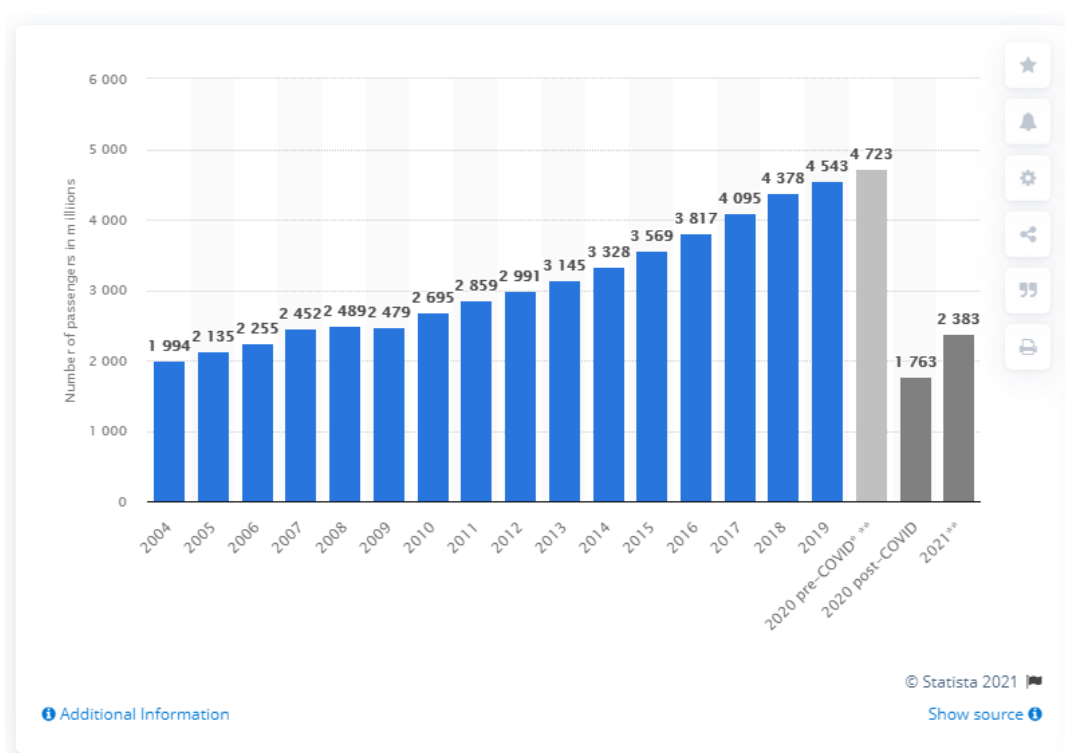


FIGURE C.1 – "Number of scheduled passengers boarded by the global airline industry from 2004 to 2021 (in millions)". Voir [188].

D/ Characteristics and use of infrared detectors (excerpt)

1. Infrared radiation

Output signals from photovoltaic detectors are usually extracted as photocurrent, so the photo sensitivity is expressed in units of A/W. When light at a given wavelength enters a photovoltaic detector, the photocurrent I_{sc} is expressed by the following equation.

$$I_{sc} = \eta q \frac{PA}{h \frac{c}{\lambda}} = \frac{\eta q P A \lambda}{hc} \quad (q: \text{electron charge})$$

Thus, photo sensitivity R_{λ} is as follows:

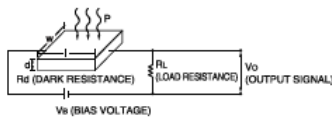
$$R_{\lambda} = \frac{I_{sc}}{PA} = \frac{\eta q \lambda}{hc} = \frac{\eta \lambda}{1.24} \quad (\eta: \text{quantum efficiency})$$

and the relation with quantum efficiency η is as follows:

$$\eta = 1.24 \frac{R_{\lambda}}{\lambda}$$

Output signals from photoconductive detectors are extracted as voltage by using a circuit like that shown below, the photo sensitivity is expressed in units of V/W.

Figure 1-8 Example of output signal measurement circuit for photoconductive detector



The output voltage V_o is defined by

$$V_o = \frac{R_L}{R_d + R_L} \cdot V_B$$

A change in V_o due to changes in R_d when exposed to light becomes:

$$\Delta V_o = - \frac{R_L V_B}{(R_d + R_L)^2} \cdot \Delta R_d$$

ΔR_d is calculated as follows:

$$\Delta R_d = -R_d \frac{q(\mu_e + \mu_h)}{\sigma} \cdot \frac{\eta \tau \lambda PA}{l w d h c}$$

- τ : Carrier lifetime
- μ_e : Electron travel length
- μ_h : Hole travel length
- σ : Electrical conductance

thus the photo sensitivity is obtained as follows:

$$R_{\lambda} = \frac{\Delta V_o}{PA} = \frac{q \eta \tau \lambda (\mu_e + \mu_h)}{\sigma l w d h c} \cdot \frac{R_L R_d V_B}{(R_d + R_L)^2}$$

However, there are very few cases in which the quantum efficiency is determined using the above formulas, because R_d , μ_e , μ_h , τ and σ are quantities which are related to each other.

(2) Noise equivalent power: NEP

This is the quantity of incident light equal to the intrinsic noise level of a detector. In other words, this is the quantity of incident light when the signal-to-noise ratio (S/N) is 1.

$$NEP = \frac{PA}{S/N \cdot \sqrt{\Delta f}} \quad [W/Hz^{1/2}]$$

N : Noise output [V]
 Δf : Noise bandwidth [Hz]

(3) Detectivity: D* (D-star)

D* is the photo sensitivity per unit active area of a detector, which makes it easier to compare the characteristics of different detectors. In many detectors, NEP is proportional to the square root of the detector active area, so D* is defined by the following equation.

$$D^* = \frac{S/N \cdot \sqrt{\Delta f}}{P \cdot \sqrt{A}} = \frac{\sqrt{A}}{NEP} \quad [cm \cdot Hz^{1/2}/W]$$

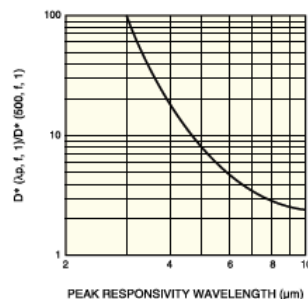
In general, the measurement conditions of D* are expressed in the format of D* (A, B, C), where A is the temperature [K] or wavelength [μm] of a radiant source, B is the chopping frequency, and C is the bandwidth. It can be said that a larger value of D* indicates a better detector element.

When selecting infrared detectors for your applications, it is necessary to consider wavelength, response time, cooling method, active area and shape, number of elements (single element, one-dimensional array, two-dimensional array, etc.) in addition to the above characteristics.

D* and peak sensitivity wavelength

When measuring infrared detector characteristics, a 500 K blackbody is often used as a radiant source. Between D* (500, f, 1) of this blackbody used as a radiant source and D* (λ_p , f, 1) at the peak sensitivity wavelength of a detector, the following relationship can be roughly established.

Figure 1-9 D* vs. peak sensitivity wavelength



2. Types of infrared detectors

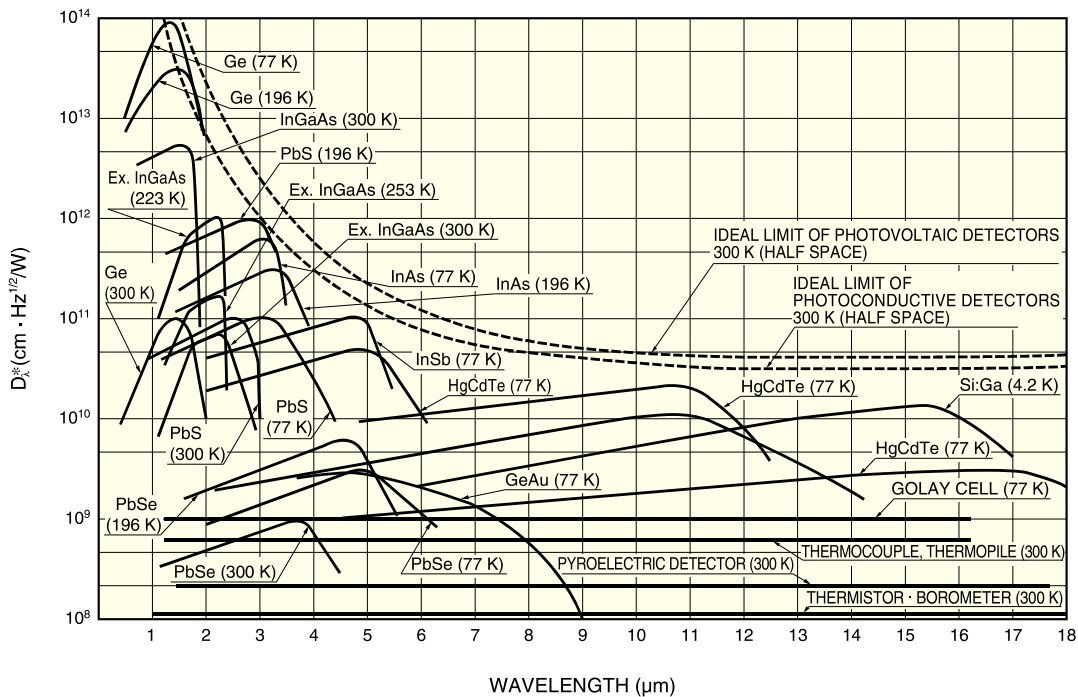
Infrared detectors are classified into thermal types and quantum types. Thermal detectors use the infrared energy as heat and their photo sensitivity is independent of wavelength. Thermal detectors do not require cooling, but have disadvantages that response time is slow and detection capability is low.

In contrast, quantum detectors offer higher detection performance and a faster response speed, although their photo sensitivity is dependent on wavelength. In general, quantum detectors must be cooled for accurate measurement, except for detectors used in the near infrared region. Types of infrared detectors are shown in Table 2-1, and their typical spectral response characteristics are shown in Figure 2-1.

Table 2-1 Types of infrared detectors and their characteristics

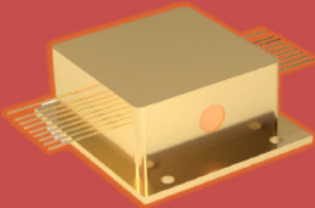
Type		Detector	Spectral response (μm)	Operating temperature (K)	D^* (cm · Hz ^{1/2} / W)	
Thermal type	Thermocouple · Thermopile	Golay cell, condenser-microphone PZT, TGS, LiTaO ₃	Depends on window material	300	$D^* (\lambda, 10, 1) = 6 \times 10^8$	
	Bolometer			300	$D^* (\lambda, 10, 1) = 1 \times 10^8$	
	Pneumatic cell			300	$D^* (\lambda, 10, 1) = 1 \times 10^9$	
	Pyroelectric detector			300	$D^* (\lambda, 10, 1) = 2 \times 10^8$	
Quantum type	Intrinsic type	Photoconductive type	PbS	1 to 3.6	300	$D^* (500, 600, 1) = 1 \times 10^9$
			PbSe	1.5 to 5.8	300	$D^* (500, 600, 1) = 1 \times 10^8$
			InSb	2 to 6	213	$D^* (500, 1200, 1) = 2 \times 10^9$
			HgCdTe	2 to 16	77	$D^* (500, 1000, 1) = 2 \times 10^{10}$
	Extrinsic type	Photovoltaic type	Ge	0.8 to 1.8	300	$D^* (\lambda, p) = 1 \times 10^{11}$
			InGaAs	0.7 to 1.7	300	$D^* (\lambda, p) = 5 \times 10^{12}$
			Ex. InGaAs	1.2 to 2.55	253	$D^* (\lambda, p) = 2 \times 10^{11}$
			InAs	1 to 3.1	77	$D^* (500, 1200, 1) = 1 \times 10^{10}$
			InSb	1 to 5.5	77	$D^* (500, 1200, 1) = 2 \times 10^{10}$
			HgCdTe	2 to 16	77	$D^* (500, 1000, 1) = 1 \times 10^{10}$
			Ge : Au	1 to 10	77	$D^* (500, 900, 1) = 1 \times 10^{11}$
			Ge : Hg	2 to 14	4.2	$D^* (500, 900, 1) = 8 \times 10^9$
Ge : Cu	2 to 30	4.2	$D^* (500, 900, 1) = 5 \times 10^9$			
Ge : Zn	2 to 40	4.2	$D^* (500, 900, 1) = 5 \times 10^9$			
Si : Ga	1 to 17	4.2	$D^* (500, 900, 1) = 5 \times 10^9$			
Si : As	1 to 23	4.2	$D^* (500, 900, 1) = 5 \times 10^9$			

Figure 2-1 Spectral response characteristics of various infrared detectors



KIROB0079EB

E/ Unimir



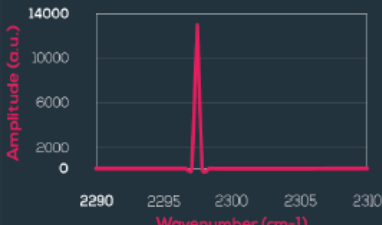
uniMir

OCL FOR HIGH PERFORMANCE CHEMICAL ANALYSIS

Features

- ▶ Quantum Cascade Lasers for single gas detection
- ▶ Distributed Feedback laser (DFB) for high performances Spectroscopy or mutlimode lasers
- ▶ Pulsed mode (QCW) or Continuous mode (CW)
- ▶ High beam quality with Collimating lens
- ▶ Any wavelength available on demand with COST prices!

Specifications



Type:	Pulsed mode (QCW) Continuous mode (CW)
Wavelength available:	4µm-10µm
Tunable range (typ):	4 cm ⁻¹
Output Power (typ):	few mW to >50 mW
Package	HHL or Butterfly



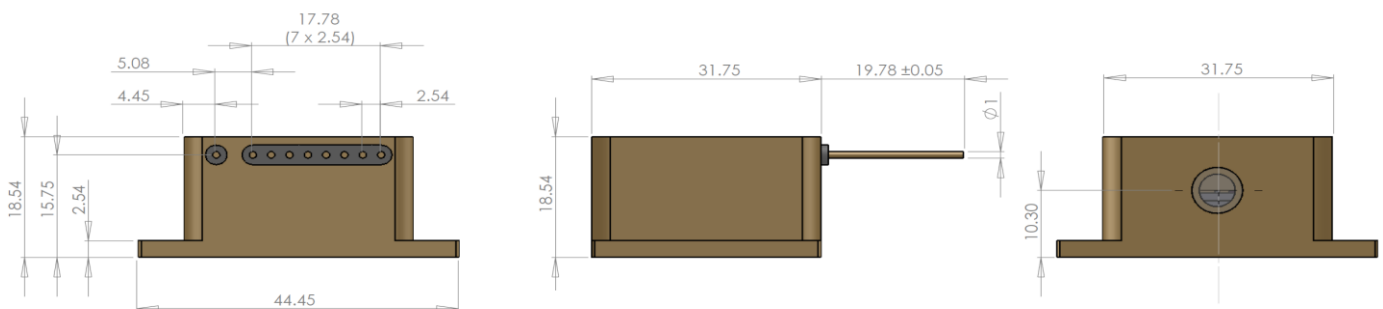
contact@mirsense.com
www.mirsense.com

8 Avenue de la Vauve, 91120 Palaiseau
France

• Line Width (typ.)	<0,001 cm ⁻¹ (CW) <1.5cm ⁻¹ (QCW)
• Operating Temperature range	< 40°C
• Tuning Coefficient (typ.)	Temperature: 0.4nm/°C Current: 45nm/A (0.02cm ⁻¹ /mA)
• TEC Max heat Capacity (typ.)	<55W
• Temperature sensor	Thermistor Type: 10 kΩ

Example: CW QCL for H₂CO (Formaldehyde) @ 20°C

• Central Wavelength	1762,4 cm ⁻¹
• Threshold Voltage	8.9 V
• Threshold Current	0.41 A
• Maximum Voltage	10.3 V
• Maximum Current	0.78 A
• Maximum Optical Power	70 mW



Bibliographie

- [1] EESI. *Fact Sheet | The Growth in Greenhouse Gas Emissions from Commercial Aviation*. URL : https://www.eesi.org/files/FactSheet_Climate_Impacts_Aviation_1019.pdf.
- [2] Frank K. TITTEL, Dirk RICHTER et Alan FRIED. « Mid-Infrared Laser Applications in Spectroscopy ». In : *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources*. Sous la dir. d'Irina T. SOROKINA et Konstantin L. VODOPYANOV. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2003, p. 458-529. DOI : [10.1007/3-540-36491-9_11](https://doi.org/10.1007/3-540-36491-9_11). URL : https://doi.org/10.1007/3-540-36491-9_11.
- [3] Robert M. SILVERSTEIN. *Spectrometric Identification of Organic Compounds, 8th Edition*. Wiley, 2014. ISBN : 978-0-470-91401-4.
- [4] A. UPADHYAY, M. LENGDEN, D. WILSON, G. S. HUMPHRIES, A. P. CRAYFORD, D. G. PUGH, M. P. JOHNSON, G. STEWART et W. JOHNSTONE. « A New RAM Normalized $1f$ -WMS Technique for the Measurement of Gas Parameters in Harsh Environments and a Comparison With $2f/1f$ ». In : *IEEE Photonics Journal* 10.6 (2018), p. 1-11.
- [5] Ian A. SCHULTZ, Christopher S. GOLDENSTEIN, R. MITCHELL SPEARRIN, Jay B. JEFFRIES, Ronald K. HANSON, Robert D. ROCKWELL et Christopher P. GOYNE. « Multispecies Midinfrared Absorption Measurements in a Hydrocarbon-Fueled Scramjet Combustor ». In : *Journal of Propulsion and Power* 30.6 (2014), p. 1595-1604. DOI : [10.2514/1.B35261](https://doi.org/10.2514/1.B35261). eprint : <https://doi.org/10.2514/1.B35261>. URL : <https://doi.org/10.2514/1.B35261>.
- [6] J.W. GARDNER, G. WEI, T. VINCENT, K. VOLANS, P. TREMLETT, T. WOTHERSPOON et D.C. DYER. « A Gas Sensor System for Harsh Environment Applications ». In : *Procedia Engineering* 120 (2015). Eurosensors 2015, p. 275 -278. ISSN : 1877-7058. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2015.08.608>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1877705815022717>.
- [7] Association Française de NORMALISATION. *Spécification générique pour les capteurs à fibres optiques*.
- [8] Wolfgang HABEL, Ingolf BAUMANN, Francis BERGHMANS, Krzysztof BORZYCKI, Christoph CHOJETZKI, Karl-Heinz HAASE, Leszek JAROSZEWICZ, Thomas KLECKERS, Marc NIKLES, Vivien SCHLUTER, Luc THÉVENAZ, Moshe TUR et Marc WUILPART. « Guideline for Use of Fibre Optic Sensors ». In : (jan. 2009).

- [9] Patent Insight PRO. *Technology Insight Report - Fiber Optic Sensors*. URL : <http://www.patentinsightpro.com/techreports/0811/Techonology%20Insight%20Report%20-%20Fiber%20Optic%20Sensors.pdf>.
- [10] R. D. GARDNER, I. ANDONOVIC, D. K. HUNTER, A. J. MCCLAUGHLIN, J. S. AITCHISON et J. H. MARSH. « PHONAV-a photonic WDM network architecture for next generation avionics systems ». In : *1999 IEEE Aerospace Conference. Proceedings (Cat. No.99TH8403)*. T. 2. 1999, 451-466 vol.2. DOI : [10.1109/AERO.1999.793188](https://doi.org/10.1109/AERO.1999.793188).
- [11] Remigiusz JASIŃSKI, Jaroslaw MARKOWSKI et Jacek PIELECHA. « Probe Positioning for the Exhaust Emissions Measurements ». In : *Procedia Engineering* 192 (2017). 12th international scientific conference of young scientists on sustainable, modern and safe transport, p. 381 -386. ISSN : 1877-7058. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2017.06.066>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1877705817326127>.
- [12] *GreenHouse Gas Online : All about greenhouse gas science*. URL : <http://www.ghgonline.org/resources.htm>.
- [13] Claire SOARES. *Gas Turbines : A Handbook of Air, Land and Sea Applications*. Jan. 2011, p. 774. ISBN : 9780080555843.
- [14] Michel DALIBART et Laurent SERVANT. « Spectroscopie dans l'infrarouge ». In : *Techniques de l'Ingénieur* (2000). URL : <https://www-techniques-ingenieur-fr.passerelle.univ-rennes1.fr/res/pdf/encyclopedia/tiata-p2845-version3.pdf>.
- [15] E. RYCKEBOER, R. BOCKSTAELE, M. VANSLEMBROUCK et R. BAETS. « Glucose sensing by waveguide-based absorption spectroscopy on a silicon chip ». In : *Biomed. Opt. Express* 5.5 (mai 2014), p. 1636-1648. DOI : [10.1364/BOE.5.001636](https://doi.org/10.1364/BOE.5.001636). URL : <http://www.osapublishing.org/boe/abstract.cfm?URI=boe-5-5-1636>.
- [16] J. HILDENBRAND, J. HERBST, J. WÖLLENSTEIN et A. LAMBRECHT. « Explosive detection using infrared laser spectroscopy ». In : *Quantum Sensing and Nanophotonic Devices VI*. Sous la dir. de Manijeh RAZEGHI, Rengaranjan SUDHARSANAN et Gail J. BROWN. T. 7222. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2009, p. 84 -95. DOI : [10.1117/12.808976](https://doi.org/10.1117/12.808976). URL : <https://doi.org/10.1117/12.808976>.
- [17] Christoph GASSER, Jakob KILGUS, Michael HARASEK, Bernhard LENDL et Markus BRANDSTETTER. « Enhanced mid-infrared multi-bounce ATR spectroscopy for online detection of hydrogen peroxide using a supercontinuum laser ». In : *Opt. Express* 26.9 (avr. 2018), p. 12169-12179. DOI : [10.1364/OE.26.012169](https://doi.org/10.1364/OE.26.012169). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-26-9-12169>.

- [18] Wen Yu PENG, Christopher S. GOLDENSTEIN, R. Mitchell SPEARRIN, Jay B. JEFFRIES et Ronald K. HANSON. « Single-ended mid-infrared laser-absorption sensor for simultaneous in situ measurements of H₂O, CO₂, CO, and temperature in combustion flows ». In : *Appl. Opt.* 55.33 (nov. 2016), p. 9347-9359. DOI : [10.1364/AO.55.009347](https://doi.org/10.1364/AO.55.009347). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-55-33-9347>.
- [19] Thomine Kirstine STOLBERG-ROHR. « NO_x Monitoring in Humid Exhaust Gas Using Non-Dispersive Infrared Spectroscopy ». English. Thèse de doct. 2015.
- [20] Mario LA NOTTE et Vittorio M.N. PASSARO. « Ultra high sensitivity chemical photonic sensing by Mach-Zehnder interferometer enhanced Vernier-effect ». In : *Sensors and Actuators B : Chemical* 176 (2013), p. 994 -1007. ISSN : 0925-4005. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.snb.2012.10.008>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400512010325>.
- [21] F. AHMED, V. AHSANI, K. NAZERI, E. MARZBAND, C. BRADLEY, E. TOYSERKANI et M.B.G. JUN. « Monitoring of Carbon Dioxide Using Hollow-Core Photonic Crystal Fiber Mach-Zehnder Interferometer ». In : *Sensors* 19(15) (juil. 2019), p. 3357. DOI : <https://doi.org/10.3390/s19153357>. URL : <https://www.mdpi.com/1424-8220/19/15/3357#cite>.
- [22] Christophe CAUCHETEUR. « Plasmons de surface : principes physiques et applications ». In : *Techniques de l'Ingénieur* (2014). URL : <https://www-techniques-ingenieur-fr.passerelle.univ-rennes1.fr/res/pdf/encyclopedia/42109210-af3565.pdf>.
- [23] Phillip H. ROGERS, George SIRINAKIS et Michael A. CARPENTER. « Plasmonic-based Detection of NO₂ in a Harsh Environment ». In : *The Journal of Physical Chemistry C* 112.24 (2008), p. 8784-8790. DOI : [10.1021/jp800524z](https://doi.org/10.1021/jp800524z). eprint : <https://doi.org/10.1021/jp800524z>. URL : <https://doi.org/10.1021/jp800524z>.
- [24] Tsao-Jen LIN et Cheng-Tai LOU. « Reflection-based localized surface plasmon resonance fiber-optic probe for chemical and biochemical sensing at high-pressure conditions ». In : *The Journal of Supercritical Fluids* 41.2 (2007), p. 317 -325. ISSN : 0896-8446. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.supflu.2006.10.013>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0896844606003688>.
- [25] Jacques BARBILLAT, Daniel BOUGEARD, Guy BUNTINX, Michel DELHAYE, Paul DHAMELINCOURT et François FILLAUX. « Spectrométrie Raman ». In : *Techniques de l'Ingénieur* (1999). URL : <https://www-techniques-ingenieur-fr.passerelle.univ-rennes1.fr/res/pdf/encyclopedia/42586210-p2865.pdf>.

- [26] Barbara H. STUART. *Infrared Spectroscopy : Fundamentals and Applications*. Wiley, juin 2004. DOI : [10.1002/0470011149](https://doi.org/10.1002/0470011149). URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/book/10.1002/0470011149>.
- [27] *Blue Sky and Rayleigh Scattering*. URL : <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/atmos/blusky.html>.
- [28] C. V. RAMAN et K. S. KRISHNAN. « A New Type of Secondary Radiation ». In : *Nature* 121 (mar. 1928), 501–502. DOI : <https://doi.org/10.1038/121501c0>. URL : <https://www.nature.com/articles/121501c0>.
- [29] Léon BRILLOUIN. « Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène ». In : *Annales de Physique* 9.17 (jan. 1922), p. 88-122. DOI : [10.1051/anphys/192209170088](https://doi.org/10.1051/anphys/192209170088).
- [30] Lev T. PERELMAN, Mark D. MODELL, Edward VITKIN et Eugene B. HANLON. « Light Scattering Spectroscopy : From Elastic to Inelastic ». In : *Handbook of Coherent Domain Optical Methods : Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science*. Sous la dir. de Valery V. TUCHIN. New York, NY : Springer US, 2004, p. 355-396. ISBN : 978-0-387-29989-1. DOI : [10.1007/0-387-29989-0_9](https://doi.org/10.1007/0-387-29989-0_9). URL : https://doi.org/10.1007/0-387-29989-0_9.
- [31] J. CORNILLAUT. « Lidar de détection de pollution ». In : *Techniques de l'Ingénieur* (1997). URL : <https://www-techniques-ingenieur-fr.passerelle.univ-rennes1.fr/res/pdf/encyclopedia/42453210-e4315.pdf>.
- [32] S. DELEPINE-LESOILLE, J. BERTRAND, L. LABLONDE et X. PHERON. « Distributed Hydrogen Sensing With Brillouin Scattering in Optical Fibers ». In : *IEEE Photonics Technology Letters* 24.17 (2012), p. 1475-1477. DOI : [10.1109/LPT.2012.2206578](https://doi.org/10.1109/LPT.2012.2206578).
- [33] *Wikipedia - Black Body*. https://en.wikipedia.org/wiki/Black_body.
- [34] *What is the Difference between Luminescence, Photoluminescence, Fluorescence, and Phosphorescence?* <https://trends.directindustry.fr/edinburgh-instruments/project-25178-187746.html>.
- [35] Dominic J. WALES, Julien GRAND, Valeska P. TING, Richard D. BURKE, Karen J. EDLER, Chris R. BOWEN, Svetlana MINTOVA et Andrew D. BURROWS. « Gas sensing using porous materials for automotive applications ». In : *Chem. Soc. Rev.* 44 (13 2015), p. 4290-4321. DOI : [10.1039/C5CS00040H](https://doi.org/10.1039/C5CS00040H). URL : <http://dx.doi.org/10.1039/C5CS00040H>.
- [36] Cheng LI, Emmanuel GERELLI, Regis OROBTCHOUK, Taha BENYATTOU, Ali BELAROUCI, Yann CHEVOLOT, Virginie MONNIER, Eliane SOUTEYRAND et Cecile JAMOIS. « New Concepts of Integrated Photonic Biosensors Based on Porous Silicon ». In : *Intech - Biosensors - Emerging Materials and Applications*. 2016. ISBN : 9789537619343. DOI : [10.5772/711](https://doi.org/10.5772/711).

- [37] J C DEMIRGIAN, S M MACHA, S M DARBY et J DITILLO. « Detection of emission sources using passive-remote Fourier transform infrared spectroscopy ». In : (avr. 1995). DOI : [10.2172/57254](https://doi.org/10.2172/57254). URL : <https://www.osti.gov/biblio/57254>.
- [38] M HILTON, A H LETTINGTON et C W WILSON. « Gas turbine exhaust emissions monitoring using nonintrusive infrared spectroscopy ». In : *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 120.3 (juil. 1998). DOI : [10.1115/1.2818175](https://doi.org/10.1115/1.2818175). URL : <https://www.osti.gov/biblio/665375>.
- [39] DRS DAYLIGHT SOLUTIONS. *About Mid-IR Quantum Cascade Lasers*. URL : <https://daylightsolutions.com/home/technology/about-mid-ir-quantum-cascade-lasers/>.
- [40] Jane HODGKINSON et Ralph P TATAM. « Optical gas sensing : a review ». In : *Measurement Science and Technology* 24.1 (nov. 2012), p. 012004. DOI : [10.1088/0957-0233/24/1/012004](https://doi.org/10.1088/0957-0233/24/1/012004). URL : <https://doi.org/10.1088/0957-0233/24/1/012004>.
- [41] Xudong FAN, Ian M. WHITE, Hongying ZHU, Jonathan D. SUTER et Hesam OVEYS. « Overview of novel integrated optical ring resonator bio/chemical sensors ». In : *Laser Resonators and Beam Control IX*. Sous la dir. d'Alexis V. KUDRYASHOV, Alan H. PAXTON et Vladimir S. ILCHENKO. T. 6452. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2007, p. 166 -185. DOI : [10.1117/12.712144](https://doi.org/10.1117/12.712144). URL : <https://doi.org/10.1117/12.712144>.
- [42] Sean COBURN, Caroline B. ALDEN, Robert WRIGHT, Kevin COSSEL, Esther BAUMANN, Gar-Wing TRUONG, Fabrizio GIORGETTA, Colm SWEENEY, Nathan R. NEWBURY, Kuldeep PRASAD, Ian CODDINGTON et Gregory B. RIEKER. « Regional trace-gas source attribution using a field-deployed dual frequency comb spectrometer ». In : *Optica* 5.4 (avr. 2018), p. 320-327. DOI : [10.1364/OPTICA.5.000320](https://doi.org/10.1364/OPTICA.5.000320). URL : <http://www.osapublishing.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-5-4-320>.
- [43] A. LAMBRECHT, S. HARTWIG, J. HERBST et J. WÖLLENSTEIN. « Hollow fibers for compact infrared gas sensors ». In : *Photonic Crystal Materials and Devices VII*. Sous la dir. d'Ali ADIBI, Shawn-Yu LIN et Axel SCHERER. T. 6901. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2008, p. 186 -196. DOI : [10.1117/12.761539](https://doi.org/10.1117/12.761539). URL : <https://doi.org/10.1117/12.761539>.
- [44] Tanya M. MONRO, Stephen WARREN-SMITH, Erik P. SCHARTNER, Alexandre FRANÇOIS, Sabrina HENG, Heike EBENDORFF-HEIDEPRIEM et Shahraam AFSHAR. « Sensing with suspended-core optical fibers ». In : *Optical Fiber Technology* 16.6 (2010). Special Fiber Structures and their Applications, p. 343 -356. ISSN : 1068-5200. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2010.09.010>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1068520010000878>.

- [45] Z. HAN, P. LIN, V. SINGH, L. KIMERLING, J. HU, K. RICHARDSON, A. AGARWAL et D. T. H. TAN. « On-chip mid-infrared gas detection using chalcogenide glass waveguide ». In : *Applied Physics Letters* 108.14 (2016), p. 141106. DOI : [10.1063/1.4945667](https://doi.org/10.1063/1.4945667). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.4945667>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.4945667>.
- [46] Mithun PAL, Abhijit MAITY, Sanchi MAITHANI et Manik PRADHAN. « Detection of isotopic $^{12}\text{CH}_4$ and $^{13}\text{CH}_4$ using cavity ring-down spectroscopy coupled with an external-cavity quantum cascade laser ». In : *High-Brightness Sources and Light-driven Interactions*. Optical Society of America, 2018, MT3C.1. DOI : [10.1364/MICS.2018.MT3C.1](https://doi.org/10.1364/MICS.2018.MT3C.1). URL : <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=MICS-2018-MT3C.1>.
- [47] Thomine STOLBERG-ROHR, Rainer BUCHNER, Sønnik CLAUSEN, Jens Møller JENSEN, Allan SKOUBOE, Gary HAWKINS et René Skov HANSEN. « In Optics Humidity Compensation in NDIR Exhaust Gas Measurements of NO_2 ». In : *Advanced Photonics*. Optical Society of America, 2014, SeTh1C.3. DOI : [10.1364/SENSORS.2014.SeTh1C.3](https://doi.org/10.1364/SENSORS.2014.SeTh1C.3). URL : <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=Sensors-2014-SeTh1C.3>.
- [48] Paul R. OHODNICKI JR., Thomas D. BROWN, Gordon R. HOLCOMB, Joseph TYLCZAK, Andrew M. SCHULTZ et John P. BALTRUS. « High temperature optical sensing of gas and temperature using Au-nanoparticle incorporated oxides ». In : *Sensors and Actuators B : Chemical* 202 (2014), p. 489 -499. ISSN : 0925-4005. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.snb.2014.04.106>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S092540051400519X>.
- [49] Maximilian LACKNER. « TUNABLE DIODE LASER ABSORPTION SPECTROSCOPY (TDLAS) IN THE PROCESS INDUSTRIES – A REVIEW ». In : *Reviews in Chemical Engineering* 23.2 (1Apr. 2007), p. 65 -147. DOI : <https://doi.org/10.1515/REVCE.2007.23.2.65>. URL : <https://www.degruyter.com/view/journals/revce/23/2/article-p65.xml>.
- [50] Jarvis Anyangwe NWABOH, Sonja PRATZLER, Olav WERHAHN et Volker EBERT. « Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy Sensor for Calibration Free Humidity Measurements in Pure Methane and Low CO_2 Natural Gas ». In : *Appl. Spectrosc.* 71.5 (mai 2017), p. 888-900. URL : <http://as.osa.org/abstract.cfm?URI=as-71-5-888>.
- [51] Z. DU, S. ZHANG, J. LI, N. GAO et K. TONG. « Mid-Infrared Tunable Laser-Based Broadband Fingerprint Absorption Spectroscopy for Trace Gas Sensing : A Review ». In : *Applied Sciences*. 2 (9 2019), p. 338. DOI : <https://doi.org/10.3390/app9020338>. URL : <https://www.mdpi.com/2076-3417/9/2/338>.
- [52] Gregory B. RIEKER, Jay B. JEFFRIES et Ronald K. HANSON. « Calibration-free wavelength-modulation spectroscopy for measurements of gas temperature and concentration in harsh environments ». In : *Appl. Opt.* 48.29 (oct. 2009),

- p. 5546-5560. DOI : [10.1364/AO.48.005546](https://doi.org/10.1364/AO.48.005546). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-48-29-5546>.
- [53] Ritobrata SUR, Kai SUN, Jay B. JEFFRIES, John G. SOCHA et Ronald K. HANSON. « Scanned-wavelength-modulation-spectroscopy sensor for CO, CO₂, CH₄ and H₂O in a high-pressure engineering-scale transport-reactor coal gasifier ». In : *Fuel* 150 (2015), p. 102 -111. ISSN : 0016-2361. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2015.02.003>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001623611500143X>.
- [54] Peter GEISER. « New Opportunities in Mid-Infrared Emission Control ». In : *Sensors* 15 (9 sept. 2015), p. 22724-22736. ISSN : 1424-8220. DOI : [10.3390/s150922724](https://doi.org/10.3390/s150922724). URL : <http://www.mdpi.com/1424-8220/15/9/22724>.
- [55] *NEO Monitors - LaserGas-II-SP*. URL : <https://neomonitors.com/wp-content/uploads/2019/06/LaserGas-II-SP.pdf>.
- [56] Virginie ZENINARI. « Spectrométrie photoacoustique - Application à l'analyse de gaz ». In : *Techniques de l'Ingénieur* (2007). URL : <https://www-techniques-ingenieur-fr.passerelle.univ-rennes1.fr/res/pdf/encyclopedia/42390210-p2890.pdf>.
- [57] Christoph HAISCH. « Photoacoustic spectroscopy for analytical measurements ». In : *Measurement Science and Technology* 23.1 (nov. 2011), p. 012001. DOI : [10.1088/0957-0233/23/1/012001](https://doi.org/10.1088/0957-0233/23/1/012001). URL : <https://doi.org/10.1088/0957-0233/23/1/012001>.
- [58] Pietro PATIMISCO, Angelo SAMPAOLO, Lei DONG, Frank K. TITTEL et Vincenzo SPAGNOLO. « Recent advances in quartz enhanced photoacoustic sensing ». In : *Applied Physics Reviews* 5.1 (2018), p. 011106. DOI : [10.1063/1.5013612](https://doi.org/10.1063/1.5013612). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.5013612>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5013612>.
- [59] Xiang LI, Feng YUAN, Mai HU, Bin CHEN, Yabai HE, Chenguang YANG, Lifang SHI et Ruifeng KAN. « Compact Open-Path Sensor for Fast Measurements of CO₂ and H₂O using Scanned-Wavelength Modulation Spectroscopy with 1f-Phase Method ». In : *Sensors* 20.7 (2020). ISSN : 1424-8220. DOI : [10.3390/s20071910](https://doi.org/10.3390/s20071910). URL : <https://www.mdpi.com/1424-8220/20/7/1910>.
- [60] S. BORRI, P. PATIMISCO, I. GALLI, D. MAZZOTTI, G. GIUSFREDI, N. AKIKUSA, M. YAMANISHI, G. SCAMARCIO, P. DE NATALE et V. SPAGNOLO. « Intracavity quartz-enhanced photoacoustic sensor ». In : *Applied Physics Letters* 104.9 (2014), p. 091114. DOI : [10.1063/1.4867268](https://doi.org/10.1063/1.4867268). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.4867268>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.4867268>.
- [61] Juntao WU, Kung-Li DENG, Renato GUIDA et Boon K. LEE. « Fiber-optic photo-acoustic spectroscopy sensor for harsh environment gas detection ». In : *Photonic Fiber and Crystal Devices : Advances in Materials and Innovations in Device Applications*. Sous la dir. de Ruyan GUO, Shizhuo S. YIN et Francis T.S.

- YU. T. 6698. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2007, p. 93 -99. DOI : [10.1117/12.734092](https://doi.org/10.1117/12.734092). URL : <https://doi.org/10.1117/12.734092>.
- [62] *mirSense - multiSense*. URL : <http://mirsense.com/products/multisense/>.
- [63] *Gas turbines — Exhaust gas emission — Part 2 : Automated emission monitoring*. Standard. Geneva, CH : International Organization for Standardization, août 1996. URL : <https://www.iso.org/obp/ui/#iso:std:iso:11042:-2:ed-1:v1:en>.
- [64] Irina T. SOROKINA et Konstantin L. VODOPYANOV. *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2003. ISBN : 978-3-540-36491-7. DOI : <https://doi.org/10.1007/3-540-36491-9>.
- [65] Lars NÄHLE, Sofiane BELAHSENE, M. EDLINGER, M. FISCHER, G. BOISSIER, P. GRECH, G. NARCY, Aurore VICET, Y. ROUILLARD et Johannes KOETH. « Continuous-wave operation of type-I quantum well DFB laser diodes emitting in 3.4 μ m wavelength range around room ». In : *Electronics Letters* 47 (jan. 2011), p. 46-47. DOI : [10.1049/e1.2010.2733](https://doi.org/10.1049/e1.2010.2733).
- [66] Takashi HOSODA, G. KIPSHIDZE, Leon SHTERENGAS et G. BELENKY. « Diode lasers emitting near 3.44 μ m in continuous-wave regime at 300K ». In : *Electronics Letters* 46 (nov. 2010), p. 1455 -1457. DOI : [10.1049/e1.2010.2564](https://doi.org/10.1049/e1.2010.2564).
- [67] A BAUER, K RÖSSNER, T LEHNHARDT, M KAMP, S HÖFLING, L WORSCHER et A FORCHEL. « Mid-infrared semiconductor heterostructure lasers for gas sensing applications ». In : *Semiconductor Science and Technology* 26.1 (déc. 2010), p. 014032. DOI : [10.1088/0268-1242/26/1/014032](https://doi.org/10.1088/0268-1242/26/1/014032). URL : <https://doi.org/10.1088/0268-1242/26/1/014032>.
- [68] Jana JÁGERSKÁ, Pierre JOUY, Béla TUZSON, Herbert LOOSER, Markus MANGOLD, Patrik SOLTIC, Andreas HUGI, Rolf BRÖNNIMANN, Jérôme FAIST et Lukas EMMENEGGER. « Simultaneous measurement of NO and NO₂ by dual-wavelength quantum cascade laser spectroscopy ». In : *Opt. Express* 23.2 (jan. 2015), p. 1512-1522. DOI : [10.1364/OE.23.001512](https://doi.org/10.1364/OE.23.001512). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-23-2-1512>.
- [69] Y. YU, N.P. SANCHEZ et F. et al. YI. « Dual quantum cascade laser-based sensor for simultaneous NO and NO₂ detection using a wavelength modulation-division multiplexing technique ». In : *Applied Physics B*. 123 (2017). DOI : <https://doi.org/10.1007/s00340-017-6742-7>.
- [70] F. KAPSALIDIS, M. SHAHMOHAMMADI et M.J. et al. SÜESS. « Dual-wavelength DFB quantum cascade lasers : sources for multi-species trace gas spectroscopy ». In : *Applied Physics B*. 124 (2018). DOI : <https://doi.org/10.1007/s00340-018-6973-2>.

- [71] Maxime CAVILLON, Matthieu LANCRY, Bertrand POUMELLE, Yitao WANG, John CANNING, Kevin COOK, Thomas HAWKINS, Peter DRAGIC et John BALLATO. « Overview of high temperature fibre Bragg gratings and potential improvement using highly doped aluminosilicate glass optical fibres ». In : *Journal of Physics : Photonics* 1.4 (août 2019), p. 042001. DOI : [10.1088/2515-7647/ab382f](https://doi.org/10.1088/2515-7647/ab382f). URL : <https://doi.org/10.1088/2515-7647/ab382f>.
- [72] Elton Soares de LIMA FILHO, Mohamad Diaa BAIAD, Mathieu GAGNÉ et Raman KASHYAP. « Fiber Bragg gratings for low-temperature measurement ». In : *Opt. Express* 22 (nov. 2014), p. 27681-27694. DOI : [10.1364/OE.22.027681](https://doi.org/10.1364/OE.22.027681).
- [73] Cong DU, Jones OWUSU TWUMASI, Qixiang TANG, Xu GUO, Jingcheng ZHOU, Tzuyang YU et Xingwei WANG. « All-Optical Photoacoustic Sensors for Steel Rebar Corrosion Monitoring ». In : *Sensors* 18.5 (2018). ISSN : 1424-8220. DOI : [10.3390/s18051353](https://www.mdpi.com/1424-8220/18/5/1353). URL : <https://www.mdpi.com/1424-8220/18/5/1353>.
- [74] H. HENSCHL, D. GROBNIK, S. K. HOEFFGEN, J. KUHNHENN, S. J. MIHAILOV et U. WEINAND. « Development of Highly Radiation Resistant Fiber Bragg Gratings ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 58.4 (2011), p. 2103-2110. DOI : [10.1109/TNS.2011.2160204](https://doi.org/10.1109/TNS.2011.2160204).
- [75] Viacheslav ARTYUSHENKO, Alexey BOCHARNIKOV, Tatiana SAKHAROVA et Iskander USENOV. « Mid-infrared Fiber Optics for 1 — 18 μm Range ». In : *Optik & Photonik* 9 (déc. 2014). DOI : [10.1002/opph.201400062](https://doi.org/10.1002/opph.201400062).
- [76] Guangming TAO, Heike EBENDORFF-HEIDEPRIEM, Alexander M. STOLYAROV, Sylvain DANTO, John V. BADDING, Yoel FINK, John BALLATO et Ayman F. ABOURADDY. « Infrared fibers ». In : *Adv. Opt. Photon.* 7.2 (juin 2015), p. 379-458. DOI : [10.1364/AOP.7.000379](https://doi.org/10.1364/AOP.7.000379). URL : <http://aop.osa.org/abstract.cfm?URI=aop-7-2-379>.
- [77] LEONI. *Fiber Optics : Light switching - Light transportation - Light distribution*. URL : https://publications.leoni.com/fileadmin/fiber_optics/publications/catalogues/fiber_optics.pdf?1557746487.
- [78] OPTOKNOWLEDGE. *Mid-Infrared (Mid-IR) Fiber Optic Solutions*. URL : <https://www.optoknowledge.com/mid-ir-fiber-optics-coating.html>.
- [79] Mariusz KLIMCZAK, Dominik DOBRAKOWSKI, Amar Nath GHOSH, Grzegorz STĘPNIEWSKI, Dariusz PYSZ, Guillaume HUSS, Thibaut SYLVESTRE et Ryszard BUCZYŃSKI. « Nested capillary anti-resonant silica fiber with mid-infrared transmission and low bending sensitivity at 4000 nm ». In : *Opt. Lett.* 44.17 (sept. 2019), p. 4395-4398. DOI : [10.1364/OL.44.004395](https://doi.org/10.1364/OL.44.004395). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-44-17-4395>.
- [80] Fei YU, Peng SONG, Dakun WU, Tim BIRKS, David BIRD et Jonathan KNIGHT. « Attenuation limit of silica-based hollow-core fiber at mid-IR wavelengths ». In : *APL Photonics* 4.8 (2019), p. 080803. DOI : [10.1063/1.5115328](https://doi.org/10.1063/1.5115328). eprint :

- <https://doi.org/10.1063/1.5115328>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5115328>.
- [81] Anton N. KOLYADIN, Alexey F. KOSOLAPOV, Andrey D. PRYAMIKOV, Alexander S. BIRIUKOV, Victor G. PLOTNICHENKO et Evgeny M. DIANOV. « Light transmission in negative curvature hollow core fiber in extremely high material loss region ». In : *Opt. Express* 21.8 (avr. 2013), p. 9514-9519. DOI : [10.1364/OE.21.009514](https://doi.org/10.1364/OE.21.009514). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-21-8-9514>.
- [82] SAAB. *Fiber Optic Sensor System - Overheat Detection System*. URL : <https://www.saab.com/products/fiber-optic-bleed-air-overheat-detection-system>.
- [83] Andrey D. PRYAMIKOV, Alexander S. BIRIUKOV, Alexey F. KOSOLAPOV, Victor G. PLOTNICHENKO, Sergei L. SEMJONOV et Evgeny M. DIANOV. « Demonstration of a waveguide regime for a silica hollow - core microstructured optical fiber with a negative curvature of the core boundary in the spectral region > 3.5 μm ». In : *Opt. Express* 19.2 (jan. 2011), p. 1441-1448. DOI : [10.1364/OE.19.001441](https://doi.org/10.1364/OE.19.001441). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-19-2-1441>.
- [84] Luca VINCETTI et Valerio SETTI. « Waveguiding mechanism in tube lattice fibers ». In : *Opt. Express* 18.22 (oct. 2010), p. 23133-23146. DOI : [10.1364/OE.18.023133](https://doi.org/10.1364/OE.18.023133). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-18-22-23133>.
- [85] F. BENABID, J. C. KNIGHT, G. ANTONOPOULOS et P. St. J. RUSSELL. « Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber ». In : *Science* 298.5592 (2002), p. 399-402. ISSN : 0036-8075. DOI : [10.1126/science.1076408](https://doi.org/10.1126/science.1076408). URL : <https://science.sciencemag.org/content/298/5592/399>.
- [86] Y. Y. WANG, F. COUNY, P. J. ROBERTS et F. BENABID. « Low loss broadband transmission in optimized core-shape Kagome Hollow-Core PCF ». In : *Conference on Lasers and Electro-Optics 2010*. Optical Society of America, 2010, CPDB4. DOI : [10.1364/CLEO.2010.CPDB4](https://doi.org/10.1364/CLEO.2010.CPDB4). URL : <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO-2010-CPDB4>.
- [87] F. BENABID et P.J. ROBERTS. « Linear and nonlinear optical properties of hollow core photonic crystal fiber ». In : *Journal of Modern Optics* 58.2 (2011), p. 87-124. DOI : [10.1080/09500340.2010.543706](https://doi.org/10.1080/09500340.2010.543706). URL : <https://doi.org/10.1080/09500340.2010.543706>.
- [88] Igor A BUFETOV, Alexey F KOSOLAPOV, Andrey D PRYAMIKOV, Alexey V GLADYSHEV, Anton N KOLYADIN, Alexander A KRYLOV, Yury P YATSENKO et Alexander S BIRIUKOV. « Revolver Hollow Core Optical Fibers ». In : *Fibers* 6.39 (2018). ISSN : 2079-6439. DOI : [10.3390/fib6020039](https://doi.org/10.3390/fib6020039).

- [89] Y. Y. WANG, N. V. WHEELER, F. COUNY, P. J. ROBERTS et F. BENABID. « Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber ». In : *Opt. Lett.* 36.5 (mar. 2011), p. 669-671. DOI : [10.1364/OL.36.000669](https://doi.org/10.1364/OL.36.000669). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-36-5-669>.
- [90] Fei YU, William J. WADSWORTH et Jonathan C. KNIGHT. « Low loss silica hollow core fibers for 3–4 μm spectral region ». In : *Opt. Express* 20.10 (mai 2012), p. 11153-11158. DOI : [10.1364/OE.20.011153](https://doi.org/10.1364/OE.20.011153). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-20-10-11153>.
- [91] Walter BELARDI et Jonathan C. KNIGHT. « Hollow antiresonant fibers with low bending loss ». In : *Opt. Express* 22.8 (avr. 2014), p. 10091-10096. DOI : [10.1364/OE.22.010091](https://doi.org/10.1364/OE.22.010091). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-22-8-10091>.
- [92] V. MICHAUD-BELLEAU, E. Numkam FOKOUA, T. D. BRADLEY, J. R. HAYES, Y. CHEN, F. POLETTI, D. J. RICHARDSON, J. GENEST et R. SLAVÍK. « Backscattering in antiresonant hollow-core fibers : over 40 dB lower than in standard optical fibers ». In : *Optica* 8.2 (fév. 2021), p. 216-219. DOI : [10.1364/OPTICA.403087](https://doi.org/10.1364/OPTICA.403087). URL : <http://www.osapublishing.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-8-2-216>.
- [93] Glen A. SANDERS, Austin A. TARANTA, Chellappan NARAYANAN, Eric Numkam FOKOUA, Seyedmohammad Abokhamis MOUSAVI, Lee K. STRANDJORD, Marc SMICKLAS, Thomas D. BRADLEY, John HAYES, Gregory T. JASION, Tiequn QIU, Wes WILLIAMS, Francesco POLETTI et David N. PAYNE. « Hollow-core resonator fiber optic gyroscope using nodeless anti-resonant fiber ». In : *Opt. Lett.* 46.1 (jan. 2021), p. 46-49. DOI : [10.1364/OL.410387](https://doi.org/10.1364/OL.410387). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-46-1-46>.
- [94] Piotr JAWORSKI, Fei YU, Robert R.J. MAIER, William J. WADSWORTH, Jonathan C. KNIGHT, Jonathan D. SHEPHARD et Duncan P. HAND. « Picosecond and nanosecond pulse delivery through a hollow-core Negative Curvature Fiber for micro-machining applications ». In : *Opt. Express* 21.19 (sept. 2013), p. 22742-22753. DOI : [10.1364/OE.21.022742](https://doi.org/10.1364/OE.21.022742). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-21-19-22742>.
- [95] A. URICH, R. R. J. MAIER, Fei YU, J. C. KNIGHT, D. P. HAND et J. D. SHEPHARD. « Flexible delivery of Er :YAG radiation at 2.94 μm with negative curvature silica glass fibers : a new solution for minimally invasive surgical procedures ». In : *Biomed. Opt. Express* 4.2 (fév. 2013), p. 193-205. DOI : [10.1364/BOE.4.000193](https://doi.org/10.1364/BOE.4.000193). URL : <http://www.osapublishing.org/boe/abstract.cfm?URI=boe-4-2-193>.
- [96] Shou-Fei GAO, Ying-Ying WANG, Wei DING et Pu WANG. « Hollow-core negative-curvature fiber for UV guidance ». In : *Opt. Lett.* 43.6 (mar. 2018), p. 1347-1350. DOI : [10.1364/OL.43.001347](https://doi.org/10.1364/OL.43.001347). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-43-6-1347>.

- [97] Fei YU, Maria CANN, Adam BRUNTON, William WADSWORTH et Jonathan KNIGHT. « Single-mode solarization-free hollow-core fiber for ultraviolet pulse delivery ». In : *Opt. Express* 26.8 (avr. 2018), p. 10879-10887. DOI : [10.1364/OE.26.010879](https://doi.org/10.1364/OE.26.010879). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-26-8-10879>.
- [98] Rei KITAMURA, Laurent PILON et Mirosław JONASZ. « Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature ». In : *Appl. Opt.* 46.33 (nov. 2007), p. 8118-8133. DOI : [10.1364/AO.46.008118](https://doi.org/10.1364/AO.46.008118). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-46-33-8118>.
- [99] Alexey F. KOSOLAPOV, Andrey D. PRYAMIKOV, Alexander S. BIRIUKOV, Vladimir S. SHIRYAEV, Maxim S. ASTAPOVICH, Gennady E. SNOBATIN, Victor G. PLOTNICHENKO, Mikhail F. CHURBANOV et Evgeny M. DIANOV. « Demonstration of CO₂-laser power delivery through chalcogenide-glass fiber with negative-curvature hollow core ». In : *Opt. Express* 19.25 (déc. 2011), p. 25723-25728. DOI : [10.1364/OE.19.025723](https://doi.org/10.1364/OE.19.025723). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-19-25-25723>.
- [100] Julie CARCREFF, Francois CHEVIRÉ, Elodie GALDO, Ronan LEBULLENGER, Antoine GAUTIER, Jean Luc ADAM, David Le COQ, Laurent BRILLAND, Radwan CHAHAL, Gilles RENVERSEZ et Johann TROLES. « Mid-infrared hollow core fiber drawn from a 3D printed chalcogenide glass preform ». In : *Opt. Mater. Express* 11.1 (jan. 2021), p. 198-209. DOI : [10.1364/OME.415090](https://doi.org/10.1364/OME.415090). URL : <http://www.osapublishing.org/ome/abstract.cfm?URI=ome-11-1-198>.
- [101] Jiajing TU, Bin ZHANG, Zhengyong LIU, Xian ZHOU, Keping LONG, Zhaohui LI, Chao LU et Changyuan YU. « Chalcogenide-Glass Nested Anti-Resonant Nodeless Fibers in Mid-Infrared Region ». In : *J. Lightwave Technol.* 36.22 (nov. 2018), p. 5244-5253. URL : <http://jlt.osa.org/abstract.cfm?URI=jlt-36-22-5244>.
- [102] James A. HARRINGTON. « A Review of IR Transmitting, Hollow Waveguides ». In : *Fiber and Integrated Optics* 19.3 (2000), p. 211-227. DOI : [10.1080/01468030050058794](https://doi.org/10.1080/01468030050058794). eprint : <https://doi.org/10.1080/01468030050058794>. URL : <https://doi.org/10.1080/01468030050058794>.
- [103] Takashi KATAGIRI, Yuji MATSUURA et Mitsunobu MIYAGI. « Metal-covered photonic bandgap multilayer for infrared hollow waveguides ». In : *Appl. Opt.* 41.36 (déc. 2002), p. 7603-7606. DOI : [10.1364/AO.41.007603](https://doi.org/10.1364/AO.41.007603). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-41-36-7603>.
- [104] Xiao lu LIU, Wei DING, Ying ying WANG, Shou fei GAO, Ling CAO, Xian FENG et Pu WANG. « Characterization of a liquid-filled nodeless anti-resonant fiber for biochemical sensing ». In : *Opt. Lett.* 42.4 (fév. 2017), p. 863-866. DOI : [10.1364/OL.42.000863](https://doi.org/10.1364/OL.42.000863). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-42-4-863>.

- [105] Muhammad Rosdi Abu HASSAN, Fei YU, William J. WADSWORTH et Jonathan C. KNIGHT. « Cavity-based mid-IR fiber gas laser pumped by a diode laser ». In : *Optica* 3.3 (mar. 2016), p. 218-221. DOI : [10.1364/OPTICA.3.000218](https://doi.org/10.1364/OPTICA.3.000218). URL : <http://www.osapublishing.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-3-3-218>.
- [106] M. XU, F. YU, M. R. A. HASSAN et J. C. KNIGHT. « Continuous-Wave Mid-Infrared Gas Fiber Lasers ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 24.3 (2018), p. 1-8. DOI : [10.1109/JSTQE.2018.2792842](https://doi.org/10.1109/JSTQE.2018.2792842).
- [107] M. S. ASTAPOVICH, A. V. GLADYSHEV, M. M. KHUDYAKOV, A. F. KOSOLAPOV, M. E. LIKHACHEV et I. A. BUFETOV. « Watt-Level Nanosecond 4.42- μm Raman Laser Based on Silica Fiber ». In : *IEEE Photonics Technology Letters* 31.1 (2019), p. 78-81. DOI : [10.1109/LPT.2018.2883919](https://doi.org/10.1109/LPT.2018.2883919).
- [108] F. B. A. AGHBOLAGH, V. NAMPOOTHIRI, B. DEBORD, F. GEROME, L. VINCETTI, F. BENABID et W. RUDOLPH. « Mid IR hollow core fiber gas laser emitting at 4.6 μm ». In : *Opt. Lett.* 44.2 (jan. 2019), p. 383-386. DOI : [10.1364/OL.44.000383](https://doi.org/10.1364/OL.44.000383). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-44-2-383>.
- [109] Walter BELARDI, Pier J. SAZIO et Laurent BIGOT. « Hollow core fibers for optical amplification ». In : *Opt. Lett.* 44.17 (sept. 2019), p. 4127-4130. DOI : [10.1364/OL.44.004127](https://doi.org/10.1364/OL.44.004127). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-44-17-4127>.
- [110] Michal NIKODEM. « Laser-Based Trace Gas Detection inside Hollow-Core Fibers : A Review ». In : *Materials* 13.18 (2020). ISSN : 1996-1944. DOI : [10.3390/ma13183983](https://doi.org/10.3390/ma13183983). URL : <https://www.mdpi.com/1996-1944/13/18/3983>.
- [111] Piotr JAWORSKI, Paweł KOZIOŁ, Karol KRZEMPEK, Dakun WU, Fei YU, Piotr BOJEŚ, Grzegorz DUDZIK, Meisong LIAO, Krzysztof ABRAMSKI et Jonathan KNIGHT. « Antiresonant Hollow-Core Fiber-Based Dual Gas Sensor for Detection of Methane and Carbon Dioxide in the Near- and Mid-Infrared Regions ». In : *Sensors* 20.14 (2020). ISSN : 1424-8220. DOI : [10.3390/s20143813](https://doi.org/10.3390/s20143813). URL : <https://www.mdpi.com/1424-8220/20/14/3813>.
- [112] Chenyu YAO, Limin XIAO, Shoufei GAO, Yingying WANG, Pu WANG, Ruifeng KAN, Wei JIN et Wei REN. « Sub-ppm CO detection in a sub-meter-long hollow-core negative curvature fiber using absorption spectroscopy at 2.3 μm ». In : *Sensors and Actuators B : Chemical* 303 (2020), p. 127238. ISSN : 0925-4005. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.snb.2019.127238>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400519314376>.
- [113] Michal NIKODEM, Grzegorz GOMÓLKA, Mariusz KLIMCZAK, Dariusz PYSZ et Ryszard BUCZYŃSKI. « Demonstration of mid-infrared gas sensing using an anti-resonant hollow core fiber and a quantum cascade laser ». In : *Opt. Express* 27.25 (déc. 2019), p. 36350-36357. DOI : [10.1364/OE.27.036350](https://doi.org/10.1364/OE.27.036350). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-27-25-36350>.

- [114] Piotr JAWORSKI, Karol KRZEMPEK, Grzegorz DUDZIK, Pier J. SAZIO et Walter BELARDI. « Nitrous oxide detection at 5.26 μm with a compound glass antiresonant hollow-core optical fiber ». In : *Opt. Lett.* 45.6 (mar. 2020), p. 1326-1329. DOI : 10.1364/OL.383861. URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-45-6-1326>.
- [115] *Photonics Bretagne*. <https://www.photonics-bretagne.com/fr/accueil/>.
- [116] COMSOL Multiphysics[®] (version ...) COMSOL AB, Stockholm, Sweden. URL : www.comsol.com.
- [117] Luca VINCETTI. « Empirical formulas for calculating loss in hollow core tube lattice fibers ». In : *Opt. Express* 24.10 (mai 2016), p. 10313-10325. DOI : 10.1364/OE.24.010313. URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-24-10-10313>.
- [118] Patrick UEBEL, Mehmet C. GÜNENDI, Michael H. FROSZ, Goran AHMED, Nitin N. EDAVALATH, Jean-Michel MÉNARD et Philip St.J. RUSSELL. « Broadband robustly single-mode hollow-core PCF by resonant filtering of higher-order modes ». In : *Opt. Lett.* 41.9 (mai 2016), p. 1961-1964. DOI : 10.1364/OL.41.001961. URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-41-9-1961>.
- [119] Gregory T. JASION, John R. HAYES, Natalie V. WHEELER, Yong CHEN, Thomas D. BRADLEY, David J. RICHARDSON et Francesco POLETTI. « Fabrication of tubular anti-resonant hollow core fibers : modelling, draw dynamics and process optimization ». In : *Opt. Express* 27.15 (juil. 2019), p. 20567-20582. DOI : 10.1364/OE.27.020567. URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-27-15-20567>.
- [120] *Fiber Fabrication*. <https://mpl.mpg.de/research-at-mpl/technology-development-service-units/tdsu-3-fibre-fabrication-glass-studio/fibre-fabrication/>.
- [121] Robert G. HUNSPERGER. *Integrated Optics : Theory and Technology*. International series of monographs on physics. Springer, Berlin, Heidelberg, 2009. ISBN : 978-3-540-38843-2. DOI : <https://doi.org/10.1007/978-3-540-38843-2>.
- [122] Benoit SÉVIGNY. « Fibres à cristaux photoniques et génération d'ultraviolets par mélange à quatre ondes ». Thèse de doctorat dirigée par Bouwmans, Géraud et Quiquempois, Yves Optique et Lasers, Physico-Chimie, Atmosphère Lille 1 2015. Thèse de doct. 2015. URL : <http://www.theses.fr/2015LIL10176>.
- [123] Francesco POLETTI, Marco N. PETROVICH et David J. RICHARDSON. « Hollow-core photonic bandgap fibers : technology and applications ». In : *Nanophotonics* 2.5-6 (2013), p. 315-340. URL : <https://www.degruyter.com/view/journals/nanoph/2/5-6/article-p315.xml>.

- [124] Matthias ZEISBERGER et Markus A. SCHMIDT. « Analytic model for the complex effective index of the leaky modes of tube-type anti-resonant hollow core fibers ». In : *Scientific Reports* 7.1 (2017), p. 1-13. ISSN : 20452322. DOI : [10.1038/s41598-017-12234-5](https://doi.org/10.1038/s41598-017-12234-5). arXiv : 1501.00586. URL : <http://dx.doi.org/10.1038/s41598-017-12234-5>.
- [125] N. M. LITCHINITSER, A. K. ABEELUCK, C. HEADLEY et B. J. EGGLETON. « Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides ». In : *Opt. Lett.* 27.18 (sept. 2002), p. 1592-1594. DOI : [10.1364/OL.27.001592](https://doi.org/10.1364/OL.27.001592). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-27-18-1592>.
- [126] Francesco POLETTI. « Nested antiresonant nodeless hollow core fiber ». In : *Opt. Express* 22.20 (oct. 2014), p. 23807-23828. DOI : [10.1364/OE.22.023807](https://doi.org/10.1364/OE.22.023807). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-22-20-23807>.
- [127] E. A. J. MARCATILI et R. A. SCHMELTZER. « Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers ». In : *The Bell System Technical Journal* 43.4 (1964), p. 1783-1809.
- [128] Morten BACHE, Md. Selim HABIB, Christos MARKOS et Jesper LÆGSGAARD. « Poor-man's model of hollow-core anti-resonant fibers ». In : *J. Opt. Soc. Am. B* 36.1 (jan. 2019), p. 69-80. DOI : [10.1364/JOSAB.36.000069](https://doi.org/10.1364/JOSAB.36.000069). URL : <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-36-1-69>.
- [129] I.E. GORDON, L.S. ROTHMAN, C. HILL, R.V. KOCHANOV, Y. TAN, P.F. BERNATH, M. BIRK, V. BOUDON, A. CAMPARGUE, K.V. CHANCE, B.J. DROUIN, J.-M. FLAUD, R.R. GAMACHE, J.T. HODGES, D. JACQUEMART, V.I. PEREVALOV, A. PERRIN, K.P. SHINE, M.-A.H. SMITH, J. TENNYSON, G.C. TOON, H. TRAN, V.G. TYUTEREV, A. BARBE, A.G. CSÁSZÁR, V.M. DEVI, T. FURTENBACHER, J.J. HARRISON, J.-M. HARTMANN, A. JOLLY, T.J. JOHNSON, T. KARMAN, I. KLEINER, A.A. KYUBERIS, J. LOOS, O.M. LYULIN, S.T. MASSIE, S.N. MIKHAILENKO, N. MOAZZEN-AHMADI, H.S.P. MÜLLER, O.V. NAUMENKO, A.V. NIKITIN, O.L. POLYANSKY, M. REY, M. ROTGER, S.W. SHARPE, K. SUNG, E. STARIKOVA, S.A. TASHKUN, J. VANDER AUWERA, G. WAGNER, J. WILZEWSKI, P. WCISŁO, S. YU et E.J. ZAK. « The HITRAN2016 molecular spectroscopic database ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 203 (2017). HITRAN2016 Special Issue, p. 3 -69. ISSN : 0022-4073. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.06.038>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407317301073>.
- [130] R.V. KOCHANOV, I.E. GORDON, L.S. ROTHMAN, P. WCISŁO, C. HILL et J.S. WILZEWSKI. « HITRAN Application Programming Interface (HAPI) : A comprehensive approach to working with spectroscopic data ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 177 (2016). XVIIIth Symposium on High Resolution Molecular Spectroscopy (HighRus-2015), Tomsk, Russia, p. 15 -30. ISSN : 0022-4073. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2016>.

- 03.005. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407315302466>.
- [131] Dakun WU, Fei YU et Meisong LIAO. « Understanding the material loss of anti-resonant hollow-core fibers ». In : *Opt. Express* 28.8 (avr. 2020), p. 11840-11851. DOI : [10.1364/OE.380847](https://doi.org/10.1364/OE.380847). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-28-8-11840>.
- [132] Michael H. FROSZ, Paul ROTH, Mehmet C. GÜNENDI et Philip St.J. RUSSELL. « Analytical formulation for the bend loss in single-ring hollow-core photonic crystal fibers ». In : *Photon. Res.* 5.2 (avr. 2017), p. 88-91. DOI : [10.1364/PRJ.5.000088](https://doi.org/10.1364/PRJ.5.000088). URL : <http://www.osapublishing.org/prj/abstract.cfm?URI=prj-5-2-88>.
- [133] R. WYNNE et B. BARABADI. « Gas-filling dynamics of a hollow-core photonic bandgap fiber for nonvacuum conditions ». In : *Appl. Opt.* 54.7 (mar. 2015), p. 1751-1757. DOI : [10.1364/AO.54.001751](https://doi.org/10.1364/AO.54.001751). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-54-7-1751>.
- [134] Masatoshi SARUWATARI et Kiyoshi NAWATA. « Semiconductor laser to single-mode fiber coupler ». In : *Appl. Opt.* 18.11 (juin 1979), p. 1847-1856. DOI : [10.1364/AO.18.001847](https://doi.org/10.1364/AO.18.001847). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-18-11-1847>.
- [135] S. D. LE, P. ROCHARD, J. BRIAND, L. QUÉTEL, S. CLAUDOT et M. THUAL. « Coupling Efficiency and Reflectance Analysis of Graded Index Expanded Beam Connectors ». In : *Journal of Lightwave Technology* 34.9 (2016), p. 2092-2099.
- [136] Monique THUAL, Damien MALARDE, B. ABHERVE-GUEGEN, P. ROCHARD et Philippe CHANCLOU. « Truncated Gaussian beams through microlenses based on a graded-index section ». In : *Optical Engineering* 46.1 (2007), p. 1-12. DOI : [10.1117/1.2431798](https://doi.org/10.1117/1.2431798). URL : <https://doi.org/10.1117/1.2431798>.
- [137] Edmund OPTICS. *Lentilles à Gradient d'Indice (GRIN)*. URL : <https://www.edmundoptics.fr/f/gradient-index-grin-rod-lenses/13814/>.
- [138] Fei YU et Jonathan C. KNIGHT. « Spectral attenuation limits of silica hollow core negative curvature fiber ». In : *Opt. Express* 21.18 (sept. 2013), p. 21466-21471. DOI : [10.1364/OE.21.021466](https://doi.org/10.1364/OE.21.021466). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-21-18-21466>.
- [139] A V GLADYSHEV, A F KOSOLAPOV, M M KHUDYAKOV, Yu P YATSENKO, A N KOLYADIN, A A KRYLOV, A D PRYAMIKOV, A S BIRIUKOV, M E LIKHACHEV, I A BUFETOV et E M DIANOV. « 4.4 μm Raman laser based on hollow-core silica fibre ». In : *Quantum Electronics* 47.5 (mai 2017), p. 491-494. DOI : [10.1070/qel16400](https://doi.org/10.1070/qel16400). URL : <https://doi.org/10.1070/qel16400>.

- [140] J. REID, J. SHEWCHUN, B. K. GARSIDE et E. A. BALLIK. « High sensitivity pollution detection employing tunable diode lasers ». In : *Appl. Opt.* 17.2 (jan. 1978), p. 300-307. DOI : [10.1364/AO.17.000300](https://doi.org/10.1364/AO.17.000300). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-17-2-300>.
- [141] Peter WERLE. « A review of recent advances in semiconductor laser based gas monitors ». In : *Spectrochimica Acta Part A : Molecular and Biomolecular Spectroscopy* 54.2 (1998), p. 197 -236. ISSN : 1386-1425. DOI : [https://doi.org/10.1016/S1386-1425\(97\)00227-8](https://doi.org/10.1016/S1386-1425(97)00227-8). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1386142597002278>.
- [142] Andreas KARPF et Gottipaty N. RAO. « Absorption and wavelength modulation spectroscopy of NO₂ using a tunable, external cavity continuous wave quantum cascade laser ». In : *Appl. Opt.* 48.2 (jan. 2009), p. 408-413. DOI : [10.1364/AO.48.000408](https://doi.org/10.1364/AO.48.000408). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-48-2-408>.
- [143] Jagadeeshwari MANNE, Alan LIM, Wolfgang JÄGER et John TULIP. « Wavelength modulation spectroscopy with a pulsed quantum cascade laser for the sensitive detection of acrylonitrile ». In : *Appl. Opt.* 50.25 (sept. 2011), E112-E118. DOI : [10.1364/AO.50.00E112](https://doi.org/10.1364/AO.50.00E112). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-50-25-E112>.
- [144] MOIRA HILTON. *Optical Methods for Monitoring Gas Turbine Emissions*. NPL Optical Radiation Measurement Club - Optical Technologies et Measurement Network Annual Meeting. 2007. URL : http://resource.npl.co.uk/optical_radiation/orclub/member/content/jun07/agenda.pdf.
- [145] *Wikipédia - CFM International CFM56*. URL : https://en.wikipedia.org/wiki/CFM_International_CFM56#Specifications.
- [146] Khosrow NAMJOU, Chad ROLLER, James JEFFERS, William POTTER, Patrick J. MCCANN et Joe GREGO. « Exhaled Nitric Oxide Measured Using Mid-Infrared Spectroscopy ». In : *SAE International Journal of Engines* (juil. 2002), p. 7. DOI : [10.4271/2002-01-2453](https://doi.org/10.4271/2002-01-2453).
- [147] Yury A. BAKHIRKIN, Anatoliy A. KOSTEREV, Chad ROLLER, Robert F. CURL et Frank K. TITTEL. « Mid-infrared quantum cascade laser based off-axis integrated cavity output spectroscopy for biogenic nitric oxide detection ». In : *Appl. Opt.* 43.11 (avr. 2004), p. 2257-2266. DOI : [10.1364/AO.43.002257](https://doi.org/10.1364/AO.43.002257). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-43-11-2257>.
- [148] X. CHAO, J. B. JEFFRIES et R. K. HANSON. « Wavelength-modulation-spectroscopy for real-time, in situ NO detection in combustion gases with a 5.2 μm quantum-cascade laser ». In : *Applied Physics B : Lasers and Optics* 106.4 (mar. 2012), p. 987-997. DOI : [10.1007/s00340-011-4839-y](https://doi.org/10.1007/s00340-011-4839-y).
- [149] BYTRAN. *How to HITRAN line-by-line*. 2016. URL : <http://www.bytran.org/howtolbl.htm>.

- [150] G.B. RIEKER, J.B. JEFFRIES, R.K. HANSON, T. MATHUR, M.R. GRUBER et C.D. CARTER. « Diode laser-based detection of combustor instabilities with application to a scramjet engine ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 32.1 (2009), p. 831-838. ISSN : 1540-7489. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.proci.2008.06.114>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1540748908001399>.
- [151] Michael USREY, Kevin HARSH, Alexander BRAND, R. MCKOWN et Alireza BEHBAHANI. « Smart, In Situ, Wide Range Pressure Sensor for Advanced Engine Controls ». In : *SAE International Journal of Engines* 7 (sept. 2014). DOI : [10.4271/2014-01-2167](https://doi.org/10.4271/2014-01-2167).
- [152] *Reducing and optical sensor interrogator to the size of a memory stick*. URL : <https://www.bruco-ic.com/local/bc02-20-THEME-Technobis-Bruco.pdf>.
- [153] Johann TROLES, Laurent BRILLAND, Céline CAILLAUD, Sébastien VENCK, Jean Luc ADAM, Maxime DURIS, Damien DEUBEL, Loic BODIOU, Joël CHARRIER, Mathieu CARRAS et Mickael BRUN. « Single-mode chalcogenide microstructured optical fibers : A solution for mid-IR fibered QCL (Conference Presentation) ». In : *Components and Packaging for Laser Systems V*. Sous la dir. d'Alexei L. GLEBOV et Paul O. LEISHER. T. 10899. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2019. DOI : [10.1117/12.2506617](https://doi.org/10.1117/12.2506617). URL : <https://doi.org/10.1117/12.2506617>.
- [154] Justin COOK, Felix A. TAN, Ahmed Al HALAWANY, Alex SINCORE, Lawrence SHAH, Ayman F. ABOURADDY, Martin RICHARDSON et Kenneth L. SCHEPLER. « Efficient coupling of a quantum cascade laser to a few-mode chalcogenide fiber ». In : *Opt. Express* 27.20 (sept. 2019), p. 27682-27690. DOI : [10.1364/OE.27.027682](https://doi.org/10.1364/OE.27.027682). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-27-20-27682>.
- [155] Boston ELECTRONICS. *Fiber Coupling for QCL in HHL Housing*. URL : <https://www.boselec.com/new-fiber-coupling-qcl-hhl-housing/>.
- [156] MIRSENSE. *INTRODUCING WORLD-PREMIERE FIBER-COUPLED QCL*. URL : <https://mirsense.com/introducing-world-premiere-fiber-coupled-qcl/>.
- [157] Yu-Kuan LU, Ying-Chien TSAI, Yu-Da LIU, Szu-Ming YEH, Chi-Chung LIN et Wood-Hi CHENG. « Asymmetric elliptic-cone-shaped microlens for efficient coupling to high-power laser diodes ». In : *Opt. Express* 15.4 (fév. 2007), p. 1434-1442. DOI : [10.1364/OE.15.001434](https://doi.org/10.1364/OE.15.001434). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-15-4-1434>.
- [158] M. THUAL, P. CHANCLOU, O. GAUTREAU, L. CALEDEC, C. GUIGNARD et P. BESNARD. « Appropriate micro-lens to improve coupling between laser diodes and singlemode fibres ». English. In : *Electronics Letters* 39 (21 oct. 2003),

- 1504-1506(2). ISSN : 0013-5194. URL : https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el_20030986.
- [159] THORLABS. *IR Free-Space Isolators (1110 - 2100 nm) - Isolator Tutorial*. URL : https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=4916.
- [160] THORLABS. *MIR Free-Space Isolators (2.20 - 4.55 μm)*. URL : https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=8225.
- [161] MKS-NEWPORT. *Mid-IR Faraday Optical Isolators*. URL : <https://www.newport.com/f/mid-ir-faraday-optical-isolators>.
- [162] INNOVATION PHOTONICS. *Mid-IR Isolators*. URL : <https://innpho.com/product/mid-ir-isolators/>.
- [163] RP PHOTONICS. *Fiber Couplers*. URL : https://www.rp-photonics.com/fiber_couplers.html.
- [164] C. A. SCHÄFER, H. UEHARA, D. KONISHI, S. HATTORI, H. MATSUKUMA, M. MURAKAMI, S. SHIMIZU et S. TOKITA. « Fluoride-fiber-based side-pump coupler for high-power fiber lasers at 2.8 μm ». In : *Opt. Lett.* 43.10 (mai 2018), p. 2340-2343. DOI : 10.1364/OL.43.002340. URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-43-10-2340>.
- [165] Oleg BENDEROV, Igor NECHEPURENKO, Boris STEPANOV, Tatiana TEBENEVA, Tatiana KOTEREVA, Gennadiy SNOBATIN, Igor SKRIPACHEV, Maxim SPIRIDONOV et Alexander RODIN. « Broadband mid-IR chalcogenide fiber couplers ». In : *Appl. Opt.* 58.26 (sept. 2019), p. 7222-7226. DOI : 10.1364/AO.58.007222. URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-58-26-7222>.
- [166] Xiaosheng HUANG, Jie MA, Dingyuan TANG et Seongwoo YOO. « Hollow-core air-gap anti-resonant fiber couplers ». In : *Opt. Express* 25.23 (nov. 2017), p. 29296-29306. DOI : 10.1364/OE.25.029296. URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-25-23-29296>.
- [167] G. STEVENS et T. WOODBRIDGE. « Mid-IR fused fiber couplers ». In : *Components and Packaging for Laser Systems II*. Sous la dir. d'Alexei L. GLEBOV et Paul O. LEISHER. T. 9730. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2016, p. 18 -25. DOI : 10.1117/12.2203450. URL : <https://doi.org/10.1117/12.2203450>.
- [168] WIKIPÉDIA. *Circulateur (optique)*. URL : [https://fr.wikipedia.org/wiki/Circulateur_\(optique\)](https://fr.wikipedia.org/wiki/Circulateur_(optique)).
- [169] Abdul AL AZZAWI. *Fiber Optics : Principles and Practices*. CRC Press, 2006. ISBN : 978-0-849-38295-6.
- [170] FIBERGUIDE. *High Temperature Fiber*. URL : <https://www.fiberguide.com/product/high-temperature-fiber/>.

- [171] LASERFOCUSWORLD. *Fiber-Optic Components : Harsh-environment optical fiber coatings : Beauty is only skin deep*. URL : <https://www.laserfocusworld.com/fiber-optics/article/16551655/fiberoptic-components-harshenvironment-optical-fiber-coatings-beauty-is-only-skin-deep>.
- [172] Pengbai XU, Dexin BA, Weiming HE, Hongping HU et Yongkang DONG. « Distributed Brillouin optical fiber temperature and strain sensing at a high temperature up to 1000°C by using an annealed gold-coated fiber ». In : *Opt. Express* 26.23 (nov. 2018), p. 29724-29734. DOI : 10.1364/OE.26.029724. URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-26-23-29724>.
- [173] Sham-Tsong SHIUE et Yi-Shyang LIN. « Thermal stresses in metal-coated optical fibers ». In : *Journal of Applied Physics* 83.11 (1998), p. 5719-5723. DOI : 10.1063/1.367427. eprint : <https://doi.org/10.1063/1.367427>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.367427>.
- [174] Karol WYSOKIŃSKI, Tomasz STAŃCZYK, Katarzyna GIBAŁA, Tadeusz TENDERENDA, Anna ZIOŁOWICZ, Mateusz SŁOWIKOWSKI, Małgorzata BROCKOWSKA et Tomasz NASIŁOWSKI. « New Methods of Enhancing the Thermal Durability of Silica Optical Fibers ». In : *Materials* 7.10 (2014), p. 6947-6964. ISSN : 1996-1944. DOI : 10.3390/ma7106947. URL : <https://www.mdpi.com/1996-1944/7/10/6947>.
- [175] D. R. BISWAS. « Optical fiber coatings ». In : *Fiber Optics Reliability and Testing : A Critical Review*. Sous la dir. de Dilip K. PAUL. T. 10272. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 1993, p. 62 -78. DOI : 10.1117/12.181374. URL : <https://doi.org/10.1117/12.181374>.
- [176] FIBERTECH-OPTICA. *Industrial Probes*. URL : <http://fibertech-optica.com/fto/wp-content/uploads/FTO-Industrial-Probes.pdf>.
- [177] ALON® - *Aluminum Oxynitride*. URL : <http://www.surmet.com/pdfs/ALON%20Data%20Sheet.pdf>.
- [178] Danfoss IXA. *Marine Emission Sensor Prod. 100100*. URL : <https://danfoss-api.fieldtest.xyz/wp-content/uploads/2019/09/DSH-E-Marine-Emission-Sensor-Data-Sheet.pdf>.
- [179] Allan SKOUBOE, Jesper HOYJER et Carsten MOBERG. *SONDE POUR CAPTEUR DE GAZ AYANT UNE PROTECTION DE GAZ DE PURGE*. Déc. 2015.
- [180] Helmut RANNER, Pratush Kumar TEWARI, Heinrich KOFLER, M. LACKNER, Ernst WINTNER, Avinash Kumar AGARWAL et F. WINTER. « Laser cleaning of optical windows in internal combustion engines ». In : *Optical Engineering* 46.10 (2007), p. 1 -8. DOI : 10.1117/1.2793704. URL : <https://doi.org/10.1117/1.2793704>.

- [181] Yanping ZHANG, Binghai DONG, Shimin WANG, Li ZHAO, Li WAN et Erjing WANG. « Mechanically robust, thermally stable, highly transparent superhydrophobic coating with low-temperature sol-gel process ». In : *RSC Adv.* 7 (75 2017), p. 47357-47365. DOI : [10.1039/C7RA08578H](https://doi.org/10.1039/C7RA08578H). URL : <http://dx.doi.org/10.1039/C7RA08578H>.
- [182] Jongsun YOON, Min RYU, Hyeongjeong KIM, Gwang-Noh AHN, Se-Jun YIM, Dong-Pyo KIM et Hyomin LEE. « Wet-Style Superhydrophobic Anti-fogging Coatings for Optical Sensors ». In : *Advanced Materials* 32.34 (2020), p. 2002710. DOI : <https://doi.org/10.1002/adma.202002710>. eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/adma.202002710>. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/adma.202002710>.
- [183] A. Y. VOROBYEV et Chunlei GUO. « Multifunctional surfaces produced by femtosecond laser pulses ». In : *Journal of Applied Physics* 117.3 (2015), p. 033103. DOI : [10.1063/1.4905616](https://doi.org/10.1063/1.4905616). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.4905616>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.4905616>.
- [184] E. STRATAKIS, J. BONSE, J. HEITZ, J. SIEGEL, G.D. TSIBIDIS, E. SKOULAS, A. PAPADOPOULOS, A. MIMIDIS, A.-C. JOEL, P. COMANNS, J. KRÜGER, C. FLORIAN, Y. FUENTES-EDFUF, J. SOLIS et W. BAUMGARTNER. « Laser engineering of biomimetic surfaces ». In : *Materials Science and Engineering : R : Reports* 141 (2020), p. 100562. ISSN : 0927-796X. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.mser.2020.100562>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927796X20300206>.
- [185] Gilles BAILET. *DISPOSITIF PASSIF DE REDUCTION DE LA POLLUTION D'UN ACCES OPTIQUE D'UN INSTRUMENT OPTIQUE*. Juin 2018.
- [186] THORLABS. *Quantum and Interband Cascade Lasers (QCLs and ICLs), 3 - 11 μ m*. URL : https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=6932.
- [187] THORLABS. *HgCdTe (MCT) Amplified Photodetector with TEC*. URL : https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=2907.
- [188] STATISTA. *Annual growth in global air traffic passenger demand from 2006 to 2021*. URL : <https://www.statista.com/statistics/193533/growth-of-global-air-traffic-passenger-demand/>.