



HAL
open science

Photonique Bragg ultra-rapide appliquée aux lasers impulsionnels et aux capteurs à fibre optique

Yohan Barbarin

► **To cite this version:**

Yohan Barbarin. Photonique Bragg ultra-rapide appliquée aux lasers impulsionnels et aux capteurs à fibre optique. Sciences de l'ingénieur [physics]. INP Toulouse, 2021. tel-03909695

HAL Id: tel-03909695

<https://cea.hal.science/tel-03909695v1>

Submitted on 21 Dec 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.

MÉMOIRE

En vue de l'obtention de l'

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Délivrée par l'Institut National Polytechnique de Toulouse

Présenté et soutenu par

Yohan Barbarin

Le 29/09/2021

Photonique Bragg ultra-rapide appliquée aux lasers impulsionsnels et aux capteurs à fibre optique

École doctorale

Ecole Doctorale Génie Electrique, Electronique, Télécommunications

Spécialité

Photonique et Systèmes Optiques

Unité de recherche

CEA Gramat – LAAS CNRS

Correspondant

Julien Perchoux

Jury

Véronique Bardinal-Delagnes

Pascal Besnard

Pascal Picart

Aghiad Khadour

Jean-Marc Chevalier

Emmanuel Hugonnot

A Anne-Sophie, Auguste et Lise.

Remerciements

Depuis la fin de la rédaction de ma thèse en décembre 2006, je ne pensais pas écrire de nouveau des remerciements. Ces lignes, en français cette fois, prouvent le contraire et la liste est encore très longue !

Je commence par remercier la personne qui m'a soutenu dès le début dans mon projet de « passer l'HDR » et qui m'a très régulièrement encouragé. Je remercie donc vivement JL qui a œuvré à plusieurs niveaux pour que je puisse accomplir ce travail conséquent et dont l'œil extrêmement affûté a une nouvelle fois été mis à profit. Un énorme merci à toi !

Ce mémoire regroupe les principales activités de recherche en photonique que j'ai menées de 2007 à 2011 à l'ETH Zurich en Suisse et de 2013 à 2020 au CEA Gramat.

Par ordre chronologique, je vais donc remercier ceux qui ont contribué directement et indirectement à mes travaux de recherche à l'ETH dans le groupe d'Ursula Keller. *Vielen Dank* Ursi pour m'avoir accueilli dans ton groupe et de m'avoir confié le projet EP-VECSEL. Grâce au soutien du très francophile Thomas Südemeyer, j'ai pu évoluer de jeune post-doc à *Oberassistent* bien plus expérimenté et nous avons ensemble réussi à obtenir le meilleur de la « MIXSEL Team ». Merci Thomas ! Nos doctorants ont été les forces vives de nos projets. *Dank je* Deran Maas pour ton énorme travail sur le MIXSEL et de m'avoir converti à l'époque à Matlab. Tu as également largement contribué au dimensionnement de l'EP-VECSEL. Je remercie Aude-Reine Bellancourt et Mohammad Shafiei pour cette brique technologique qu'était le SESAM à boîtes quantiques à faible fluence de saturation. *Danke schoen* Beni (Benjamin) Rudin, Oliver Sieber et Valentin Wittwer pour notre record de puissance avec le MIXSEL. Valentin, merci également pour tes travaux sur les OP-VECSEL à bas-bruit et nos prototypes réalisés pour le projet européen Fast-Dot. Un grand merci à Martin Hoffmann-Saraceno qui a été à bord de l'« EP-VECSEL Team » dès le début (non sans difficultés) et bravo pour tes excellents résultats avec les QD-VECSEL et la mise en pratique de la gestion de la dispersion dans les cavités laser. Un grand merci à Wolfi (Wolfgang) Pallmann et Christian Zaugg, vous avez réussi à faire aboutir le projet EP-VECSEL avec vos démonstrations de *modelocking*. L'« EP-VECSEL Team » était complétée par Bernd Witzigmann et deux doctorants Philipp Kreuter et Imad Dahhan. *Vielen dank* Bernd, Philipp et Imad pour vos complexes

simulations afin d'optimiser l'injection électrique de l'EP-VECSEL. Je remercie également mon successeur, Bauke Tilma, qui était venu également du même groupe que moi à Eindhoven et qui a surtout aidé Wolfgang et Christian à finir leurs doctorats.

Nos lasers étaient fabriqués dans la salle blanche de l'université, le « FIRST lab », je remercie le responsable de l'époque, Otte Homan, qui m'a aidé à mettre en place la fabrication de l'EP-VECSEL. Les innombrables couches de semi-conducteurs ont été déposées au FIRST-lab par Matthias Golling. Merci beaucoup Matthias, j'ai beaucoup appris à tes côtés sur la croissance des matériaux et ce fut un plaisir de partager le même bureau. Je remercie également l'équipe EMEZ pour les nombreuses images au microscope électronique à transmission.

La vie *im der Schweiz* demande une certaine adaptation linguistique, je remercie grandement Olivier Heckl, Clara Saraceno et Petrisa Eckle pour les « tandems » hebdomadaires pour que chacun puisse progresser en Français, *Hoch-Deutsch* et même *Español*. Lors de mon entretien d'embauche, Ursi m'avait bien fait comprendre que dans son groupe, *wir schieren* ! Je remercie donc Adrian Pfeiffer et Claudio Cirelli pour leurs cours personnalisés de ski hors-piste qui ont contribué à ma bonne intégration dans le groupe.

Ma venue au CEA Gramat dans le Lot s'est faite presque par hasard. Merci de nouveau à JL d'avoir gardé, « au cas où », mon CV reçu d'HCS et de l'avoir fourni au bon moment à DS. J'ai ainsi pu commencer à Gramat avec à un financement mixte entre le projet Européen CIPRNet et l'ANR ASTRID ANDROMEDE. Je remercie également PB qui a contribué à la mise en place de ces projets et à leurs tentatives de valorisation.

Je remercie tout autant AO de m'avoir accueilli dans son laboratoire et je remercie tout particulièrement AL, mon parrain, pour m'avoir mis dans le bain de la physique des chocs et des explosifs et pour avoir conçu, avec une très grande motivation, la majorité des expérimentations du BraggFast. L'histoire n'est pas finie ! Je tiens à remercier également notre partenaire « réseau de Bragg », SM de Saclay, avec qui nous collaborons toujours. Dans notre projet ANDROMEDE, l'intégration des réseaux de Bragg coulés dans un matériau énergétique a été assurée par KW et CC d'Ariane Group. Merci à vous deux, vous avez été très « moteur » dans ce projet. C'est dommage qu'aucune suite n'ait pu aboutir.

Je suis arrivé à Gramat le même jour que VC et nous avons longtemps partagé le même bureau. Encore félicitation pour ton excellente thèse et tes résultats très intéressants sur les coins, notamment ceux avec un réseau de Bragg ! Merci à toi (et à JMC) pour avoir proposé de « challenger » le BraggPulse avec des mesures de déformations multipoints. Je voudrais également remercier MG et GB pour leur soutien constant dans la mise en place des modèles des simulations Ouranos.

Les expérimentations de détonique et de chocs sont réalisées par des techniciens expérimentés. Je remercie grandement les équipes PL et X et plus particulièrement LJ, PH et TD qui ont directement contribué à la validation des systèmes BraggFast et BraggPulse. Pour la réalisation des indispensables pièces mécaniques, je remercie les équipes du bureau d'étude et de l'atelier dont, PV, PC et EG. Dans l'équipe « Lanceurs », je tiens spécialement à remercier FS, LR et OL pour les expérimentations sur les moyens DEMETER et PYRENE et GL pour nos perspectives innovantes en vélocimétrie.

Concernant les essais pour l'ANR BLAST que je n'ai malheureusement pas pu aborder dans ce manuscrit, je remercie FC de l'ICA ainsi que notre doctorant de l'époque TP. Ces travaux ont contribué au développement initial du système BraggPulse. Le timing était parfait !

Dans notre laboratoire à la métrologie, j'ai pu explorer un certain nombre de concepts de système de mesures grâce au soutien d'une série de stagiaires et d'apprentis ingénieurs. Les plus anciens ont contribué au développement du BraggFast et du BraggPulse, les plus récents trouvent leur place dans une partie des perspectives de ce mémoire. Par ordre d'apparition, je tiens sincèrement à remercier : MB, AC, MRM, VC, MH, SE, TR, MB et GL. Ces expériences d'apprenti ingénieur-chercheur semblent vous avoir convaincus car vous êtes une majorité à poursuivre en thèse.

Une excellente atmosphère de travail, ainsi que durant les trajets pour « rallier » Gramat de Cahors, compte énormément. Je remercie donc pour cela mon covoiturier de la première heure, JFM, et les piliers de « la Métro » que sont BC, FL, ML, JPM et DG. Je remercie également CP pour son soutien dans l'intégration de certains prototypes.

Paradoxalement, je ne peux pas remercier cette crise sanitaire qui a changé nos vies depuis mars 2020, mais je dois avouer que le premier confinement m'a permis de vraiment me lancer dans la rédaction de ce manuscrit.

Enfin, comme dans mon manuscrit de thèse, je remercie mes parents pour l'équilibre et la force de notre famille. Depuis 2007, j'ai également créé ma petite famille ! Je remercie vivement Anne-Sophie, Auguste et Lise qui contribuent quotidiennement à mon bien-être et donc indirectement à mes travaux de recherche dans le Lot.

Sommaire

INTRODUCTION	13
LOI DE BRAGG - REFLEXION DE RAYONS X PAR DES CRISTAUX.....	20
REFLECTEUR DE BRAGG DISTRIBUE	22
FIBRE OPTIQUE A RESEAU DE BRAGG.....	25
CHAPITRE 1 : EVOLUTION DES DOMAINES DE RECHERCHE	27
1.1. PARCOURS PROFESIONNEL ET THEMATIQUES DE RECHERCHE	29
1.2. PRODUCTION SCIENTIFIQUE.....	33
CHAPITRE 2 : VECSEL IMPULSIONNEL A POMPAGE ELECTRIQUE	39
2.1. INTRODUCTION	41
2.1.1. Les VECSEL.....	41
2.1.2. VECSEL impulsionnel et SESAM	44
2.1.3. L'« EP-VECSEL ».....	46
2.2. DESIGN D'UN EP-VECSEL IMPULSIONNEL.....	47
2.3. EPITAXIE DU WAFER EP-VECSEL	50
2.3.1. Premier design	50
2.3.2. Design optimisé.....	52
2.4. FABRICATION DES LASERS	54
2.4.1. Sélection du dissipateur thermique	54
2.4.2. Principales étapes de la fabrication	55
2.5. CONFINEMENT DU COURANT DANS LES LARGES EP-VECSEL.....	59
2.6. CARACTERISATION EN CW DES PREMIERS EP-VECSEL	60
2.7. QUALITE DE FAISCEAU DES EP-VECSEL	63
2.8. EP-VECSEL « MODELOCKE ».....	64
2.9. CONCLUSION « EP-VECSEL MODELOCKE ».....	66
CHAPITRE 3 : MIXSEL INTEGRATION MONOLITHIQUE D'UN SESAM A BOITES QUANTIQUES DANS UN OP-VECSEL.....	69
3.1. INTRODUCTION	71
3.2. SESAM A BOITES QUANTIQUES INTEGRABLE DANS UN MIXSEL.....	73
3.2.1. Design d'un MIXSEL antirésonant	73

3.2.2. QD-SESAM antirésonant de validation	74
3.2.1. Génération d'impulsions dans une configuration proche d'un MIXSEL.....	78
3.3. RECORD DE PUISSANCE D'UN MIXSEL AVEC UN DESIGN ANTI-RESONANT..	79
3.3.1. Fabrication du MIXSEL.....	79
3.3.2. MIXSEL haute puissance.....	81
3.4. REVUE DES OP-VECSEL MODELOCKES DE FORTE PUISSANCE.....	84
CHAPITRE 4 : MESURE DE LA VITESSE DE DETONATION PAR FIBRE OPTIQUE A RESEAU DE BRAGG	89
4.1. INTRODUCTION	91
4.1.1. Emploi des réseaux de Bragg pour la détonique.....	91
4.1.2. Réseau de Bragg à pas variable.....	93
4.1.3. Principe de fonctionnement du système <i>BraggFast</i>	93
4.1.4. Développement du <i>BraggFast</i>	94
4.2. SCHEMA OPTOELECTRONIQUE DU SYSTEME <i>BRAGGFAST</i>	96
4.3. SIMULATION OPTIQUE D'UNE CFBG DURANT UNE DETONATION.....	97
4.3.1. Simulation d'une CFBG pour la détonique	97
4.3.2. Simulation du raccourcissement de la CFBG	98
4.3.3. Réponse d'une CFBG avec et sans apodisation.....	99
4.4. PROCEDURE D'AJUSTAGE UTILISANT LE SPECTRE INITIAL REFLECHI	101
4.4.1. Validation numérique	101
4.4.1.1. Réponse théorique de la CFBG	101
4.4.1.2. Simulation de la réponse de la CFBG à partir du spectre initial	101
4.4.2. Validation expérimentale	103
4.4.2.1. Réponse expérimentale de la CFBG.....	103
4.4.2.2. Réponse expérimentale de la CFBG à partir du spectre initial	105
4.5. ESTIMATION DES INCERTITUDES DE MESURE PAR LA SIMULATION	106
4.5.1. Définition des paramètres principaux	106
4.5.2. Traitement des signaux	107
4.5.3. Estimation de la vitesse de détonation établie	109
4.5.4. Influence des paramètres sur le traitement du signal <i>BraggFast</i>	109
4.6. RESULTATS EXPERIMENTAUX	112
4.6.1. Caractérisation des réseaux de Bragg.....	112
4.6.2. Mesure de la VDE de cartouches de ME cylindriques.....	115
4.6.2.1. Configuration	115
4.6.2.2. VDE de l'Ontalite 2	116
4.6.2.3. VDE de la Composition B (Comp B).....	118

4.6.3. TCD dans une géométrie conique.....	119
4.6.3.1. Configuration.....	119
4.6.3.2. Résultats expérimentaux.....	120
4.6.4. Mesure de la VDE dans une géométrie sphérique.....	123
4.6.4.1. Configuration.....	123
4.6.4.2. Mesure de la VDE d'un ME de RDX/PBHT en géométrie sphérique.....	124
4.6.5. Cartouches coulées autour d'un réseau de Bragg.....	125
4.6.5.1. Configuration.....	125
4.6.5.2. Mesure de VDE d'un ME de RDX/PBHT coulé autour d'une CFBG.....	126
4.7. CONCLUSION SUR LE SYSTEME BRAGGFAST.....	128
CHAPITRE 5 : SPECTROMETRES DYNAMIQUES POUR MESURES DE DEFORMATIONS ET DE PRESSION DE CHOC.....	131
5.1. MESURES PAR RESEAU DE BRAGG	133
5.1.1. Introduction.....	133
5.1.2. Mesure dynamique de déformations.....	134
5.1.3. Mesure dynamique de pression de choc.....	135
5.1.3.1. Principe général.....	135
5.1.3.2. Etat de l'art de la mesure de pression de choc par FBG.....	136
5.1.3.3. Mesure d'un profil de pression par CFBG.....	137
5.1.3.4. Correspondance entre un décalage spectral dans une FBG et un niveau de pression de choc.....	138
5.2. SPECTROMETRE DYNAMIQUE AWG	140
5.2.1. Conception du spectromètre.....	140
5.2.2. Conception de la CFBG pour la mesure d'un profil de pression ..	141
5.2.3. Conception des expérimentations de choc pour la mesure d'un profil de pression de choc	142
5.2.1. Expérimentations de choc dans l'aluminium	144
5.3. SPECTROMETRE DYNAMIQUE BRAGGPULSE	148
5.3.1. Principe de fonctionnement du système <i>BraggPulse</i>	148
5.3.1. Mesure de TCD	152
5.3.2. Mesure de pression de choc	154
5.3.3. Mesure de déformations	156
5.4. CONCLUSION ET PERSPECTIVES DES SPECTROMETRES DYNAMIQUES	160
CHAPITRE 6 : CONCLUSION ET PERSPECTIVES DE RECHERCHE	163
6.1. CONCLUSION GENERALE	165
6.2. VITESSE DE DETONATION A CŒUR AVEC UNE FIBRE OPTIQUE A RESEAU DE BRAGG EN POLYMER.....	167

6.3. MESURE DE PRESSION DE CHOC A CŒUR AVEC UNE FIBRE OPTIQUE A RESEAU DE BRAGG EN SAPHIR	168
6.4. VELOCIMETRIE HETERODYNE MULTI-LONGUEURS D'ONDE	169
6.5. VELOCIMETRIE HETERODYNE AVEC DES FIBRES MULTIMODES	171
6.6. VELOCIMETRIE HETERODYNE MOYEN INFRAROUGE AU CŒUR DES MATERIAUX	172
BIBLIOGRAPHIE	175
BIBLIOGRAPHIE DU MÉMOIRE.....	177
LISTE DE PUBLICATIONS	187
Journaux.....	187
Conférences internationales	191
Conférences nationales et « workshops ».....	197
Brevets.....	199
ANNEXES	201
FIBRES OPTIQUE A RESEAUX DE BRAGG DES CHAPITRES 4 ET 5.....	203
AUTORISATION DE REUTILISATION DE FIGURES.....	204
[Bragg 1913]	204
[Mangold 2014]	204
[Pallmann 2013].....	205
[Tilma 2015].....	206
ACTIVITES D'ENSEIGNEMENT, D'ENCADREMENT ET IMPLICATION DANS LES PROJETS FINANCES	207
Activités d'enseignement	207
Co-encadrement de doctorants.....	207
Encadrement de stagiaires et apprentis depuis le doctorat	208
Implication dans les projets financés depuis le doctorat	209
<i>Projets nationaux</i>	<i>209</i>
<i>Projets européens.....</i>	<i>209</i>
<i>Collaborations nationales.....</i>	<i>209</i>
<i>Contrats privés.....</i>	<i>209</i>
ACRONYMES	211

Liste des tableaux

Tableau 1 – Nombre de publications (près de 200 au total) par type. Source : Google Scholar en mars 2020	35
Tableau 2 – Nombre de « reviews » pour des revues scientifiques en mars 2020.....	36
Tableau 3 – Propriétés thermiques du substrat de GaAs et matériaux utilisables comme dissipateur thermique.....	55
Tableau 4 – Mesures de qualité de faisceau (M^2) et de puissance pour différentes dimensions d'EP-VECSEL. IEEE © 2013 ([Pallman 2013] voir page 204).....	64
Tableau 5 – Fluence de saturation et modulation d'amplitude d'un QD-SESAM avec quatre couches de QDs dans son état brut (épitaxie à 420 °C) et recuit pendant une heure à différentes températures. ...	76
Tableau 6 – Liste de publications (en mars 2020) sur des mesures de vitesse de détonation par FBG.....	92
Tableau 7 – Configurations possibles du système BraggPulse ($\lambda_e = 1560$ nm).....	150
Tableau 8 – Propriétés des spectromètres dynamiques utilisés.....	160
Tableau 9 – Comparaison suivant cinq critères des trois techniques de vélocimétrie par effet Doppler. .	172

Table des illustrations

Figure 1 – Extrait de [Bragg 1913] © Proceedings of the Royal Society.	20
Figure 2 – Illustration des oscillations induites par des rayons X sur des atomes et la diffusion de Rayleigh. (Source : Wikipedia.org)	21
Figure 3 – Illustration de la loi de Bragg entre deux plans cristallographiques.....	21
Figure 4 – Illustration de la loi de Bragg dans une couche mince dont l'épaisseur d est de l'ordre de grandeur de la demi-longueur d'onde.	22
Figure 5 – Illustration de la loi de Bragg dans un DBR avec des couches « quart d'onde ».	23
Figure 6 – Parcours depuis la formation d'ingénieur. En rouge, les lieux dont les principaux travaux et résultats de recherche sont présentés dans ce mémoire.	30
Figure 7 – Statistiques des publications d'après ISI Web of Science en mars 2020.	33
Figure 8 – Nombres de publications par laboratoire en mars 2020.	34
Figure 9 – Puissance des VECSEL commerciaux suivant les LdO (source Coherent Inc.). Le spectre visible est affiché au-dessus du graphique.	42
Figure 10 – a) Cavité d'un OP-VECSEL. b) Structure semi-conducteur d'un OP-VECSEL.	43
Figure 11 – Structure semi-conducteur d'un SESAM.	45
Figure 12 – Réflectivité non linéaire d'un SESAM.	45
Figure 13 – Réponse temporelle normalisée d'un SESAM.	46
Figure 14 – Illustration 3D de notre design d'EP-VECSEL. L'illustration comporte une coupe et est étirée verticalement d'un facteur 30. La structure laser (sans son substrat de GaAs) est soudée sur un dissipateur thermique en Cuivre-Etain [Barbarin 2011].	48
Figure 15 – Simulation 2D axisymétrique de l'injection du courant au travers d'un EP-VECSEL avec un DCA de 80 μm . L'échelle de couleur représente la densité de courant en A/cm^2 . Les lignes noires montrent les trajectoires du courant [Barbarin 2011].	49
Figure 16 – Indice de réfraction (ligne noire) et champ électrique (ligne verte) dans la structure de l'EP-VECSEL en fonction de l'épaisseur. Les niveaux de dopage sont indiqués au-dessus de la structure.	50
Figure 17 – Images MET de parties d'un EP-VECSEL : a) transition entre l'AlAs et le GaAs du p-DBR avec 5 couches d'AlGaAs avec un dopage constant b) région active avec 2x3 QWs en InGaAs espacés de 10 nm et un $\Delta\lambda$ de 25 nm puis le début du n-DBR sans gradient c) image MEB de la fin de l'épaisseur couche de GaAs et les 11 couches d'AR en GaAs et AlAs.	52
Figure 18 – Estimation de la concentration de gallium basée sur la luminosité verticale de l'image MET.	53
Figure 19 – Indice de réfraction (ligne verte), champ électrique (ligne bleu) et niveaux de dopage (ligne rouge) dans le nouveau design du p-DBR.	53
Figure 20 – Masques pour la fabrication des EP-VECSEL avec à gauche les premiers designs (5 masques) et à droite les derniers designs (zoom sur une cellule avec les 6+1 masques).	56
Figure 21 – Séquence mise en place pour la fabrication d'un EP-VECSEL.....	58
Figure 22 – a) Image du dissipateur thermique en CuW avec quatre cellules de lasers (premiers designs) b) image au microscope d'une de ces cellules d'EP-VECSEL [Barbarin 2011].	58
Figure 23 – Profils d'électroluminescences mesurés (lignes solides) sur des EP-VECSEL avec différents diamètres de contact arrière comparés aux simulations du courant d'injection (lignes discontinues)...	59
Figure 24 – Puissance optique des EP-VECSEL en fonction du DCA dans une cavité droite avec un miroir de sortie ayant un CdT de 10%. La température de la monture était réglée à 3 °C.	61
Figure 25 – Courbes LIV et RQI mesurées d'un EP-VECSEL avec un DCA de 180 μm , une ouverture supérieure de 300 μm de diamètre et un miroir de sortie avec une transmission de 10%. La monture était réglée à 3 °C.....	62

Figure 26 – Courbes LI mesurée (courbe rouge) et simulée (courbe noire) pour un EP-VECSEL avec un DCA de 80 μm et un miroir de sortie avec 10% de transmission. Les courbes verte et bleue sont simulées pour des résistances thermiques plus faibles.....	63
Figure 27 – Image en vue de dessus de la cavité laser mise en place et schéma du faisceau avec les dimensions de la cavité. IEEE © 2013 ([Pallmann 2013] voir page 204).....	65
Figure 28 – Evolution des OP-VECSEL modelockés au fil des années jusqu’au MIXSEL avec une puissance moyenne de plusieurs watts.	72
Figure 29 – a) Profil du champ électrique dans le design résonant d’un MIXSEL. b) Retard de groupe par dispersion avec en traits légers les possibles variations liées à des variations typiques durant la fabrication (design résonant). c) Profil du champ électrique dans le design anti-résonant d’un MIXSEL. d) Retard de groupe par dispersion avec en traits légers les possibles variations liées à des variations typiques durant la fabrication (design anti-résonant).	74
Figure 30 – Comparaison des réflectivités non linéaires mesurées d’un QD-SESAM brut de l’épitaixie à 420 °C et du même QD-SESAM recuit à 675 °C.	75
Figure 31 – a) Profil du champ électrique dans le design anti-résonant d’un QD-SESAM avec quatre couches de QDs. b) Profil du champ électrique dans le design anti-résonant d’un QD-SESAM avec trois couches de QDs sur une image MET.	76
Figure 32 – Fluence de saturation et modulation d’amplitude pour des QD-SESAMs avec trois et quatre couches de QDs dans un état brut (épitaixie à 420 °C) ou recuit pendant une heure à 675 °C.	77
Figure 33 – Réponses temporelles normalisées des QD-SESAMs.....	78
Figure 34 – Schéma d’une cavité en V avec une taille de faisceau quasiment identique sur le gain du VECSEL et le QD-SESAM.	78
Figure 35 – Caractérisation de l’impulsion : autocorrélation avec un ajustement numérique utilisant la fonction sech^2 . Signal d’un analyseur de spectre donnant la fréquence de répétition. Spectre optique en échelle linéaire.....	79
Figure 36 – Image MEB de la structure semi-conducteur du MIXSEL avec en illustration le concept et les détails des régions de l’absorbeur et du gain avec les QWs.....	80
Figure 37 – Photographie et schéma de la cavité laser utilisée pour le MIXSEL.	82
Figure 38 – Caractérisation de l’impulsion : a) Signal d’un analyseur de spectre donnant la fréquence de répétition. b) Autocorrélation avec un ajustement numérique utilisant la fonction sech^2 . c) Spectre optique en échelle linéaire. d) Mesure du coefficient de qualité du faisceau.	83
Figure 39 – Puissances moyennes de différents lasers modelockés tracées en fonction des LdO [Tilma 2015] © 2015, Springer Nature.....	84
Figure 40 – Puissances moyennes de différents lasers modelockés tracées en fonction de la durée des impulsions [Tilma 2015] © 2015, Springer Nature. Le cercle rouge correspond au résultat de [Waldburger 2016] et le losange rouge au résultat de [Alfieri 2019]. L’axe en pointillé a été ajouté car les nouveaux résultats sortent de la figure.	85
Figure 41 – Puissances crêtes de différents lasers modelockés tracées en fonction de la durée des impulsions [Tilma 2015] © 2015, Springer Nature. Le cercle rouge correspond au résultat de [Waldburger 2016] et le losange rouge au résultat de [Alfieri 2019]. Les deux droites en pointillées ont été ajoutées.	86
Figure 42 – Caractérisation d’un MIXSEL à 101,2 GHz [Mangold 2014] © 2014 Optical Society of America.	87
Figure 43 – Réseau de Bragg à pas variable.	93
Figure 44 – Positionnement de fibres de Bragg à pas variable pour la mesure de détonation.	94
Figure 45 – Principe de fonctionnement du système BraggFast.....	94
Figure 46 – Schéma optoélectronique du système BraggFast	97

Figure 47 – Réflectivités simulées d'une CFBG avec et sans apodisation en échelle linéaire (a) et logarithmique (b).....	98
Figure 48 – Réflectivités simulées en vue 3D d'une CFBG non apodisée de 100 mm de longueur, linéairement raccourcie en fonction du temps.	99
Figure 49 – Zoom sur 5 nm des réflectivités simulées d'une CFBG non apodisée de 100 mm linéairement raccourcie en fonction du temps avec a) les premières étapes du raccourcissement et b) les dernières étapes du raccourcissement.....	99
Figure 50 – Amplitudes réfléchies de CFBG avec et sans apodisation en fonction de la longueur.....	100
Figure 51 – Réponses théoriques des CFBG avec apodisation (a) et sans apodisation (b) par intégration des spectres initiaux en fonction de la LdO.....	102
Figure 52 – Comparaison des réponses théoriques de la CFBG obtenues par intégration de tous les spectres ou seulement à partir du spectre initial et en utilisant la valeur du CR (a) avec apodisation et (b) sans apodisation.....	102
Figure 53 – Différences entre les réponses des CFBG calculées à partir des spectres simulés et à partir des spectres initiaux en ajustant le CR.	103
Figure 54 – Spectres normalisés avec vue 3D obtenus lors de la découpe du réseau de Bragg de 100 mm.	104
Figure 55 – Réponse normalisée d'une CFBG de 100 mm obtenue par intégration des spectres réfléchis après chaque déplacement et chaque découpe du réseau, en fonction de sa longueur.	104
Figure 56 – (a) Réponse du réseau de Bragg par intégration du spectre initial mesuré en fonction de la LdO. b) Réponse du réseau de Bragg à partir des spectres mesurés ainsi que le résultat de l'ajustement numérique de la réponse de (a) pour vérifier le CR.....	105
Figure 57 – Différences entre la réponse de la CFBG calculée à partir des spectres mesurés à chaque raccourcissement, et calculée à partir du spectre initial.	106
Figure 58 – (a) Signal BraggFast généré avec du bruit pour un réseau de Bragg de 50 mm de longueur et une VDE simulée de 7500 m/s. (b) Spectre généré du réseau de Bragg de largeur 20 nm (échelle logarithmique).	107
Figure 59 – (a) Réponse de la CFBG par intégration du spectre en fonction de la LdO entre les bornes à -20 dB par rapport au pic de réflectivité. (b) Réponse de la CFBG transposée en fonction de la position avec la RLP et tronquée en ordonnée entre 0,05 et 0,95.....	108
Figure 60 – Signal BraggFast lissé avec un filtre « Savitzky-Golay » sur 7 points glissants.....	108
Figure 61 – Diagramme de marche obtenu à partir du signal BraggFast lissé de la Figure 60 et la réponse de la CFBG de la Figure 59 b). La VDE obtenue par ajustement numérique de la pente, en utilisant la méthode des moindres carrés, est indiquée en rouge (7501 m/s).	109
Figure 62 – (a) VDEs obtenues sur 1000 simulations successives.(b) Histogramme des VDEs obtenues avec deux ajustements numériques pour des distributions normale et « logistique ».....	110
Figure 63 – Caractérisation par OFDR d'un réseau de Bragg de 20 mm ($L_{\text{eff}} = 19,27$ mm ; RLP: 0,68985 mm/nm => CR = 1,4496 nm/mm).....	113
Figure 64 – Caractérisation par OFDR d'un réseau de Bragg de 50 mm ($L_{\text{eff}} = 50,95$ mm ; RLP : 2,5118 mm/nm => CR = 0,3981 nm/mm).....	113
Figure 65 – Caractérisation par OFDR d'un réseau de Bragg de 100 mm ($L_{\text{eff}} = 98,36$ mm ; RLP: 6,4253 mm/nm => CR = 0,1556 nm/mm).....	114
Figure 66 – Configuration d'un essai de cartouche nue avec une CFBG de 100 mm sur une génératrice pour mesurer la VDE. Photographie d'un montage réalisé. La position de la CFBG sur une génératrice est légèrement visible sous le ruban adhésif semi-transparent.....	115
Figure 67 – Résultats de la cartouche Ontalite 2 : (a) Spectre optique réfléchi de la CFBG connecté au BraggFast. (b) Réponse calculée de la CFBG. (c) Signaux normalisés et lissés de l'oscilloscope. (d) Diagramme de marche avec la VDE obtenue par la pente de la courbe.....	117

Figure 68 – (a) Comparaison des points obtenus avec les AdC et le diagramme de marche par CFBG dans le cas d’une cartouche Ontalite 2. (b) VD en fonction du temps, la courbe noire est lissée pour obtenir la courbe rouge.	117
Figure 69 – Résultats du tir de cartouche « Comp B » : (a) Signaux normalisé et lissé de l’oscilloscope. (b) Diagramme de marche avec la VDE obtenu par la pente de la courbe.	118
Figure 70 – Comparaison des points obtenus avec les AdC et le diagramme de marche par CFBG dans le cas d’une cartouche Comp B.	119
Figure 71 – Photographie et schéma d’un montage type pour un essai de TCD sur un ME en forme de coin.	120
Figure 72 – Mesures du « coin Ontalite 2 » : (a) Réponse calculée de la CFBG. (b) Signaux normalisé et lissé de l’oscilloscope.	121
Figure 73 – Comparaison des points obtenus avec les AdC et le diagramme de marche du BraggFast pour le tir du « coin Ontalite 2 ».	121
Figure 74 – Résultats du tir du « coin B2273A » (a) Réponse calculée de la CFBG. (b) Signaux normalisé et lissé de l’oscilloscope.	122
Figure 75 – (a) Comparaison des points obtenus avec les AdC et le diagramme de marche de la CFBG pour le tir du « coin B2273A ». (b) Profil de VD obtenu par la CFBG.	122
Figure 76 – Photographie d’une sphère de (RDX/PBHT) instrumentée. Schéma du montage d’une charge sphérique pour caractériser la sphéricité de l’onde de détonation.	124
Figure 77 – Résultats du tir « sphère de B2238 » (a) Réponse calculée de la CFBG. (c) Signaux normalisé et lissé de l’oscilloscope.	124
Figure 78 – (a) Diagramme de marche obtenu avec la CFBG avec un ajustement numérique pour obtenir la vitesse moyenne. (b) Profils de VD en fonction du temps obtenus avec le RIF et le signal BraggFast.	125
Figure 79 – Photographies d’un échantillon inerte avec (a) une fibre optique visible par transparence et (b) une cartouche de RDX/PBHT.	126
Figure 80 – Résultats du tir « cartouche de RDX/PBHT » coulée autour d’une CFBG (a) Réponse calculée de la CFBG. (b) Signaux normalisé et lissé de l’oscilloscope.	126
Figure 81 – Diagramme de marche pour la cartouche de RDX/PBHT coulée autour d’une CFBG.	127
Figure 82 – Illustration du principe de fonctionnement de la mesure d’un profil de pression par CFBG dans le cap d’une rampe.	138
Figure 83 – a) Photographie de l’AWG réalisé sur mesure pour le spectromètre dynamique par la société VLC Photonics. b) Caractérisation en transmission des 40 canaux de l’AWG.	141
Figure 84 – Spectromètre dynamique basé sur un AWG fibré.	141
Figure 85 – Mesure de réflectométrie fréquentielle (OFDR OBR LUNA 4600) d’une CFBG conçue pour la mesure d’un profil de pression de choc. (voir le tableau récapitulatif des différentes FBG et CFBG utilisées dans ce mémoire est en annexe).	142
Figure 86 – Dimensionnement des expérimentations de choc plan avec un projectile et une cible en aluminium. La CFBG fait 50 mm de longueur et son extrémité fait face au choc.	143
Figure 87 – Simulation numérique 2D axisymétrique d’un choc, cas Al-Al à 500 m/s. Champ de pression à $t = 6,0 \mu\text{s}$. Les valeurs de pression varient entre 0 et 36,3 kbar. Le support d’impacteur en Téflon est également pris en compte.	143
Figure 88 – a) Simulation de l’évolution de la pression (kbar) dans la FO pour un choc Al-Al à 500 m/s. L’extrémité de la CFBG est à 0 mm et la fin à la distance de 50 mm et les pressions sont données en kbar. b) Simulation du spectrogramme (réflectivité en %) correspondant de la CFBG en assumant une relation linéaire LdO-pression. Le précurseur de choc est souligné par le trait en pointillés blancs. ..	144
Figure 89 – Signaux et spectrogrammes issus du spectromètre dynamique AWG pour trois essais d’impact Al-Al à 93, 205 et 522 m/s.	145

Figure 90 – Estimation des décalages en LdO moyens pour les trois essais d'impact Al-Al à 93, 205 et 522 m/s.....	146
Figure 91 – Décalages de Bragg expérimentaux et comparaison avec le modèle opto-mécanique [Magne 2018].....	147
Figure 92 – Principe de fonctionnement d'un spectromètre dynamique dispersif.....	148
Figure 93 – Schéma de l'interrogeur dynamique de trois FBG (système BraggPulse).	151
Figure 94 – a) Spectres enregistrés avec un ASO en filtrant la source optique après 10 km de FO. b) Les mêmes spectres qu'en a) convertis dans le domaine temporel sur l'une des voies du système BraggPulse.....	151
Figure 95 – Comparaison des retards temporels en fonction des LdO du système BraggPulse après 10 km de FO par rapport à la théorie et le modèle constructeur.	152
Figure 96 – Spectrogramme d'un essai de TCD.....	153
Figure 97 – Diagramme de marche issue du spectrogramme de la Figure 96. La fin du signal à 68,9 μ s correspond au moment où la CFBG est entièrement détruite.	153
Figure 98 – Configuration expérimentale dans du PMMA avec un réseau de Bragg perpendiculaire (FBG2) et un réseau de Bragg longitudinal (FBG1).....	154
Figure 99 – Simulations hydrodynamiques des niveaux de pression en fonction du temps pour les deux orientations des FBG pour un choc dans du PMMA généré avec un impacteur en étain à 510 m/s.	155
Figure 100 – Spectrogrammes 3D (temps, LdO, intensité (en couleurs)) pour un choc avec un impacteur en étain sur du PMMA à 510 m/s. a) FBG1 parallèle au front de choc b) FBG2 perpendiculaire au front de choc. Ce spectrogramme a dû être « déroulé » car l'ouverture spectrale n'était pas assez importante.	156
Figure 101 – Schéma d'un anneau soumis à une sollicitation asymétrique par « n » bandes d'explosifs atténuées par des buffers.	158
Figure 102 – Spectrogramme de la seconde FO non corrigé en LdO mais avec la détection des huit signaux principaux.	159
Figure 103 –Déformations en μ déf mesurées a) FBG7 de la FO1 comparée à une jauge électrique proche b) FBG5 de la FO2 comparée à deux jauges électriques proches.	160
Figure 104 Photographie d'une ligne de 8 collimateurs espacés chacun de 1 mm.....	169
Figure 105 – Schéma du système VH MLdO.	170

INTRODUCTION

Ce mémoire regroupe les principales activités de recherche en photonique que j'ai menées de 2007 à 2020. De 2007 à 2011, j'ai réalisé des travaux de recherche sur la technologie des lasers impulsions à forte puissance (les VECSEL : laser à cavité verticale étendue à émission par la surface) à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zurich (ETHZ) en Suisse. De 2013 à 2020 j'ai travaillé ensuite au CEA (Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives) sur le site de Gramat dans le Lot (46) sur l'étude et le développement de systèmes optoélectroniques fibrés pour l'instrumentation des expérimentations réalisées dans le domaine de la physique des chocs et des explosifs (détonique). Entre ces deux périodes, j'ai travaillé un peu plus de deux ans à Imec à Louvain en Belgique mais pour des activités de recherche et développement en microélectronique. Ces travaux ne seront que très brièvement discutés dans ce mémoire. Les deux sujets photoniques sont à première vue assez éloignés l'un de l'autre avec d'un côté une recherche dite « académique » à l'université et d'un autre côté une recherche dite « appliquée » dans un centre de la Défense spécialisé sur la vulnérabilité des systèmes et des infrastructures et efficacité des armements. Pour autant, ces deux sujets sont fortement liés à ce que j'appelle les « technologies photoniques Bragg ultra-rapides ». Il est important à présent de préciser chacun de ces termes au sens de mon parcours de recherche.

En premier lieu, mes activités de recherche à l'ETHZ et au CEA se sont concentrées sur des « technologies » innovantes avec de possibles applications directes et ne se sont pas concentrées sur de la recherche dite fondamentale.

Le terme « photonique » est quant à lui relativement récent, il existe depuis les années 1970, mais il ne s'est répandu que depuis la fin des années 1990. On peut noter que la première conférence SPIE *Photonics West* a eu lieu en 1995, que le premier numéro de la revue de la Société Française d'Optique (SFO) « Photoniques » a été édité en 2001 et que le changement de nom de la société savante IEEE LEOS (*Lasers and Electro-Optics Society*) en IEEE *Photonics Society* fut effectif en 2008. « *La photonique correspond à une diffusion de l'optique moderne dans la sphère industrielle et dans les autres domaines scientifiques* » (fr.wikipedia.org). Ce terme regroupe, de mon point de vue, au moins les thématiques de recherche suivantes : les lasers, l'optoélectronique, l'optique intégrée et guidée, les télécommunications optiques, les capteurs optiques, l'usage de l'optique pour la biologie (« la biophotonique »), ainsi que les recherches sur de nouveaux matériaux pour la l'optique (polymères, semi-conducteurs, céramiques, ...) et leurs applications. La photonique regroupe donc bien mes thèmes de recherche et le hasard a fait que l'emploi de ce mot a vraiment commencé à être adopté à mes débuts en tant que chercheur.

La définition d'« ultra-rapide » dépend du domaine dans lequel le terme est employé. A l'ETHZ, dans le groupe « *Ultrafast Laser Physics* », ce terme désigne des

impulsions laser ultra-brèves de quelques femtosecondes (10^{-15} s) aux impulsions sub-picosecondes ($<10^{-12}$ s). Des collègues travaillaient même sur la génération d'impulsion attoseconde (10^{-18} s). Au CEA-Gramat, l'un des défis majeurs est de concevoir des systèmes de mesure de plus en plus rapide afin de caractériser en temps réel et le plus fidèlement possible des phénomènes physiques très brefs comme par exemple une onde de choc ou une détonation. La résolution temporelle recherchée est de l'ordre de la nanoseconde (10^{-9} s). L'adjonction d'« ultra » à l'adjectif « rapide » est justifié par le fait que les technologies développées pour les besoins du CEA sont dix à cent fois plus rapides que les systèmes commerciaux disponibles.

Enfin le mot « Bragg » qui est le nom de famille des chercheurs anglais William Henry Bragg et William Lawrence Bragg. La loi de Bragg, qui date de 1913, a été grandement utilisée dans mes activités de recherche à l'ETHZ et au CEA. Un court historique est inséré à la fin de cette introduction, suivi des adaptations de la loi de Bragg à mes travaux.

Le Chapitre 1 de ce mémoire développe brièvement les domaines de recherche auxquels j'ai contribué et leurs imbrications. Je reviens sur mon parcours depuis mon doctorat soutenu en 2007 et ma production scientifique au fil des années est discutée en fonction des laboratoires fréquentés.

Le Chapitre 2 décrit le projet de recherche EP-VECSEL effectué à l'ETHZ. Il s'agit du développement d'un laser à cavité verticale étendue à émission par la surface à pompage électrique (*Electrically-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting-Laser*). L'objectif était de concevoir entièrement un tel laser avec les technologies de la microélectronique. Sa conception devait permettre un fonctionnement impulsif par verrouillage de modes. Les lasers à émission par la surface à pompage électrique peuvent offrir une forte puissance moyenne (de l'ordre de 500 mW) avec une excellente qualité de faisceau par rapport aux diodes lasers classiques. Les deux défis principaux étaient de parvenir à uniformément alimenter électriquement la large surface du laser et de réaliser par épitaxie à jet moléculaire le *wafers* contenant plus de 400 couches de semi-conducteurs. La fabrication du laser avec plus de 200 opérations en salle blanche a dû être totalement mise en œuvre. La démonstration finale avec un verrouillage de modes sur l'un de nos designs a été démontrée en 2013 par un doctorant que j'ai eu la chance de co-encadrer [Pallmann 2013-2].

Le Chapitre 3 couvre le projet d'intégration monolithique d'un SESAM (miroir absorbant saturable à semi-conducteurs) à boîtes quantiques dans un VECSEL à pompage optique. Un SESAM est un miroir absorbant saturable à semi-

conducteurs qui permet de contraindre le laser à générer des impulsions. Le laser obtenu est un laser impulsionnel à cavité verticale étendue à émission par la surface, connu sous l'acronyme de MIXSEL (*Modelocked Integrated eXternal-cavity Surface-Emitting-Laser*). La démonstration d'un premier design du MIXSEL venait d'être faite lorsque j'ai rejoint le groupe. Notre objectif était de concevoir un MIXSEL moins sensible aux variations de vitesses de croissances des matériaux semi-conducteurs. Un tel design permet d'utiliser toute la surface du *wafers*, augmente grandement la plage de fonctionnement et donne la possibilité d'optimiser la dissipation thermique du laser pour obtenir une opération multi-Watt. Cette dissipation thermique nécessite de remplacer le substrat en semi-conducteurs par un diamant. La clé de ce projet fut le développement de boîtes quantiques à faible fluence de saturation qui constituent l'absorbant saturable du MIXSEL. J'ai supervisé la validation de ces boîtes quantiques dans une cavité laser externe avant leur intégration dans le nouveau design du MIXSEL. Le projet a abouti à la démonstration d'un MIXSEL avec une puissance moyenne de 6,4 W et un verrouillage de modes très stable.

Le Chapitre 4 traite de l'étude et du développement d'un système de mesure de vitesse de détonation par fibre optique à réseau de Bragg. L'objectif était de réaliser un système photonique opérationnel, le « *BraggFast* », avec les outils de traitement du signal associés pour les sites expérimentaux de détonique du CEA-Gramat. Ce système devait permettre d'obtenir le diagramme de marche en continu d'une onde de détonation avec une meilleure incertitude que celle obtenue de manière discrète avec des aiguilles de chronométrie. Cet instrument a permis aux détoniciens de mieux analyser les phénomènes physiques d'intérêt. A mon arrivée en 2013, la preuve de concept venait d'être apportée par le CEA d'après les premières publications américaines sur le sujet. Le système a depuis été totalement optimisé pour répondre à nos besoins. Une grande partie de ce travail a consisté à valider théoriquement et expérimentalement une nouvelle technique d'ajustage du système. Deux systèmes sont actuellement opérationnels sur site et un grand nombre d'expérimentations de détonique ont pu être réalisées.

Dans le Chapitre 5, nous détaillons le développement de deux spectromètres dynamiques de plus en plus résolu en longueur d'onde (LdO). L'objectif initial de ces spectromètres était de mesurer la pression de choc sondée au cœur de matériaux inertes ou énergétiques avec une fibre optique à réseau de Bragg. La correspondance entre un décalage spectral dans une fibre optique à réseau de Bragg et un niveau de pression choc dépend d'un certain nombre de paramètres. Ce point est exposé en détail pour une fibre optique en silice et une cible en aluminium. Le deuxième système, dénommé « *BraggPulse* », offre une résolution en LdO inférieure

à 0,1 nm avec une fréquence de d'acquisition de 100 MHz. Le système *BraggPulse* est donc assez résolu pour également effectuer des mesures dynamiques de déformations en plusieurs points sur des structures soumises à une agression extérieure comme une déflagration.

Enfin, le Chapitre 6 conclue ce mémoire avec les perspectives de recherche que j'ai initiées au CEA-Gramat et liées, donc, à la poursuite des travaux des Chapitres 4 et 5. La première est une suite au projet de développement du système *BraggFast*. L'objectif est d'améliorer la sensibilité de la mesure à bas niveau de pression, notamment pour des essais de transition-choc-détonation (TCD), grâce à des fibres optiques à réseau de Bragg en polymères. La deuxième perspective est également basée sur le développement d'un nouveau réseau de Bragg. Nous souhaitons en effet disposer de réseaux de Bragg en saphir pour pouvoir mesurer des niveaux de pression de choc à cœur plus élevés qu'avec les fibres en silice. La troisième perspective, quant à elle, n'est pas liée aux réseaux de Bragg mais à trois innovations dans le domaine de la vélocimétrie ultra-rapide :

- la première innovation vise à améliorer dans des cas particuliers la mesure laser de vitesse à une interface par effet Doppler-Fizeau, couramment appelée la vélocimétrie hétérodyne. L'interface en question est soit une surface libre soit une onde de choc ou de détonation. La première innovation proposée est un système multi-longueurs d'onde (MLdO) supprimant les problèmes de diaphonie optique lorsque la densité de points de mesure augmente ;

- la deuxième innovation est l'emploi de fibres multimodes permettant d'améliorer le rapport sur signal sur bruit en captant davantage de signal rétrodiffusé. Comme le contraste des franges d'interférences dans un interféromètre à fibres multimodes est moindre, un nouveau type de convertisseur de modes basé sur l'holographie a été inséré au sein de l'interféromètre ;

- la troisième innovation abordée est un système hybride entre un système de vélocimétrie hétérodyne et un interféromètre Radio-Fréquence. Le but est de pouvoir mesurer sans contact une vitesse de choc ou de détonation au cœur d'un explosif avec une meilleure résolution spatiale et temporelle qu'avec un Radio-Interféromètre (RIF) classique. La solution optique étudiée est un système de vélocimétrie hétérodyne fibré mais à une LdO peu commune se situant autour de 10 μm . A cette LdO, de nombreux matériaux énergétiques sont suffisamment « transparents » pour être sondés par un faisceau laser.

La bibliographie en fin de mémoire est divisée en deux parties : une première partie avec les citations utilisées dans ce manuscrit sous la forme [1^{er} auteur année], et en deuxième partie, ma liste de publications par types : journaux, conférences internationales, conférences nationales et brevets.

Les annexes comportent les autorisations de réutilisation de figures et le détail de mes activités d'enseignement et d'encadrement ainsi que mes implications dans des projets de recherche financés.

Les acronymes utilisés dans ce manuscrit sont soit français soit anglais si leur utilisation est plus commune. La liste complète (glossaire) avec les traductions française et anglaise se trouve à la fin de ce mémoire. Les acronymes des différents matériaux sont listés séparément à la suite du premier tableau.

LOI DE BRAGG - REFLEXION DE RAYONS X PAR DES CRISTAUX

La loi de Bragg a été proposée en 1913 dans les actes de la Royal Society de Londres par les chercheurs anglais William Henry Bragg et William Lawrence Bragg. Un extrait de leur article se trouve sur la Figure 1. William Henry était le père de William Lawrence. Cette loi empirique permet de calculer la distance entre les plans atomiques dans un cristal en utilisant la façon dont ce réseau cristallin diffracte les rayons X. La découverte a été faite par le jeune William Lawrence en 1912, durant sa première année comme étudiant chercheur à Cambridge en Angleterre. Son père, qui développait le spectromètre à rayons X à Leeds l'a aidé dans ses travaux. Le 12 novembre 1915, durant la première guerre mondiale, William Henry Bragg a reçu le prix Nobel de Physique de l'académie royale des sciences de Suède. Il ne l'a reçu officiellement qu'en 1922.

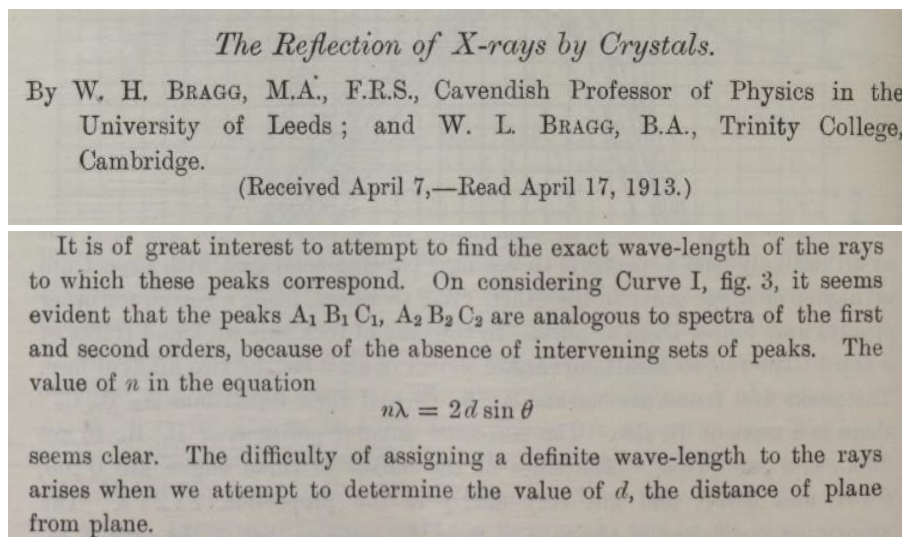


Figure 1 - Extrait de [Bragg 1913] © Proceedings of the Royal Society.

La loi de Bragg réécrite dans l'Équation 1 peut être expliquée à l'aide des illustrations des Figure 2 et Figure 3. Considérons un monocristal recevant des rayons X. Ces rayons X « frappent » chaque atome avec une phase différente (ils parcourent un chemin optique plus ou moins long). Les rayons X, comme les ondes électromagnétiques, provoquent un déplacement du nuage électronique par rapport au noyau des atomes. Ces oscillations induites provoquent une réémission d'ondes électromagnétiques de même fréquence, ce phénomène est appelé diffusion Rayleigh. Un cristal étant organisé au niveau atomique de manière très régulière, suivant un ou plusieurs angle(s), les ondes X forment des interférences constructives et cela devient clairement visible par des points sur l'image des faisceaux diffractés. Si λ est la LdO de la radiation X et d est la distance entre deux

plans cristallographiques, alors les directions $2 \cdot \theta$ de l'espace, dans lesquelles des pics d'intensité sont observés, vérifient l'Équation 1. Dans la Figure 3, pour obtenir des interférences constructives la distance $d \cdot \sin(\theta)$ doit être un multiple N de la LdO λ .

$$\text{Équation 1- Loi de Bragg : } N \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \theta$$

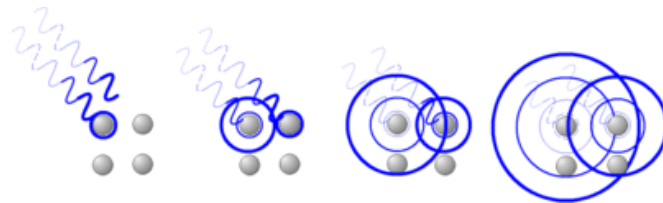


Figure 2 – Illustration des oscillations induites par des rayons X sur des atomes et la diffusion de Rayleigh. (Source : Wikipedia.org)

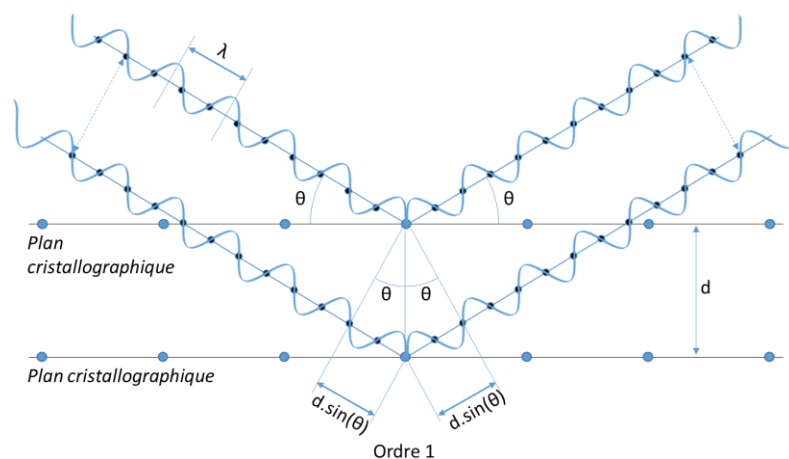


Figure 3 – Illustration de la loi de Bragg entre deux plans cristallographiques.

REFLECTEUR DE BRAGG DISTRIBUE

Un réflecteur de Bragg distribué (DBR - *Distributed Bragg Reflector*) est un empilement de couches minces formant un miroir très réfléchissant à certaines LdO et sous un angle donné. Ce type de miroir constitue la base des lasers à émission verticale décrits dans les Chapitres 2 et 3.

L'analogie avec les réflexions de rayons X sur un cristal, qui a conduit à associer le nom de Bragg à ce type de miroir, peut être décrite avec le cas de la réflexion d'un faisceau optique sur une lame d'air dont l'épaisseur est du même ordre de grandeur que la LdO du faisceau. Un cas plus réel est présenté dans la Figure 4 avec une couche mince (milieu 1) d'indice de réfraction 1,5. Pour obtenir des ondes constructives, il faut que la différence entre les deux chemins optiques tracés en rouge soit égale à un multiple N de λ . Dans le cas présenté il n'y a qu'une oscillation dans le milieu 1, donc $N = 1$; λ dans l'air doit donc être égale au chemin optique en rouge ($n_1 \cdot L$) moins la distance a dans l'air pour recréer le front d'onde. Le chemin optique dans la couche mince suit un angle θ_1 respectant la loi de Snell-Descartes. Après quelques manipulations l'Équation 2 peut être démontrée.

$$\text{Équation 2 : } N \cdot \lambda = \frac{2 \cdot d \cdot n_1}{\sin(\theta_1)} \cdot (1 - \cos \theta_1^2)$$

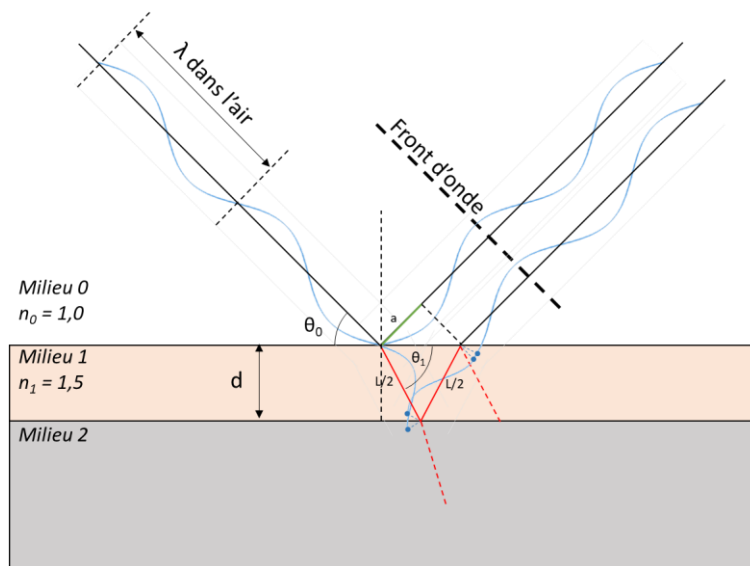


Figure 4 – Illustration de la loi de Bragg dans une couche mince dont l'épaisseur d est de l'ordre de grandeur de la demi-longueur d'onde.

Pour $n_1 = 1$ nous retrouvons exactement la loi de Bragg de l'Équation 1. Ce cas n'est pas envisageable en optique car si $n_1 = 1$, il n'y a plus d'interface sur laquelle le faisceau peut se réfléchir. Le cas le plus commun se retrouve lorsque le

faisceau est normal à la surface pour lequel l'Équation 3 est obtenue. Si $N = 1$, l'épaisseur de la couche est égale à $\lambda / (2 \cdot n_1)$, il s'agit d'une « lame demi-onde ».

$$\text{Équation 3 : } N \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot n_1$$

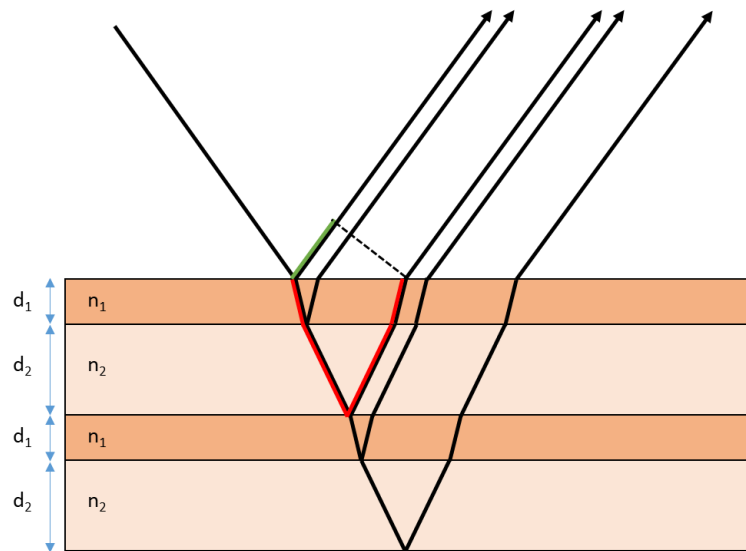


Figure 5 – Illustration de la loi de Bragg dans un DBR avec des couches « quart d'onde ».

Afin de pouvoir réaliser un DBR, un empilement est composé de paires de deux couches dites quart d'onde avec $d_1 = \lambda / (4 \cdot n_1)$ et $d_2 = \lambda / (4 \cdot n_2)$. Dans l'illustration de la Figure 5, l'indice de réfraction n_1 est plus élevé que l'indice n_2 . Les paires suivent la loi de Bragg, cela est illustré par les chemins optiques rouge et vert dans la Figure 5. Les ondes ne sont pas visibles pour plus de clarté, mais elles sont équivalentes à celles représentées dans la Figure 4. Le plus généralement, afin de réaliser un miroir avec le moins de paires possibles, les indices de réfraction des deux matériaux d'une paire sont les plus éloignés possibles. Dans le cas des lasers des Chapitres 2 et 3 (les VECSEL), les matériaux sont l'AlAs et le GaAs. A 960 nm, les indices de réfraction sont 2,96 pour l'AlAs et 3,54 pour le GaAs. Avec une vingtaine de paires, la réflectivité atteint déjà $\sim 99,90\%$. Pour définir le design complet des lasers de type VECSEL, différents matériaux sont utilisés et parfois deux faisceaux sont nécessaires avec des angles d'incidences différents. Il est donc essentiel de calculer rigoureusement toutes les réflexions de l'empilement des couches du VECSEL à partir du champ électrique E_j , du champ magnétique H_j , des indices de réfraction n_j et des angles dans chaque couche δ_j . Les calculs se font sous forme matricielle ([Chilwell 1984], voir Equation 4 ci-dessous). Cette approche permet des optimisations numériques sur les différentes couches et pour plusieurs LdO. A l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zurich (ETHZ), notre outil

très performant a été programmé sous Matlab® par Deran Maas [Maas 2009] en utilisant les travaux de Rüdiger Paschotta, l'auteur de « *The RP Photonics Encyclopedia*¹ ».

$$\text{Équation 4 :- } \begin{pmatrix} E_{j+1} \\ H_{j+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta_j & (i/n_j) \sin \delta_j \\ in_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_j \\ H_j \end{pmatrix}. \text{ et } \begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -n_0 \end{pmatrix}.$$

¹ www.rp-photonics.com

FIBRE OPTIQUE A RESEAU DE BRAGG

Un réseau de Bragg photo-inscrit sur une fibre optique (FBG – *Fiber Bragg Grating*) utilisé comme capteur dans les Chapitres 4 et 5 se rapproche d'un DBR mais avec des paramètres complètement différents. Tout d'abord, la lumière est confinée dans une fibre monomode, donc mise à part dans le cas très particulier de réseau de Bragg incliné (*tilted-FBG*), le mode optique guidé est normal aux interfaces du réseau de Bragg ($\theta_1 = \pi/2$). Contrairement au DBR, les indices de réfraction (sans unité) haut et bas sont très proches, l'écart est typiquement inférieur à 10^{-3} . Le terme de modulation d'indice (Δn) est donc employé dans ce cas. Cela correspond à la variation de l'indice effectif n_{eff} du mode guidé. Lorsqu'un réseau de Bragg est utilisé en réflexion comme cela est le cas dans nos études, à chaque modulation d'indice Δn a lieu une très faible réflexion des LdO respectant la loi de Bragg (Équation 3 avec $N = 1$). Les ondes interfèrent de manière constructive et les longueurs d'ondes peuvent être parfaitement réfléchies grâce à un très grand nombre de modulations. La distance d précédente est dénommée le « pas » du réseau de Bragg et est plus généralement représenté par la lettre grecque Λ . La loi de Bragg dans une fibre optique est le plus souvent exprimée par la relation suivante :

$$\text{Équation 5 - Loi de Bragg dans une fibre optique : } \lambda = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda$$

Dans le cas d'une fibre monomode télécom de type SMF28, $n_{eff} = 1,4682$ à $\lambda = 1550$ nm ; le pas du réseau Λ est donc égal à 527,86 nm. Une FBG monochromatique réfléchissant une seule LdO a typiquement une longueur de 2 mm, ce qui correspond à 3788 modulations d'indice. Cela représente environ 200 fois plus de modulations que dans un DBR en AlAs et GaAs. Le spectre réfléchi par une FBG peut également être simulé par la méthode des matrices de transfert [Chilwell 1984] bien que cela demande plus de calculs que pour un DBR. L'avantage par rapport aux techniques analytiques est que l'on simule fidèlement le réseau de Bragg quels que soient sa longueur et le contraste d'indice entre les couches. Ce fut nécessaire pour l'une des applications du Chapitre 5.

Pour plus d'informations sur les FBG et leur emploi dans des capteurs optiques, le livre en français de Pierre Ferdinand est très intéressant et à ce jour toujours édité [Ferdinand 1992].

CHAPITRE 1 : EVOLUTION DES DOMAINES DE RECHERCHE

1.1. PARCOURS PROFESIONNEL ET THEMATIQUES DE RECHERCHE

Mon parcours professionnel a été également géographique comme le montre la carte de la Figure 6. Après ma formation d'ingénieur à l'ENSPM (Ecole Nationale Supérieure de Physique de Marseille, *Sup-Phy*), j'ai effectué mon doctorat, qui dure 4 ans aux Pays-Bas, dans le groupe du Professeur Meint Smit à l'Université Technologique de Eindhoven (*TU/e*). Ma formation d'ingénieur était centrée sur trois thèmes principaux : l'optique, les semi-conducteurs et le traitement du signal.

Ces thèmes ont constitué une très bonne base pour mon doctorat dans laquelle j'ai pu acquérir de solides compétences en optique intégrée, laser et télécommunications optiques. Mon sujet de doctorat portait sur le développement de lasers à verrouillage de modes, pour des applications télécoms dont la récupération d'horloge optique (OCR) dans une plateforme (ePIXnet puis JePPIX) d'intégration de composants semi-conducteurs III-V à base InP. La conception d'un composant complexe, comme l'est un laser à verrouillage de modes, dans une plateforme photonique avec ses contraintes propres, requiert une bonne connaissance des technologies de fabrication de microcomposants, de maîtriser des outils de simulations par éléments finis et d'être capable de concevoir des modélisations numériques. Ces travaux de recherche amont ont amené à de nombreuses preuves de concepts comme le premier laser à boîtes quantiques émettant à 1550 nm [Barbarin 2007]. Quinze ans plus tard, les entreprises issues du laboratoire de recherche de *TU/e* dont Smart Photonics, Bright Photonics et Effect Photonics se sont développées et leurs activités sont toujours en croissance.



Figure 6 – Parcours depuis la formation d'ingénieur. En rouge, les lieux dont les principaux travaux et résultats de recherche sont présentés dans ce mémoire.

Les compétences acquises durant mon doctorat m'ont été très utiles lorsque j'ai rejoint le groupe de la Professeure Ursula Keller à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zurich (ETHZ) en Suisse en 2007 comme post-doc. Elles se sont élargies aux lasers de forte puissance, aux matériaux semi-conducteurs à base GaAs et à la croissance de ces matériaux par épitaxie à jet moléculaire. Le groupe de recherche conçoit des lasers impulsionnels de plus en plus puissants avec des impulsions de plus en plus brèves et de plus en plus énergétiques. Cette course aux records au sein d'un large groupe, principalement composé de doctorants, a été très prolifique en termes de publications. En Suisse, comme il y a peu de permanents hormis le professeur dirigeant les groupes de recherche, mes fonctions, en tant que permanent, comprenaient donc le co-encadrement de plusieurs doctorants et la coordination des projets. J'ai graduellement pris ses responsabilités auprès de Thomas Südmeyer qui est aujourd'hui Professeur à l'Université de Neuchâtel en Suisse et directeur de son Institut de Physique. En janvier 2010, j'ai obtenu la fonction d'« oberassistent » qui se traduit comme « maître-assistant » et qui équivaut à maître de conférences dans le système français.

A l'ETHZ, j'ai dirigé le projet EP-VECSEL et j'ai codirigé avec Thomas Südmeyer le projet MIXSEL. Plusieurs doctorants se sont succédés sur ces deux projets (voir Annexe page 207 et les Chapitres 2 et 3 de ce mémoire). De 2007 à 2008, les deux projets étaient principalement co-financés par le projet européen

FP6 ePIXnet (*European Network of Excellence on Photonic Integrated Components and Circuits*) et par la société Intel avec un « contrat de recherche subventionné avec une université » (*University Sponsored Research Agreement*). De mi-2008 à mon départ du groupe en 2011, le projet EP-VECSEL a été financé par le projet européen FP7 FAST-DOT. A partir de 2009, notre projet MIXSEL, quant à lui, était principalement financé par le projet national suisse Nano-Tera. Mes activités d'enseignement à l'ETHZ ont été limitées à l'encadrement de travaux pratiques (voir Annexe, page 207) car je ne maîtrisais pas suffisamment bien la langue allemande pour pouvoir enseigner au niveau Licence.

Après mon passage à l'ETHZ, mon souhait de travailler comme ingénieur-chercheur dans le domaine de la photonique en France n'a pas abouti. Comme j'avais toujours travaillé dans le domaine des matériaux semi-conducteurs, je me suis orienté vers la micro-électronique dans le but d'avoir ultérieurement plus d'opportunités d'emplois. En 2011, j'ai rejoint pour un peu plus de deux ans la fondation d'utilité publique Belge Imec à Leuven (Louvain, Flandre) comme « ingénieur-intégration » dans le département BEOL (*Back End Of Line*) afin de contribuer au développement des futures interconnexions assurant les liaisons entre les transistors des puces siliciums. Plus précisément, ce département étudiait entre autres de nouveaux diélectriques poreux à faible permittivité (*Low-K dielectrics*) et de nouvelles barrières de diffusion du cuivre, les plus fines possibles. Le positionnement d'Imec sur le marché est similaire à celui du CEA-Leti : la recherche et le développement sur les technologies nano- et microélectroniques avec comme clients les principaux équipementiers et fabricants de la microélectronique. J'étais en charge de trois produits de validation (*test-vehicles*) sur les deux lignes de production pilotes (200 mm et 300 mm) d'Imec. Ces recherches étaient très appliquées car certains *process* pouvaient être mis en œuvre quelques mois plus tard sur des sites de fabrication dans le monde entier. Ces développements de pointe étaient source de publications externes mais en quantité limitée car les rapports et présentations internes confidentiels étaient naturellement privilégiés. En termes de compétences, mises à part celles liées à la conception de structure test en silicium et la gestion de leur fabrication associée, j'ai acquis des compétences génériques dans le domaine de la fiabilité des composants et de l'estimation de leur durée de vie à partir de tests de vieillissement accélérés. Aucun résultat de cette période n'est présent dans ce mémoire car ils sont trop éloignés des autres thématiques. Les publications publiques sont cependant listées en le Chapitre de bibliographie (page 187) et brièvement discutées dans la Section 1.2 suivante.

Je suis revenu en France et à la photonique fin 2013, en tant qu'ingénieur-chercheur au CEA Gramat (en CDD en 2013-2014 puis en CDI depuis 2015), dans le cadre du suivi de l'ANR ASTRID ANDROMEDE 2013-2016 (ANR-12-ASTR-0041 : *Analyse Nanoseconde en Détonique par Réseaux Optiques dans les Matériaux Energétiques de DEfense*). J'ai également rejoint le CEA Gramat pour m'engager en parallèle dans une thématique, nouvelle pour moi, qui était la protection des infrastructures vitales (CIP - *Critical Infrastructure Protection*) dans le cadre du projet européen CIPRNet (FP7 - *Critical Infrastructure Preparedness and Resilience Research Network*). A partir de juillet 2014, j'ai secondé mon collègue Dominique Sérafin, chargé d'affaires Valorisation, en tant que coordinateur-adjoint du projet européen PREDICT (FP7 : *PREparing for the Domino effect In Crisis siTuations*). Dans ces deux projets européens, mes tâches étaient essentiellement liées à la gestion des livrables et du *reporting* auprès de la Commission Européenne. Quelques publications ont été générées dans des conférences spécialisées comme CRITIS (*Conference on Critical Information Infrastructures Security*). Le thème de la protection des infrastructures vitales n'est pas abordé dans les Chapitres suivants. A la fin de ces deux projets européens en 2018, le CEA Gramat n'a pas souhaité poursuivre de travaux sur cette thématique, et je travaille alors depuis à plein temps dans le domaine de la photonique en tant qu'« expert Optoélectronique » au sein du Laboratoire Métrologie et Ingénierie des Expérimentations au CEA Gramat. Depuis mon arrivée fin 2013, j'ai renforcé mes compétences en instrumentation, notamment sur le développement et la mise en œuvre de nombreux capteurs à fibre optique et sur les technologies associées. J'ai pu acquérir de nouvelles compétences en physique des chocs, en détonique et sur l'estimation des incertitudes de mesure ainsi qu'en sécurité laser (en tant que Référent du centre depuis 2016 sur le Risque Spécifique Laser et autres Rayonnements Optiques Artificiels (RRS Laser & ROA)). Nos recherches comportent des phases exploratoires afin de valider certaines briques technologiques mais les applications finales sont très concrètes. Une preuve de concept ne suffit pas pour réaliser un système opérationnel fiable. De plus, les mesures demandées sont de type *one shot* (monocoup), donc sans possibilité de moyennage ni de méthodes de mesure de type pompe-sonde [Elzinga 1987]. Comme énoncé en introduction, les principaux résultats de nos recherches en photonique au CEA Gramat constituent la deuxième partie de ce mémoire. Le système de mesure de vitesse de détonation par fibre optique à réseau de Bragg fait l'objet du Chapitre 4. Les systèmes de mesure dynamiques de déformations et de niveau de pression de choc par fibre optique à réseau de Bragg font l'objet du Chapitre 5. Enfin, les nouvelles thématiques de recherche initiées au CEA Gramat sont décrites dans le Chapitre 6.

Ce parcours « non linéaire » a été pour moi l'occasion de se remettre très régulièrement en question, d'enrichir mes domaines de compétences tout en mettant à profit mes expériences passées. D'un point de vue personnel, vivre une dizaine d'années dans des pays européens à la fois très proches physiquement et très différents culturellement a été une expérience extrêmement enrichissante.

1.2. PRODUCTION SCIENTIFIQUE

La production scientifique est de, mon point de vue, très dépendante de l'environnement de travail, des thématiques de recherche et même du pays. Evaluer la production scientifique simplement en chiffres peut être biaisé car il existe de plus en plus de journaux et de conférences de niveaux distincts et différentes manières de les concaténer. L'approche choisie dans ce mémoire est de commencer par analyser les statistiques plus restrictives du site internet *ISI Web of Science*² qui est, selon eux, « le plus grand site neutre de référencement de citations des éditeurs », avant d'élargir le champ. Les données me concernant et extraites en mars 2020 sont visibles dans la Figure 7. Le site recense 82 publications et un indice « h »³ de 20, sachant que mon premier article date de 2004.

Publication metrics

These metrics are calculated from the publications you have imported. It may take up to an hour after importing publications for these metrics to be updated.

PUBLICATIONS IN WEB OF SCIENCE	SUM OF TIMES CITED	H-INDEX	AVERAGE CITATIONS PER ITEM	AVERAGE CITATIONS PER YEAR
82	1 087	20 [®]	13.3	67.9

Figure 7 – Statistiques des publications d'après ISI Web of Science en mars 2020.

Parmi ces publications, les publications sont listées par laboratoire dans la Figure 8. Les publications provenant de l'université dans laquelle j'ai effectué mon doctorat ne sont pas discutées. Les thématiques abordées dans ce mémoire ont fait l'objet de 27 publications dont 10 articles de journaux à l'ETHZ et de 14 publications dont 3 articles de journaux au CEA. Ces différences peuvent être expliquées par au moins deux faits : premièrement, la nature de mes travaux et la confidentialité de certains résultats au CEA restreignent les opportunités de publications ; et deuxièmement, à l'ETHZ, un grand nombre de résultats étaient générés par les doctorants du groupe. La proportion du nombre d'articles dans des

² www.webofknowledge.com

³ L'indice est fondé sur la distribution des citations dont fait l'objet le travail d'un chercheur. D'après Hirsch : « Un scientifique a un indice h, si h de ses Np articles ont chacun au moins h citations et les autres (Np-h) articles ont au plus h citations chacun ».

journaux par rapport au nombre de publications est de $\sim 1/3$ à l'université (ETHZ) et $\sim 1/5$ dans le centre de recherche national (CEA). Par ailleurs, en arrivant au CEA, j'ai privilégié comme support de communication des conférences ciblées à des articles dans des revues scientifiques afin de mieux connaître la communauté des capteurs à fibre optique et des capteurs pour les besoins de la Défense.

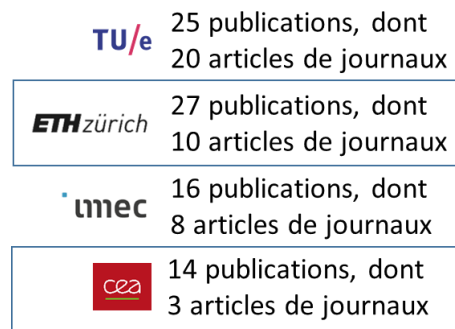


Figure 8 – Nombres de publications par laboratoire en mars 2020.

Mon court passage à Imec (2,5 ans) a généré 16 publications dont 8 articles dans des journaux. Comme indiqué dans la Section précédente, cette thématique n'est pas abordée dans ce mémoire bien que le nombre de publications et le nombre de citations soient significatifs. Je suis le premier auteur de deux conférences internationales et co-auteur des quatorze autres publications. Cela est cohérent aux regards de mes activités à Imec. J'étais en charge de la conception, la fabrication et des tests de fiabilité électrique d'un très grand nombre de plaques (*wafers*) qui ont été analysés en détails par différents ingénieurs-procédés et doctorants. Ces derniers sont les premiers auteurs de la majorité des publications.

Le site internet *ISI Web of Science* ne recense pas les conférences nationales et les workshops. L'outil en ligne *Google Scholar* recense beaucoup plus de données mais pas forcément (encore) toutes les conférences françaises dont certaines mériteraient, de mon point de vue, d'être listées. Le Tableau 1 liste le nombre de publications par type en mars 2020. Me concernant, *Google Scholar* recense 39 articles de journaux (dont 8 comme premier auteur), 87 conférences internationales (dont 17 comme premier auteur) et 33 workshops ou conférences nationales (dont 10 comme premier auteur). Les listes pour ces trois types de communications sont disponibles dans le Chapitre « Bibliographie » aux pages 187, 191 et 197.

Tableau 1 – Nombre de publications (près de 200 au total) par type. Source : Google Scholar en mars 2020

Articles de journaux	40
Conférences internationales	87
« Workshops » ou conférences nationales	32
Articles de journaux comme 1 ^{er} auteur	8
Conférences internationales comme 1 ^{er} auteur	17
« Workshops » ou conférences nationales comme 1 ^{er} auteur	10

Dans ces listes, l'article le plus cité (> 100 citations) concerne notre record de puissance obtenu en 2010 pour un laser impulsif en semi-conducteurs [Rudin 2010-3]. Ce résultat clôt le Chapitre 3 de ce mémoire.

L'article « premier auteur » le plus cité (> 100 citations) [Barbarin 2004] date de mon doctorat. Il s'agissait, à l'époque, du plus petit réseau de diffraction intégré sur puce.

L'article le plus cité et intégré dans ce mémoire (32 fois en mars 2020) est notre dernier article commun avec l'affiliation ETHZ [Barbarin 2011] traitant du projet l'EP-VECSEL exposé dans le Chapitre 2.

Notre première publication (liée à une participation en conférence internationale) avec l'affiliation CEA traitant de la mesure de vitesse de détonation par fibre optique à réseau de Bragg [Barbarin 2015] est citée 17 fois (en mars 2020).

Un article « premier auteur » complet reprenant les principaux éléments du Chapitre 4 vient d'être publié [Barbarin 2020].

Les résultats du Chapitre 5 font, pour le moment, l'objet de publications dans des conférences internationales.

Depuis la fin de mon doctorat, je me suis régulièrement investi comme critique scientifique volontaire (*reviewer*) pour des revues internationales. Cette activité est de plus en plus reconnue et évaluée notamment avec le site internet *publons.com* qui commence à regrouper les données de différents éditeurs. Depuis 2007, j'ai dû effectuer une soixantaine de critiques. Les revues et les nombres de critiques effectués pour chaque sont listés dans le Tableau 2.

Tableau 2 – Nombre de « reviews » pour des revues scientifiques en mars 2020.

Nom de la revue	Nombre de critiques
IEEE Photonics Technology Letters	24
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics	6
IEEE Journal of Quantum Electronics	4
IEEE Journal of Lightwave Technology	3
MDPI Sensors	7
OSA Optics express	6
OSA Optics Letters	3
IET Electronics Letters	4
IET Optoelectronics	>2
Elsevier Composites Part A	1

La production scientifique et technique fait également l'objet de rapports sous forme de livrables pour des contrats privés, pour les agences nationales de recherche ou l'Europe. Une liste de ces livrables peut poser des problèmes de confidentialité et serait certainement loin d'être exhaustive. Cette liste n'a donc pas été insérée à ce mémoire. Les noms des principaux projets auxquels j'ai contribué depuis mon doctorat sont listés en Annexe page 209.

**CHAPITRE 2 : VECSEL
IMPULSIONNEL A POMPAGE
ELECTRIQUE**

2.1. INTRODUCTION

2.1.1. Les VECSEL

Les VECSEL (en anglais : *Vertical-External-Cavity Surface-Emitting-Laser*) sont des lasers à cavité verticale étendue à émission par la surface qui sont, si ce n'est pas spécifié, à pompage optique (OP-VECSEL). Ils sont également dénommés OPSLs⁴ (*Optically Pumped Semiconductor Laser*) notamment par la société Coherent. Il est intéressant de lister les particularités de ce type de laser :

- Polyvalence des longueurs d'onde (LdO) : un VECSEL peut générer une très grande gamme de LdO dont certaines ne sont pas accessibles par des lasers solides (voir Figure 9) ;
- Qualité de faisceau à haute puissance : le design de la cavité laser d'un VECSEL est particulièrement propice à générer des puissances de plusieurs watts tout en ayant une qualité de faisceau parfaite ;
- Coût : le fait que la technologie VECSEL soit basée sur un matériau amplificateur en semi-conducteurs autorise une production de masse avec plusieurs centaines de lasers sur une même plaque ;
- Fiabilité : ces lasers sont de conception assez simple et ne nécessitent pas de maintenance particulière.

En émission continue, ces lasers restent des lasers et les possibles applications sont multiples. Pour les sciences de la vie, les LdO très précises et l'excellente qualité de faisceau des VECSEL sont appréciées pour exciter certaines molécules dans les applications de cytométrie⁵ ou microscopie confocale. Un exemple d'application médicale rependu d'un VECSEL est le traitement par photo-coagulation de la dégénérescence maculaire liée à l'âge (DMLA) de forme humide. La longueur d'onde de 577 nm (jaune) coïncide avec un fort pic d'absorption de l'oxyhémoglobine et cela donne des résultats de photo-coagulation avec une meilleure discrimination tissulaire et un meilleur confort pour le patient. La génération de hautes puissances dans le rouge, le vert et le bleu sont appréciées pour les « shows laser » et projecteurs de cinéma [Chilla 2020]. Ce type de laser a

⁴ <https://www.coherent.com/assets/pdf/Optically-Pumped-Semiconductor-Laser-Brochure.pdf>

⁵ La cytométrie est la mesure des caractéristiques des cellules. Les variables qui peuvent être mesurées par des méthodes cytométriques comprennent la taille des cellules, le nombre de cellules, la morphologie des cellules, ... (wikipedia.org)

également des applications pour la défense et l'armée telles que l'éblouissement et l'éclairage de cible. Dans le domaine de la recherche, on peut noter que les lasers titane-saphir à émission continue largement utilisés peuvent être remplacés par un laser équivalent avec une technologie VECSEL. Coherent propose dans sa gamme VERDI les deux technologies⁶ et cela est transparent pour l'utilisateur.

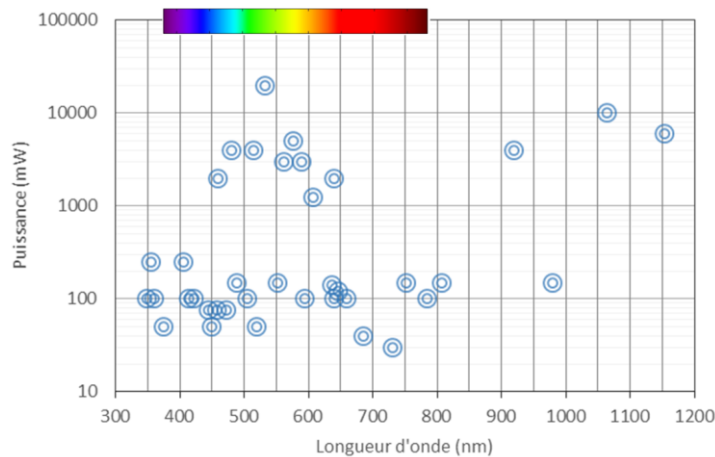


Figure 9 – Puissance des VECSEL commerciaux suivant les LdO (source Coherent Inc.). Le spectre visible est affiché au-dessus du graphique.

Les lasers à fibre présentent, en émission continue, des puissances énormes dépassant la dizaine de kW [Zervas 2014] et cela avec une excellente qualité de faisceau grâce au design microstructuré de la fibre optique de sortie. Cette technologie, très fiable, est de nos jours privilégiée pour les applications de découpe et de soudure par laser. Les puissances étant largement suffisante pour les applications visées, ces lasers fibrés haute puissance sont rarement impulsionnels et encore moins ultra-brefs. Les VECSEL sont, de mon point de vue, plus à même à générer des impulsions brèves (< 1 ps) dans un encombrement limité et avec une grande fiabilité.

Une cavité VECSEL est représentée en Figure 10 a). Elle est simplement composée d'un élément semi-conducteur d'une dizaine de micromètres d'épaisseur, qui est le gain du laser, monté sur un dissipateur thermique et d'un miroir de sortie. L'énergie est apportée à l'élément semi-conducteur par un faisceau « pompe » extérieur. Grâce à leur émission verticale, leur symétrie circulaire et leur cavité externe, les VECSEL offrent des puissances très élevées et une excellente qualité de faisceau par rapport à un arrangement de Diodes Laser à Emission par le Côté (DLECs). La puissance de sortie peut être augmentée en agrandissant

⁶ <https://www.coherent.com/assets/pdf/Verdi-G-Series-Lasers-Technology-Proven-in-the-Most-Noise-Sensitive-Applications.pdf>

simplement le diamètre du faisceau de pompe (de $\sim 0,05$ à $\sim 0,50$ mm), ce qui a permis d'atteindre jusqu'à 20 W en émission continue (CW) avec un faisceau monomode transverse fondamental (coefficient de qualité du faisceau : $M^2 < 1,1$ [Siegman 1986]) [Rudin 2008]. Ce diamètre est dimensionné par le design de la cavité extérieure, ce qui n'est pas le cas pour les VCSELs (sans « E » => laser à cavité verticale à émission par la surface) pour lesquels les deux miroirs sont intégrés dans l'élément semi-conducteur. Contrairement aux lasers solides (utilisant un cristal), le gain (le milieu amplificateur) des semi-conducteurs n'est pas défini par des niveaux d'excitation spécifiques et peut être continuellement ajusté suivant l'alliage des couches de semi-conducteurs. On peut considérer un OP-VECSEL comme un dispositif convertissant efficacement ($\sim 50\%$) l'énergie laser d'un faisceau transverse multimodes en un faisceau monomode transverse fondamental à la LdO désirée. L'énergie laser de pompe est typiquement issue d'un arrangement de DLECs elles-mêmes ayant une excellente efficacité de conversion électrique-optique ($\sim 60\%$) [Ren 2020], mais étant très fortement multimodes.

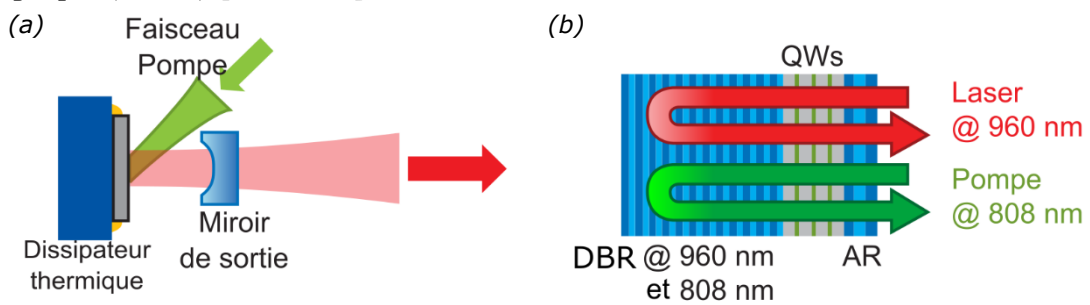


Figure 10 – a) Cavité d'un OP-VECSEL. b) Structure semi-conducteur d'un OP-VECSEL.

La structure semi-conducteur d'un OP-VECSEL est schématisée dans la Figure 10 b). Le réflecteur de Bragg distribué arrière (DBR : *Distributed Bragg Reflector*) est dichroïque : son design est tel qu'il réfléchit la LdO du laser et la LdO du laser pompe sous un angle défini. Le DBR crée une onde stationnaire dans la structure. Les puits quantiques (QWs : *Quantum Wells*) générant la nouvelle LdO sont placés aux maximums successifs de cette onde stationnaire. Les couches entre les QWs absorbent les photons du laser pompe. Enfin des couches AntiReflet (AR) encapsulent l'empilement. L'AR est également dichroïque : son design est tel qu'il laisse passer la LdO des QWs et la LdO du laser pompe sous un angle donné. Suivant les besoins, le champ électrique à la LdO du laser est soit minimisé avec un design dit anti-résonant (champ électrique à la surface placé à un minimum de l'onde stationnaire) ou intensifié avec un design dit résonant (champ électrique à la surface placé à un maximum de l'onde stationnaire). Un VECSEL a, de par sa géométrie verticale, un gain optique limité par rapport aux DLECs. Cela est compensé par une cavité possédant très peu de pertes optiques. Le DBR réfléchit très efficacement la LdO du laser ($> 99,8\%$) et le miroir de sortie ne transmet que

quelques pourcents de l'énergie intra-cavité. Cela a également un rôle majeur sur le faible bruit de ce type de laser [Wittwer 2011].

2.1.2. VECSEL impulsif et SESAM

Le marché des lasers impulsifs de forte puissance reste dominé par les lasers solides. Mais leurs grandes dimensions, leur prix et leur complexité limitent leur utilisation pour des applications grand public. Les lasers semi-conducteurs sont cependant largement utilisés pour les télécommunications optiques [Murphy 2010]. Un laser semi-conducteur impulsif compact, grâce à un pompage électrique et une excellente qualité de faisceau pourrait être utilisé dans un grand nombre d'applications. La société Intel avait financé ces travaux avec pour but d'obtenir des horloges optiques à 10 GHz. Dans le projet européen *Fast-Dot* nous avons par exemple identifié comme application potentielle l'imagerie médicale par fluorescence excitées à deux photons. Cette dernière application fait toujours l'objet d'un brevet [Hamilton 2016]. Encore aujourd'hui, les DLEC impulsifs semblent limités à des puissances moyennes inférieures au watt avec des impulsions picosecondes ou sub-picosecondes [Juodawlkis 2011]. Dans ce type de géométrie, le guide d'onde monomode limite l'utilisation d'un facteur d'échelle afin d'augmenter la puissance moyenne. Enfin, la longue interaction du faisceau avec le guide d'onde peut engendrer beaucoup de dispersion, des non-linéarités ainsi que du bruit. Cela reste un challenge de « pousser » ce type de laser vers des puissances supérieures au watt. Cela peut être réalisé avec un amplificateur en forme de biseau et une cavité extérieure mais cela complique grandement le design du laser [Balzer 2013]. Les OP-VECSEL impulsifs sont commercialement disponibles [Head 2018] et offrent relativement facilement des puissances supérieures au watt et des qualités de faisceaux quasiment parfaites. L'élément utilisé pour contraindre le laser à générer des impulsions est un miroir absorbant saturable à semi-conducteurs (SESAM) [Keller 1992].

Un SESAM (*S*Emiconductor *S*aturable *A*bsorber *M*irror) permet le verrouillage de mode de lasers. Les premières publications datent de la fin des années 1980 [Kim 1989], [Islam 1989], [Keller 1992] et ce type de « *mode-lockeur* » est une des spécialités du groupe de la Professeure Ursula Keller (*Ultrafast Laser Physics*, ETH Zürich). La structure d'un SESAM (Figure 11) ressemble à celle d'un VECSEL, elle est constituée d'un DBR à la longueur d'onde du laser et d'une couche absorbante en semi-conducteurs typiquement centrée sur un maximum du champ électrique. Cette couche est, le plus souvent, un simple QW (InGaAs) ou plus spécifiquement composée d'une à trois couches de boîtes quantiques (QD -

Quantum Dots) [Lorensen 2006] [Bellancourt 2009-2]. La dernière couche est typiquement une lame quart d'onde ou demi-onde. Des antireflets spécifiques en matériaux diélectriques sont également employés pour la génération d'impulsions à très hautes énergies [Diebold 2016].

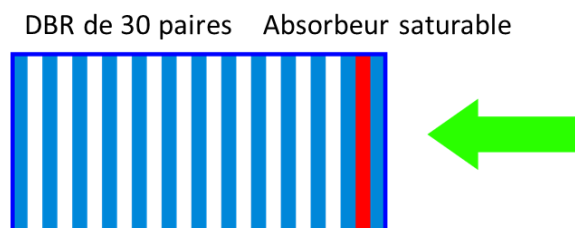


Figure 11 – Structure semi-conducteur d'un SESAM.

Le rôle de l'absorbant saturable est de contraindre le laser à fonctionner en régime impulsionnel dont le régime à verrouillage de mode. Ce mécanisme est notamment décrit dans mon manuscrit de doctorat avec des simulations temporelles [Barbarin 2007]. Dans le cas d'un SESAM, l'une de ses caractérisations est la courbe de réflectivité non linéaire, comme illustré dans la Figure 12. Plus l'énergie de l'impulsion est importante plus la réflectivité du miroir augmente. L'énergie pour « saturer » le SESAM est communément ajustée par le design de la cavité laser en focalisant plus ou moins le faisceau sur le SESAM par rapport à sa fluence de saturation (F_{sat}). Par contre, une telle cavité peut limiter le taux de répétition du laser. Un VECSEL a un faible gain, la modulation d'amplitude ΔR (%) du SESAM doit donc être ajustée au juste besoin. Cela est décrit plus en détail dans la Section 3.2.2.

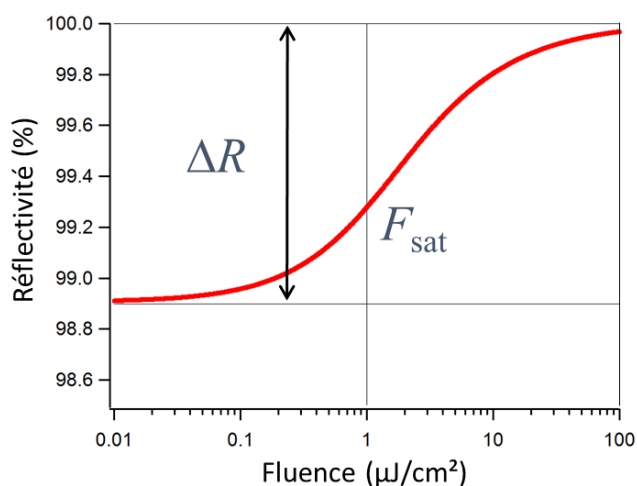


Figure 12 – Réflectivité non linéaire d'un SESAM.

Afin d'obtenir des impulsions ultra-brèves, il faut que la réponse temporelle du SESAM soit la plus courte possible (Figure 13). Une façon imagée de l'expliquer

est de considérer le SESAM comme une porte qui permet au laser de ne fonctionner que sur son temps d'ouverture. Dynamiquement, la réponse temporelle d'un SESAM présente souvent deux composantes temporelles, une rapide de l'ordre de 1 ps (τ_{fast}) et une seconde plus lente de l'ordre de 100 ps (τ_{slow}). Les optimisations des SESAMs consistent à diminuer ses deux composantes temporelles et à minimiser l'amplitude A de la composante lente afin que la composante rapide soit prédominante. Des mesures de réponses temporelles sur des QD-SESAMs sont présentées à la fin de la Section 3.2.2.

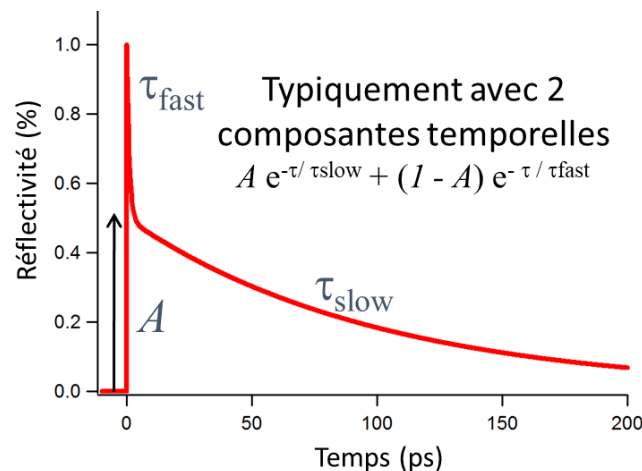


Figure 13 – Réponse temporelle normalisée d'un SESAM.

2.1.3. L'« EP-VECSEL »

Un EP-VECSEL est un VECSEL avec un pompage électrique intégré comme dans une diode laser. Le but de notre projet de recherche était de concevoir un EP-VECSEL impulsionnel par verrouillage de modes, de forte puissance (*i.e.* une puissance moyenne de l'ordre du demi-watt) et avec une excellente qualité de faisceau (coefficient $M^2 \sim 1,0$ [Siegman 1986]). L'électrification d'une structure VECSEL va induire des dopages dans les différentes couches de semi-conducteurs et cela va augmenter les pertes optiques dans la cavité qui devront être compensées en augmentant le champ électrique dans la zone du gain. Pour générer des impulsions très brèves, le retard de groupe par dispersion (GDD) doit être minimal et cela va à l'encontre du design d'un EP-VECSEL. Le challenge est principalement de trouver le bon équilibre entre : faibles pertes optiques – haute puissance – faibles pertes électriques – faible GDD. Un équilibre a été trouvé par notre équipe dans laquelle a largement contribué mon doctorant Martin Saraceno-Hoffmann [Hoffmann 2011].

Par le passé, la société Novalux Corporation a créé leur NECSEL. Il s'agissait d'un EP-VECSEL avec une émission continue (CW). En 2003, Novalux a démontré une puissance de 0,9 W [McInerney 2003][McInerney 2011]. Ces lasers sont toujours distribués pour des applications de projecteur laser de cinéma par la société japonaise Ushio. Une approche différente a été conduite par OSRAM, elle consistait à intégrer de manière monolithique les diodes de pompe dans la structure du VECSEL. 0,6 W en émission continue ont été rapporté [Illek 2007] mais le couplage des diodes de pompe dans la cavité restait extrêmement complexe. De plus, la tâche pompée au cœur du VECSEL n'était pas forcément uniforme ce qui empêche toute tentative de verrouillage des modes du laser. Le NECSEL et le laser OSRAM émettent autour d'une LdO de $1,0 \mu\text{m}$ où le gain du matériau InGaAs est optimal. D'autres EP-VECSEL ont également été démontrés à d'autres LdO notamment à $1,55 \mu\text{m}$ [Walczak 2015] et $2,3 \mu\text{m}$ [Paajaste 2013] mais avec des puissances moins élevées.

En utilisant des diodes NECSEL optimisées pour une émission continue, quelques expériences de génération d'impulsions ont été rapportées. La première publication présente des impulsions de 57 ps avec une puissance moyenne de 40 mW [Jasim 2003]. Des impulsions un peu plus brèves, 15 ps, ont également été rapportées par les mêmes auteurs avec une seconde diode NECSEL polarisée en inverse pour faire office de SESAM [Jasim 2004]. L'approche que nous avons utilisée a abouti et plusieurs verrouillages de mode ont été démontrés. Ces résultats ont été obtenus par deux de mes doctorants, Wolfgang Pallmann [Pallmann 2013-2] et Christian Zaugg [Zaugg 2014], après mon départ de l'ETHZ.

Les Sections suivantes décrivent le cheminement qui a permis d'atteindre notre objectif. Le design des couches de l'EP-VECSEL a été affiné pour trouver le bon équilibre mentionné précédemment [Kreuter 2008]. L'un des challenges fut de réaliser par épitaxie à jet moléculaire et sans pertes électriques supplémentaires le *wafers* de ce design contenant plus de 400 couches de semi-conducteurs. Une fois ce *wafers* disponible, la fabrication des lasers des deux côtés du *wafers* a représenté une vraie performance technologique. Enfin, les expériences en salle laser ont pu se faire en régime continu [Barbarin 2011] puis en régime impulsionnel avec des SESAMs [Pallmann 2013].

2.2. DESIGN D'UN EP-VECSEL IMPULSIONNEL

Le design de notre EP-VECSEL a été effectué en étroite collaboration avec le Professeur Bernd Witzigmann qui a entre-temps quitté l'ETH Zürich et établi son groupe à l'université de Kassel en Allemagne. Deux doctorants, Philipp Kreuter [Kreuter 2010] et Imad Dahhan (thèse non terminée pour raisons personnelles) se

sont succédés pour effectuer, avec leurs outils, des simulations 2D des hétérojonctions de notre design prenant en compte les effets thermiques. Une illustration de notre EP-VECSEL est présentée en Figure 14. Celle-ci n'est pas à l'échelle pour être plus visible, la hauteur réelle fait environ $15\ \mu\text{m}$ et le diamètre du disque est de l'ordre de $500\ \mu\text{m}$. Le pompage électrique se fait en surface par un contact en forme d'anneau car il faut bien que le faisceau puisse sortir. Afin d'obtenir un faisceau transverse monomode pour avoir des chances de créer des impulsions par verrouillage de modes, le pompage du gain de l'EP-VECSEL, au cœur de la structure, doit être le plus uniforme possible. Cela va à l'encontre du facteur d'échelle désiré pour augmenter la puissance moyenne du laser. Le confinement des porteurs (électrons et trous) au centre du laser est assuré par, à la fois l'emploi d'un DBR dopé positivement (p-DBR) avec une ouverture du contact arrière en forme de disque et deuxièmement par l'emploi d'une épaisse couche de GaAs dopée négativement pour « étaler » les électrons. La faible mobilité des trous dans le miroir inférieur limite leurs diffusions latérales. *A contrario*, la grande mobilité des électrons dans la couche supérieure autorise la recombinaison des porteurs au centre du laser.

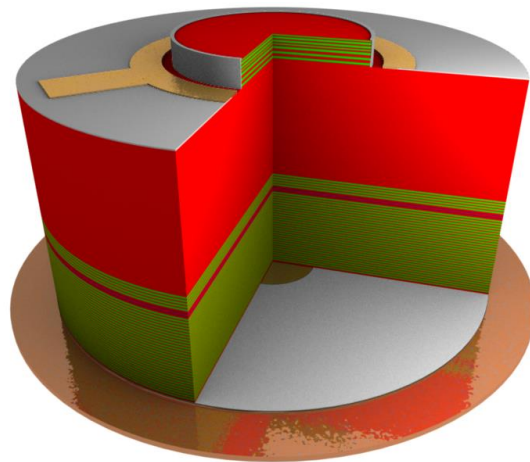


Figure 14 – Illustration 3D de notre design d'EP-VECSEL. L'illustration comporte une coupe et est étirée verticalement d'un facteur 30. La structure laser (sans son substrat de GaAs) est soudée sur un dissipateur thermique en Cuivre-Etain [Barbarin 2011].

Une simulation 2D du transport des porteurs pour un laser avec un diamètre de contact arrière (DCA) de $80\ \mu\text{m}$ est présentée dans la Figure 15. L'outil de simulation couple des modèles électronique, optique et thermique en utilisant des équations du transport des porteurs microscopiques [Witzigmann 2008]. Un modèle d'émission thermoïonique adresse les interfaces abruptes des hétérojonctions [Kreuter 2008]. La table de couleurs représente en échelle logarithmique la densité de courant obtenue avec trois ordres de grandeur. Les

lignes noires représentent les densités de courant égales. Cette simulation confirme que, dans ce design, les porteurs sont bien limités au DCA et que l'épaisse couche de GaAs conduit bien les électrons vers le centre de la structure. Le DCA détermine la taille du mode de l'EP-VECSEL comme cela sera démontré dans la Section 2.5.

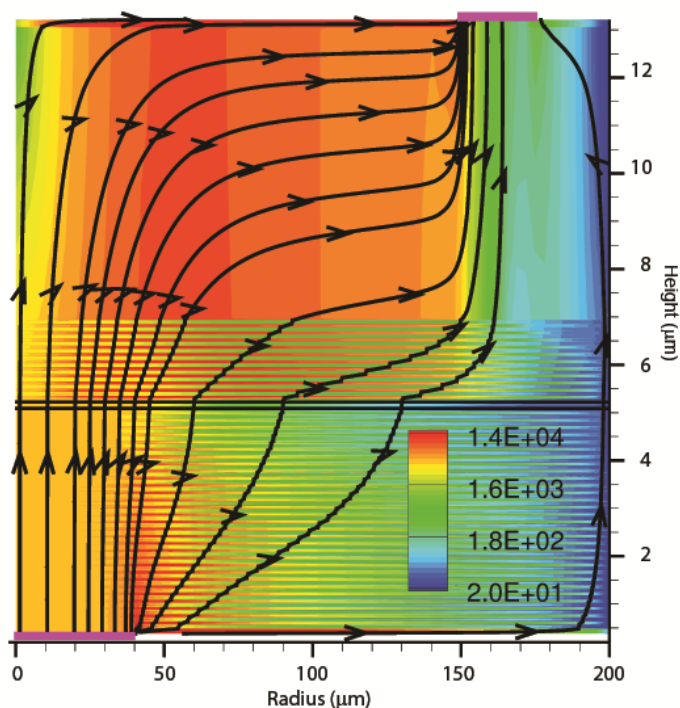


Figure 15 – Simulation 2D axisymétrique de l'injection du courant au travers d'un EP-VECSEL avec un DCA de 80 μm . L'échelle de couleur représente la densité de courant en A/cm^2 . Les lignes noires montrent les trajectoires du courant [Barbarin 2011].

Une simulation du champ électrique du laser dans la structure est tracée avec l'indice de réfraction de chaque couche dans la Figure 16. Cette simulation est réalisée avec la méthode des matrices de transfert [Chilwell 1984]. Par rapport à un OP-VECSEL, un DBR de quelques paires et une épaisse couche de GaAs ont été ajoutés entre le DBR (ici dopé positivement : p-DBR) et les couches de l'antireflet (AR). Le n-DBR permet d'augmenter le champ électrique afin de compenser les pertes optiques dans la structure dopée. Le niveau de dopage dans le p-DBR est progressivement réduit en fonction du niveau du champ électrique afin de limiter les pertes optiques totales. Ce miroir intermédiaire agit également comme un filtre optique et il réduit la largeur de spectre du laser ; cela peut limiter la génération d'impulsions très brèves. La région active, qui est donc la zone de déplétion de la diode PIN, est non dopée et son épaisseur est limitée à deux oscillations du champ électrique. Les QWs sont groupés par trois dans les deux maximums du champ électrique de la zone active. Leur espacement est de 10 nm. La difficulté majeure pour la réalisation d'un tel design est de minimiser la résistance au travers du p-DBR. Cela sera abordé dans la Section 2.3.

Ce design est conçu pour que le laser soit *modelocké* avec un SESAM comme cela est fait avec les OP-VECSEL. Pour une opération stable, l'énergie de saturation du SESAM doit être inférieure à celle du gain. Cela peut être contrôlé de plusieurs manières : en focalisant le faisceau laser sur le SESAM, en maximisant le champ électrique dans le SESAM, ou en modifiant les propriétés de l'absorbeur. Utiliser des *quantum dots* (QDs) comme absorbeur peut permettre d'obtenir une fluence de saturation plus faible (voir Section 3.2). Pour générer des impulsions courtes, la dispersion de la cavité a besoin d'être optimisée [Hoffmann 2010].

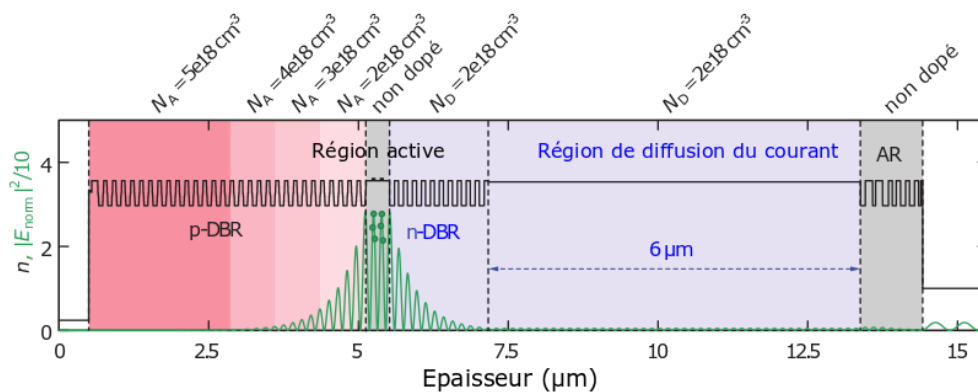


Figure 16 – Indice de réfraction (ligne noire) et champ électrique (ligne verte) dans la structure de l'EP-VECSEL en fonction de l'épaisseur. Les niveaux de dopage sont indiqués au-dessus de la structure.

2.3. EPITAXIE DU WAFER EP-VECSEL

2.3.1. Premier design

Nos EP-VECSEL sont épitaxiés par jet moléculaire (*Molecular Beam Epitaxy* - MBE) car premièrement c'est le système d'épitaxie auquel nous avons le plus facilement accès au *First-Lab* de l'ETHZ et deuxièmement nous n'excluons pas d'intégrer un SESAM en QDs plus communément épitaxiés par MBE (Section 3.2). Le modèle de notre MBE était un Veeco Applied Epi Gen III avec deux sources d'aluminium (Al), deux sources de gallium (Ga), une source d'indium (In) et une valve d'arsenic (As). Pour le dopage des couches, ce MBE avait une source de silicium (Si) pour les dopages-n et une source de tétrachlorure de carbone (CBr₄) pour les dopages-p. Les EP-VECSEL sont nécessairement épitaxiés dans un ordre inversé pour pouvoir fabriquer les contacts arrières après avoir retiré le substrat de GaAs. Ce n'est pas le cas pour les OP-VECSEL pour lesquels une preuve de concept d'un nouveau design peut être faite à basse puissance sur un échantillon avec le substrat de GaAs.

Le premier design réalisé est celui tracé dans la Figure 16. La couche d'arrêt de gravure (non visible dans la figure) pour enlever le substrat de GaAs est une simple couche $\text{Al}_{80}\text{Ga}_{20}\text{As}$ de 300 nm d'épaisseur. Entre cette couche et le p-DBR, se trouve une couche de contact-p de 100 nm d'épaisseur fortement dopée ($1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, C). Le p-DBR possède 30 paires de AlAs/GaAs avec quatre niveaux de dopages : $(5, 4, 3, 2) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour les paires suivantes (1-15, 16-20, 21-25, 26-30). Ces niveaux de dopage étalés contribuent à réduire la résistance électrique du p-DBR. Le champ électrique est plus faible dans le bas du p-DBR, donc les pertes optiques totales n'augmentent pas significativement. Dans cette première démonstration, afin de réduire les bandes d'énergie interdites (BGs - *Bandgaps*) entre chaque couche d'AlAs et de GaAs du p-DBR, nous avons inséré 5 couches intermédiaires $\text{Al}_{(x)}\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$. Cela adoucit les discontinuités aux hétérojonctions entre l'AlAs et le GaAs [Pickrell 2005]. Une image par microscopie électronique en transmission (MET) est présentée dans la Figure 17 a). Ce choix de conception permet un contrôle précis des couches et un dopage constant mais, d'après nos simulations [Kreuter 2008], un gradient linéaire d' $\text{Al}_{(x)}\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ réduirait plus efficacement la résistance électrique.

La région active en GaAs non dopée contient deux groupes de trois QWs d'InGaAs placés à deux maximums consécutifs du champ électrique. Les QWs font 7 nm d'épaisseur et sont espacés de 10 nm. Une image MET est présentée dans la Figure 17 b). La structure est conçue pour opérer à 965 nm et pour une température interne de $\sim 100 \text{ }^\circ\text{C}$. Afin que le pic du gain soit aligné avec la gamme de LdO de la cavité du laser, la luminescence des QWs a été décalée de 25 nm vers les basses LdO [McInerney 2003].

Le n-DBR intermédiaire est constitué de paires d'AlAs/GaAs sans gradient entre les couches car le gain en résistance électrique est bien plus faible que dans le cas d'un p-DBR [Kreuter 2008]. Le niveau de dopage est constant ($2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Le nombre de paires a été augmenté à 11 pour assurer que les premières structures « lasent » correctement.

La couche d'étalement des électrons en GaAs fait 6 μm d'épaisseur et a un dopage-n (Si) constant de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La fin de cette couche est visible dans l'image MEB de la Figure 17 c). L'AR est constitué de 11 couches d'AlAs et GaAs dont les épaisseurs ont été optimisées pour obtenir une faible réflexion sur une gamme de 8 nm. Cette structure est non dopée car le contact électrique se fait sur la couche précédente (Figure 14). Juste avant l'AR, se trouve une couche de contact électrique en GaAs plus fortement dopée ($6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) de 150 nm d'épaisseur.

Ce premier design a permis de valider le confinement du courant au centre des larges EP-VECSEL (Section 2.5). Le design suivant est celui qui a servi pour les démonstrations de verrouillage de mode (Section 2.8).

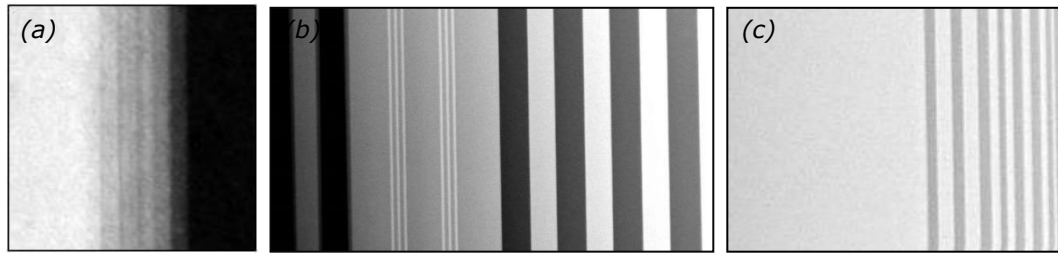


Figure 17 – Images MET de parties d'un EP-VECSEL : a) transition entre l'AlAs et le GaAs du p-DBR avec 5 couches d'AlGaAs avec un dopage constant b) région active avec 2x3 QWs en InGaAs espacés de 10 nm et un $\Delta\lambda$ de 25 nm puis le début du n-DBR sans gradient c) image MEB de la fin de l'épaisse couche de GaAs et les 11 couches d'AR en GaAs et AlAs.

2.3.2. Design optimisé

Cette structure optimisée a été conçue durant notre collaboration avec l'université de Sheffield en Angleterre et Philips Lightning (Aix-la-Chapelle, Allemagne) dans le cadre du projet *Fast-Dot* et toujours en lien avec le Professeur Witzigmann (Uni Kassel, Allemagne). La modification principale est l'utilisation de paires d' $\text{Al}_{90}\text{Ga}_{10}\text{As}$ / $\text{Al}_{10}\text{Ga}_{90}\text{As}$ au lieu des paires AlAs/GaAs afin de baisser les pertes électriques dans le p-DBR. Les interfaces (hétérojonctions) ont été réalisées de manière quasi-continue en utilisant la technique des alliages digitaux [Peters 1993] avec le même MBE. Cela consiste à séquencer très précisément l'ouverture et la fermeture des volets des gaz durant l'épitaxie. Une image MET d'un premier essai est présentée Figure 18. La concentration de gallium est estimée en sommant l'intensité des pixels verticalement. L'inertie pour refroidir la source de gallium est plus importante que pour la source d'aluminium. Il en résulte que, dans ce processus d'élaboration, le gradient passant d'une concentration de 90 à 10% de gallium (à droite) est plus épais que le gradient opposé à gauche passant d'une concentration de 10 à 90%.

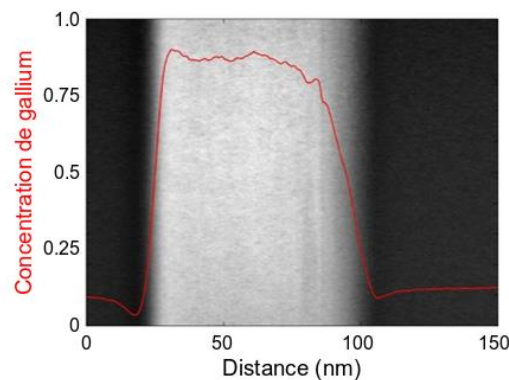


Figure 18 – Estimation de la concentration de gallium basée sur la luminosité verticale de l'image MET.

L'autre amélioration a consisté à augmenter le dopage dans chaque partie du p-DBR là où le champ électrique se trouve à un minimum, car cela ne rajoute pas de pertes optiques. Cela est illustré dans la Figure 19.

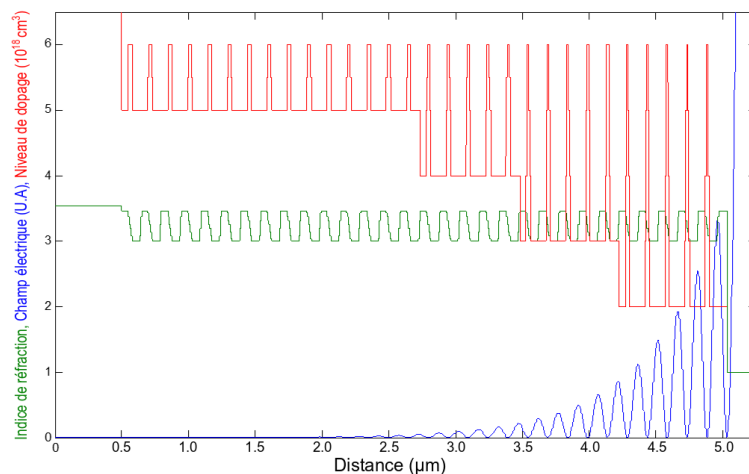


Figure 19 – Indice de réfraction (ligne verte), champ électrique (ligne bleu) et niveaux de dopage (ligne rouge) dans le nouveau design du p-DBR.

Dans ce design optimisé, pour effectuer un verrouillage des modes efficace, le nombre de paires du DBR intermédiaire a été réduit à 9. Cela réduit le champ électrique d'un facteur 2,4 et la réflectivité passe de 93 à 81%. Les lasers ont finalement été réalisés juste après mon départ de l'ETHZ. Mon successeur, Bauke Tilma, a accompagné les deux doctorants, Wolfgang Pallmann et Christian Zaugg pour finaliser ce travail.

2.4. FABRICATION DES LASERS

Avant mon arrivée dans le groupe de la Professeure Ursula Keller à Zürich, seuls des OP-VECSEL étaient fabriqués, donc sans aucune jonction-PIN. Le processus de fabrication décrit ci-dessous a dû être totalement mis en place, étape par étape. Le dernier protocole de fabrication contenait plus de 200 opérations et 7 masques de photolithographie. Ce type d'activité est très chronophage et, dans notre cas, non productive en termes de publications.

2.4.1. Sélection du dissipateur thermique

Avant même de mettre en place les différentes étapes, il était évident qu'il fallait réaliser un contact électrique de chaque côté de la structure du laser. Deux choix étaient possibles, soit une partie du substrat de GaAs était conservée en restant assez épais et robuste mécaniquement, pour pouvoir réaliser le deuxième contact électrique, soit comme pour les OP-VECSEL, seules les couches épitaxiées étaient conservées en étant soudées sur un dissipateur thermique. Afin de complètement contrôler les niveaux de dopages et d'obtenir un laser le plus fin possible pour le refroidir plus efficacement, nous avons opté pour la seconde option. Le support, le dissipateur thermique, doit donc pouvoir subir un certain nombre d'étapes de fabrication dont certaines à des températures supérieures à 300 °C. Cela a déterminé le choix du dissipateur thermique car le coefficient d'expansion thermique devait être très proche de celui du GaAs. Les propriétés thermiques du substrat de GaAs et les matériaux utilisables comme dissipateur thermique sont listés dans le Tableau 3. Nous souhaitons un dissipateur thermique avec une conductivité thermique proche de celle du cuivre et sous une forme de « mini-wafer ». Les composites de diamant et argent ont les meilleures propriétés thermiques et un coefficient de dilatation très proche du GaAs mais, à l'époque, ils n'étaient disponibles qu'en petites dimensions et leur épaisseur était de 1 à 2 mm. *A contrario*, des « mini-wafers » de cuivre-tungstène (CuW) étaient disponibles avec un diamètre de 25,4 mm (1 pouce) et une épaisseur de seulement 300 µm, ce dernier a donc été retenu.

Tableau 3 – Propriétés thermiques du substrat de GaAs et matériaux utilisables comme dissipateur thermique.

Matériau	Conductivité thermique (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	Coefficient de dilatation thermique (10 ⁻⁶ K ⁻¹)
GaAs	45	5,8
Cuivre	400	17
Diamant	1800	1,6
Cuivre-Tungstène	200	6,4
Diamant-Argent	650	6,2

2.4.2. Principales étapes de la fabrication

Les premiers masques contenaient 61 designs de lasers avec différentes dimensions et ratios entre les contacts électriques supérieur et inférieur. Ces 61 lasers étaient répétés dans quatre cellules (Figure 20 a)). La puce faisait 14,5 x 12,5 mm² afin de pouvoir être positionnée sur le dissipateur thermique circulaire de 25 mm de diamètre. Pour la deuxième version des masques, les ratios entre les contacts supérieur et inférieur ont été restreints et 40 lasers ont été fabriqués dans une seule cellule (Figure 20 b)). La surface autour des lasers a également été augmentée afin de mieux dissiper la chaleur latéralement et les contacts électriques ont été élargis afin d'obtenir une meilleure uniformité dans l'injection du courant.

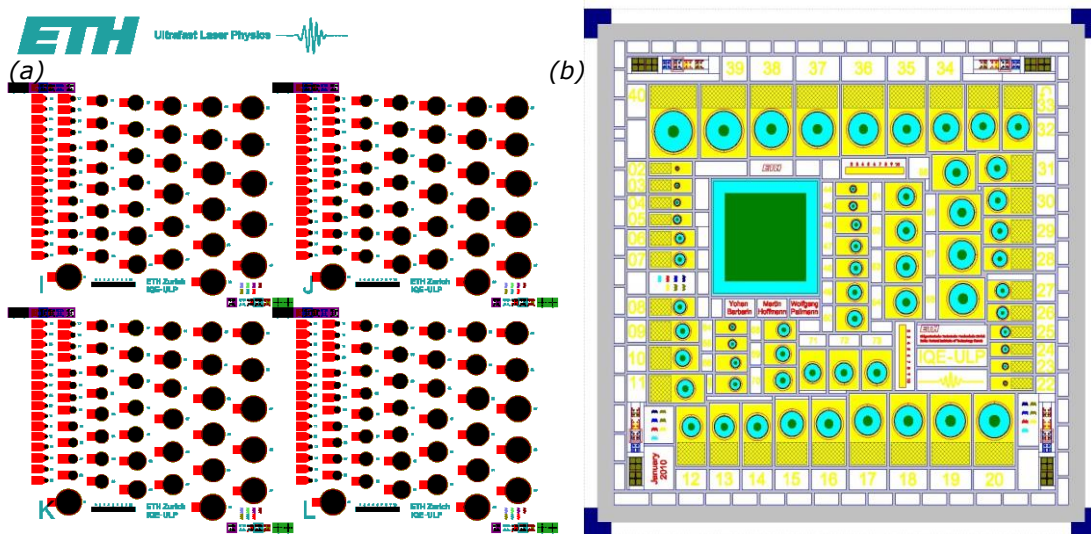


Figure 20 – Masques pour la fabrication des EP-VECSEL avec à gauche les premiers designs (5 masques) et à droite les derniers designs (zoom sur une cellule avec les 6+1 masques).

Les principales étapes pour fabriquer les EP-VECSEL sont illustrées dans la Figure 21. La première étape est cruciale et consiste à épitaxier dans le MBE la structure de l'EP-VECSEL en sens inverse (voir Section 2.3). Comme l'échantillon doit être traité des deux côtés et que l'aligneur du masque de la machine de photolithographie n'avait des optiques que d'un côté, des marqueurs ont été gravés à travers toute la structure par ICP (gravure plasma à couplage inductif). Une gravure Ar/Cl_2 a été optimisée afin de pouvoir traverser tous les matériaux et atteindre la profondeur requise ($15\ \mu\text{m}$) tout en gardant les parois les plus verticales possibles. Les contacts arrières sont ensuite réalisés. Pour cela, une couche de nitrure de silicium (SiN_x), isolante électriquement, de $300\ \text{nm}$ d'épaisseur est déposée par PECVD (dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma). Puis, après une première étape de photolithographie, les disques des contacts arrières sont « ouverts » par RIE (gravure ionique réactive). Ensuite, toute la puce est métallisée avec des couches de Ti , Pt et Au afin de créer les contacts électriques arrières. En parallèle, le *wafers* de CuW a été métallisé avec deux couches de Ti et Au et 8 cycles de Sn et Au afin de préparer une soudure eutectique. Afin d'obtenir un joint parfait, la soudure de l'échantillon GaAs au *wafers* CuW était effectuée dans un *wafers bonder* (WB) en appliquant une charge de $450\ \text{N}/\text{cm}^2$ à $340\ ^\circ\text{C}$. L'empilement obtenu est recouvert de chaque côté d'une épaisse couche de SiN_x optimisée pour ne pas engendrer de contraintes tout en étant déposée à une température légèrement plus basse, autour de $250\ ^\circ\text{C}$. Ces couches vont prévenir de possibles réactions chimiques du CuW ou des côtés de l'échantillon lors des étapes suivantes. Dans l'étape suivante, le substrat GaAs de l'échantillon est en partie enlever mécaniquement par rodage et polissage puis par une gravure chimique humide (acide citrique ($\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$) + peroxyde d'hydrogène (H_2O_2)). La

couche d' $\text{Al}_{80}\text{Ga}_{20}\text{As}$ arrête cette gravure humide et est suffisamment épaisse pour subir une sur-gravure afin d'obtenir une surface parfaite. Une gravure humide sélective (HF) s'ensuit afin de retirer le reste de la couche d' $\text{Al}_{80}\text{Ga}_{20}\text{As}$. Les marqueurs étant visibles à la surface, la fabrication peut continuer de ce côté de l'échantillon, dont le substrat est maintenant en CuW.

La première étape de ce côté est de réaliser la gravure des couches d'AR. Une couche de SiN_x servira de masque et par la même occasion de nouveaux marqueurs plus précis sont réalisés par RIE pour toutes les étapes de photolithographie qui suivront. La gravure des couches d'AR est effectuée par ICP et doit s'arrêter précisément dans la couche du contact électrique dopé négativement. Une seconde gravure, plus profonde et définie par un autre masque, permet d'isoler électriquement tous les lasers afin d'en alimenter qu'un seul à la fois. Après cette étape, le *wafér* est une nouvelle fois recouvert de SiN_x . Cette couche va servir de masque et de couche protectrice pour les côtés des lasers. Afin de réaliser une ouverture très précise des contacts électriques en anneau et des sorties optiques des lasers, une étape de photolithographie a été ajoutée pour les nouveaux designs (Figure 20 b)) afin de combler les profondes rainures entre les lasers. La puce est ainsi pratiquement aplanie et cela permet d'utiliser une résine photosensible plus fine. Les contacts électriques et le sommet des disques de l'AR sont « ouverts » par RIE. Le contact est photolithographié en négatif et est obtenu par un procédé d'arrachement (*lift-off*) de couches métalliques (Ge/Au/Ge/Au/Ni/Au). Optionnellement, l'épaisseur du contact où seront placés les aiguilles ou les fils de « *bonding* » peut être augmentée avec un masque dédié suivant une procédure similaire. Enfin, le *wafér* est recuit très rapidement (RTR) à 390 °C afin de former les contacts ohmiques entre les métaux déposés et les semi-conducteurs. A l'aide du *wafér* en CuW, les EP-VECSEL résistent mécaniquement à cette dernière étape.

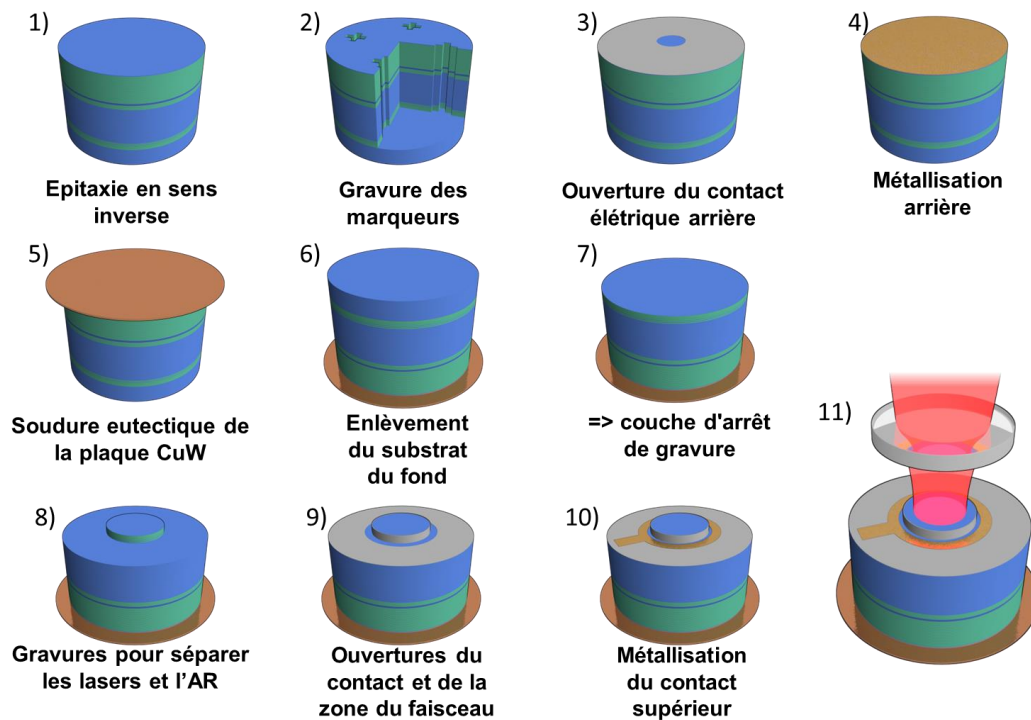


Figure 21 – Séquence mise en place pour la fabrication d'un EP-VECSEL

Une photographie du *wafer* CuW avec quatre cellules de lasers terminés est présentée dans la Figure 22 ainsi qu'une seconde image d'une seule cellule prise au travers d'un microscope. Il s'agit des premiers designs.

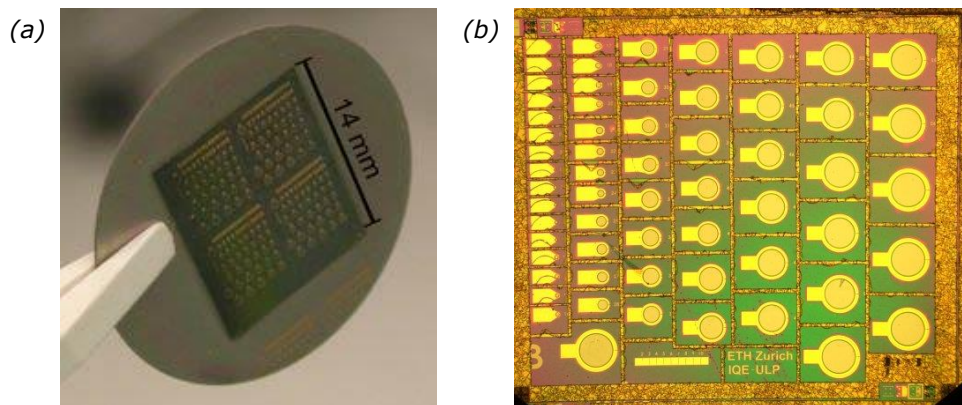


Figure 22 – a) Image du dissipateur thermique en CuW avec quatre cellules de lasers (premiers designs) b) image au microscope d'une de ces cellules d'EP-VECSEL [Barbarin 2011].

2.5. CONFINEMENT DU COURANT DANS LES LARGES EP-VECSEL

L'intensification en puissance (« *power scaling* ») des EP-VECSEL en augmentant leur DCA tout en gardant un faisceau monomode transverse fondamental (TEM_{00}) requiert une inversion très uniforme des porteurs au centre des lasers. Le profil de l'émission par électroluminescence (EL) sans cavité extérieure est utilisé pour estimer la distribution du courant dans les QWs. Le confinement du courant dans cette région a été simulé avec l'outil décrit dans la Section 2.2 et [Kreuter 2008]. Les mesures de profil d'EL sur différents DCA d'EP-VECSEL et les simulations sont comparées dans la Figure 23. Les profils mesurés sont en très bon accord avec les simulations. Ils confirment que le diamètre de pompage électrique des QWs est directement lié au DCA. Pour les DCA jusqu'à 40 μm , l'émission ressemble à un profil gaussien. Pour les lasers un peu plus larges, leurs profils présentent un sommet plat puis un creux commence à apparaître au centre des structures à partir d'un DCA de 100 μm . Pour les EP-VECSEL avec un DCA de 120 et 140 μm , les profils d'EL sont également asymétriques mais le profil d'EP-VECSEL le plus large (DCA 160 μm) est de nouveau symétrique. Les profils d'EL mesurés et simulés présentent au maximum un creux au centre de l'ordre de 11 %. Cela démontre que ces EP-VECSEL sont efficacement pompés électriquement. Les lasers avec un DCA jusqu'à 100 μm seront plus propices pour fournir des faisceaux monomodes.

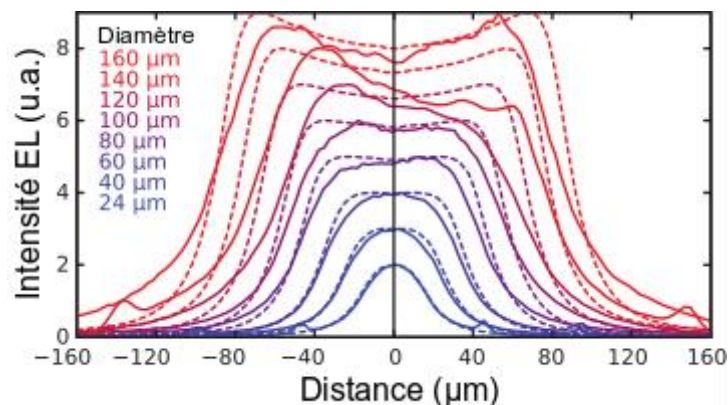


Figure 23 – Profils d'électroluminescences mesurés (lignes solides) sur des EP-VECSEL avec différents diamètres de contact arrière comparés aux simulations du courant d'injection (lignes discontinues).

2.6. CARACTERISATION EN CW DES PREMIERS EP-VECSEL

Nous avons comparé les puissances des premiers EP-VECSEL réalisés avec différents DCA. Le *wafér* complet fut monté sur une monture en cuivre refroidie à 3 °C et pour chaque laser une simple cavité droite fut alignée. Le miroir de sortie avait un rayon de courbure de 25 mm et un coefficient de transmission (CdT) de 10%. Cette transmission est bien plus élevée que pour les OP-VECSEL mais il faut se souvenir que le n-DBR réfléchit une grande partie du faisceau. La cavité multimode avait une longueur d'environ 24,5 mm. La Figure 24 trace en fonction des DCA les puissances maximales obtenues pour 35 EP-VECSEL d'une même cellule. Mises à part quelques variations pour les lasers de même DCA, une augmentation linéaire de la puissance est observée. L'intensification de la puissance pour ces designs a atteint 120 mW. L'une des caractérisations typiques d'un laser à pompage électrique est la courbe LIV (*light, intensity, voltage*). Le courant est augmenté linéairement et la puissance optique ainsi que la tension de la diode sont mesurées. Une fois la puissance maximale atteinte, une injection de courant plus élevée augmente la température dans le laser par effet Joule et a pour effets de diminuer le gain, de désaligner les DBR par rapport à celui-ci et au final de diminuer la puissance émise. La courbe LIV présente un retournement (*roll-over*) une fois le sommet atteint. Pour les EP-VECSEL de plus petites dimensions, ce retournement est observé à des densités de courant plus élevées. Cela indique que les larges EP-VECSEL avec le dissipateur thermique CuW souffrent tout de même d'une température excessive pour de fortes densités de courant. Cela est également visible dans la Figure 24 car la puissance optique augmente linéairement et non quadratiquement comme cela devrait être le cas. Ces performances pourraient être améliorées en remplaçant le dissipateur thermique par un composite diamant-argent (Tableau 3).

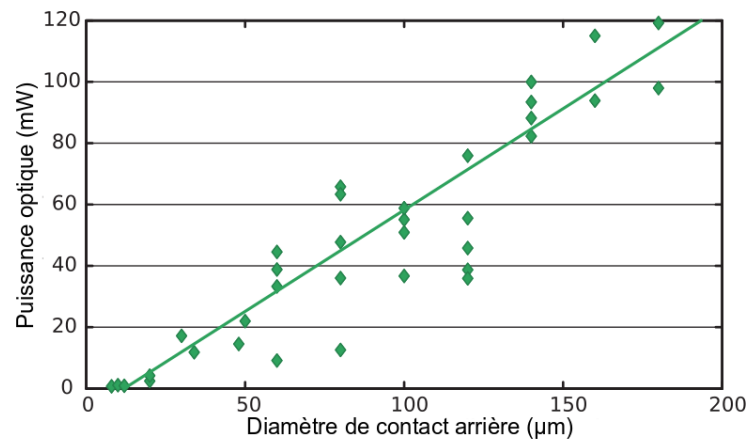


Figure 24 – Puissance optique des EP-VECSEL en fonction du DCA dans une cavité droite avec un miroir de sortie ayant un CdT de 10%. La température de la monture était réglée à 3 °C.

La courbe LIV de l'EP-VECSEL le plus puissant et délivrant 120 mW en CW est tracée dans la Figure 25. Le DCA était de 180 μm et le diamètre intérieur du contact supérieur de 300 μm. Le retournement de la courbe de puissance a lieu à environ 1,05 A de courant d'injection. Le rendement quantique interne (RQI - Équation 6) est également tracé dans la Figure 25. Le RQI maximum est d'environ 25% alors que le rendement électrique est de l'ordre de 5%. Afin d'améliorer le RQI, le courant de seuil pourrait être abaissé mais le désaccordage de 25 nm entre les QWs et les DBR augmente ce dernier pour compenser les dérives thermiques [McInerney 2003]. La résistance différentielle du laser au seuil est d'environ 1,5 Ω.

$$\text{Équation 6 : } RQI(\%) = \frac{q \cdot e \cdot \lambda}{h \cdot c} \cdot \frac{P}{(I - I_{\text{seuil}})} \cdot 100$$

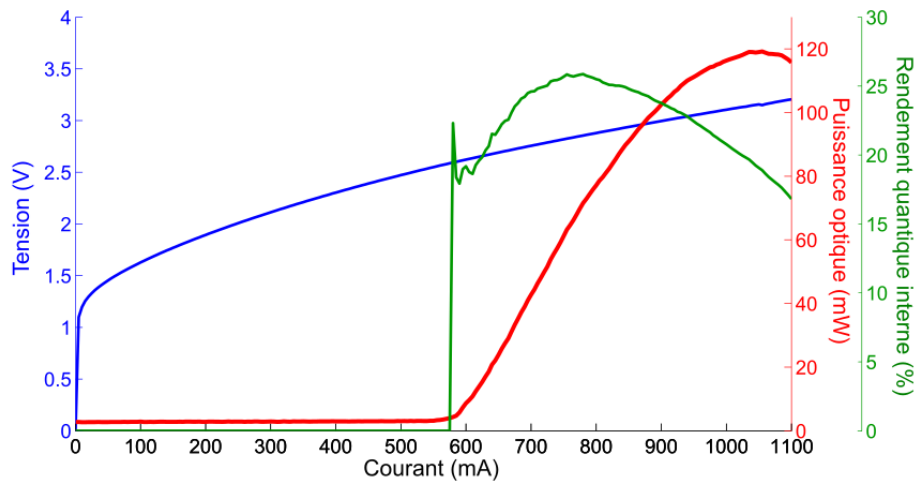


Figure 25 – Courbes LIV et RQI mesurées d'un EP-VECSEL avec un DCA de $180\ \mu\text{m}$, une ouverture supérieure de $300\ \mu\text{m}$ de diamètre et un miroir de sortie avec une transmission de 10%. La monture était réglée à $3\ ^\circ\text{C}$.

Les courbes LI (*light, intensity*) peuvent être également comparées à nos modèles [Witzigmann 2008]. Dans notre modèle, le retour induit pour le miroir de sortie est un miroir plan à juste quelques LdO de la surface. Une comparaison entre une mesure et notre modèle est présentée dans la Figure 26 pour un EP-VECSEL avec un DCA de $80\ \mu\text{m}$ et un miroir de sortie avec 10% de transmission. Le courant de seuil, la pente et la position du retournement sont en très bon accord. Une résistance thermique [Both 1990] de $57\ \text{K/W}$ a été utilisée pour obtenir ce bon accord. Deux autres simulations ont été conduites avec des résistances thermiques réduites à $27\ \text{K/W}$ et $15\ \text{K/W}$. Les puissances maximales augmentent respectivement à $117\ \text{mW}$ et $170\ \text{mW}$. La valeur de $15\ \text{K/W}$ est la valeur obtenue pour l'ensemble avec un dissipateur thermique en composite diamant-argent et dans le cas où les DBR sont parfaits électriquement. La puissance maximale est bien limitée pour des raisons thermiques. Les résistances électriques mesurées restent supérieures à celles calculées en théorie. L'épitaxie et la fabrication peuvent être encore optimisées pour obtenir des puissances de l'ordre du demi-watt en continu.

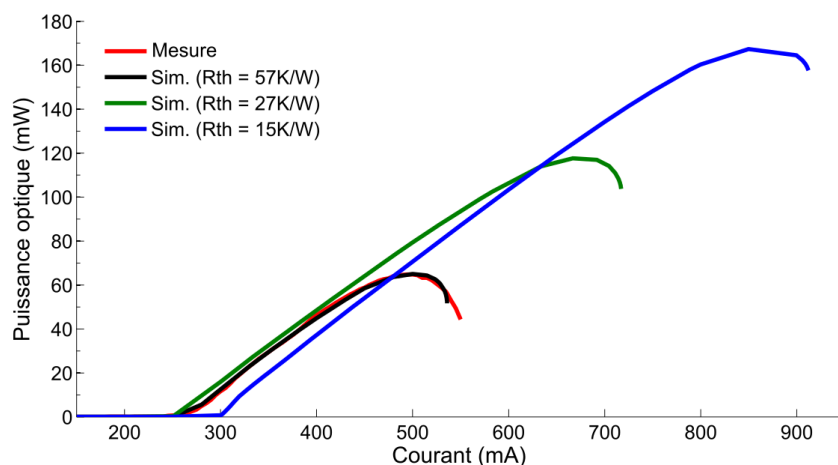


Figure 26 – Courbes LI mesurée (courbe rouge) et simulée (courbe noire) pour un EP-VECSEL avec un DCA de $80 \mu\text{m}$ et un miroir de sortie avec 10% de transmission. Les courbes verte et bleue sont simulées pour des résistances thermiques plus faibles.

2.7. QUALITE DE FAISCEAU DES EP-VECSEL

Les résultats décrits dans cette Section et la suivante ont été publiés après mon départ du groupe par mon doctorant Wolfgang Pallmann [Pallmann 2013] en utilisant notre design optimisé présenté dans la Section 2.3.2. Le n-DBR a été optimisé et le nombre de paires réduit à 9 pour diminuer la dispersion et élargir le spectre optique. Ce design est plus à même d'opérer avec un faisceau monomode transverse que le précédent. Les mesures de qualité de faisceau (M^2) [Siegman 1986] ont été réalisées dans une cavité en Z comme pour l'expérience de verrouillage de modes qui suit (Section 2.8). A la place du SESAM (miroir semi-conducteur à absorption saturable), un miroir semi-conducteur large bande (DBR) a été installé. Le miroir de sortie a un rayon de courbure de 40 mm et un CdT de 1,1%. Le Tableau 4 liste les résultats des mesures de qualité de faisceau (M^2) et de la puissance pour différentes dimensions d'EP-VECSEL. La puissance maximale obtenue avec un faisceau multimode et un CdT de 5,5% est également indiquée. Pour chaque EP-VECSEL, le réglage de la cavité a été optimisé pour obtenir un maximum de puissance avec le meilleur faisceau.

Tableau 4 – Mesures de qualité de faisceau (M^2) et de puissance pour différentes dimensions d'EP-VECSEL. IEEE © 2013 ([Pallman 2013] voir page 204)

Diamètre du contact arrière (μm)	Puissance optique quasi TM_{00} (mW)	Qualité de faisceau (M^2)	Référence : Puissance optique maximale du faisceau multimode (mW)
70	26	1,0	47
90	33	1,6	64
100	31/47	1,6 / 2,5	63
120	26	1,5	85

L'EP-VECSEL avec un DCA de 70 μm obtient un faisceau parfait ($M^2 = 1$) avec une puissance de 26 mW. Cela correspond à environ la moitié de la puissance maximale. Pour les EP-VECSEL plus larges (90, 100 et 120 μm) la qualité de faisceau commence à se dégrader et la puissance n'augmente pas autant qu'avec les faisceaux multimodes. Par conséquent, l'EP-VECSEL avec un DCA de 70 μm a été utilisé pour l'expérience de verrouillage de mode de la Section suivante.

2.8. EP-VECSEL « MODELOCKE »

Comme pour les mesures de M^2 , une cavité en Z a été utilisée (Figure 27 du haut). Le miroir de sortie a un rayon de courbure de 60 mm et un CdT de 0,5%. Le diamètre du faisceau (« *beam waist* ») sur l'EP-VECSEL est de 35 μm afin de correspondre à la zone de pompage de l'EP-VECSEL avec DCA de 70 μm . Le faisceau sur le SESAM est focalisé avec un miroir de renvoi possédant un rayon de courbure de 20 mm. Le diamètre du faisceau obtenu sur le SESAM est de l'ordre de 20 μm . Le SESAM et l'EP-VECSEL sont régulés en température pour aligner gain et absorption. Le SESAM contient un simple QW d'InGaAs entouré d'AlAs. La fluence de saturation (voir Section 3.2.2) était de 16,2 J/cm² et la profondeur de modulation de 0,69% à la LdO de 963,1 nm et pour une température de 26 °C.

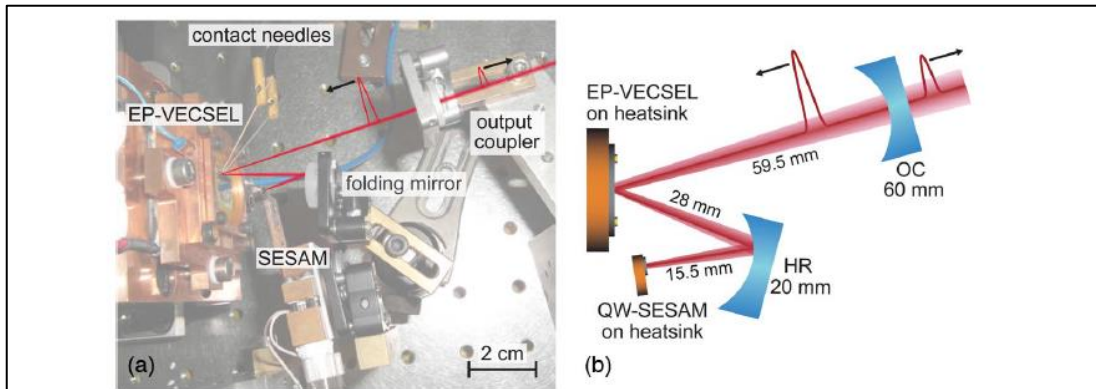


Fig. 4. Experimental setup for the modelocking experiments. (a) Picture of the Z-shaped laser cavity with the SESAM, folding mirror, EP-VECSEL gain chip and the curved output coupler. The chip is contacted with two probe needles. (b) Schematic containing details of the cavity.

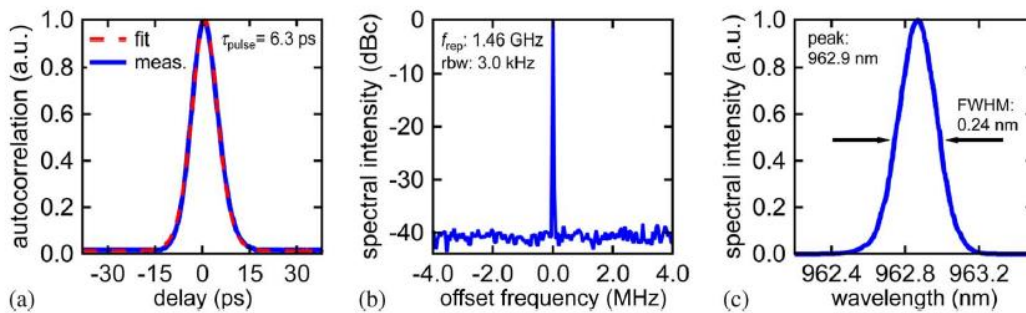


Fig. 5. Modelocking results. (a) Second harmonic generation intensity autocorrelation, (b) microwave spectrum, and (c) optical spectrum of the 6.3-ps pulses at 1.46 GHz pulse repetition rate and 6.2 mW average output power. rbw: resolution bandwidth, f_{rep} : repetition frequency.

Figure 27 – Image en vue de dessus de la cavité laser mise en place et schéma du faisceau avec les dimensions de la cavité. IEEE © 2013 ([Pallmann 2013] voir page 204)

Un verrouillage de mode stable a été obtenu avec une puissance moyenne de 6,2 mW à une température de 21 °C pour l'EP-VECSEL. A 26 °C, le SESAM est bien aligné avec le gain de l'EP-VECSEL. La Figure 27 du bas présente le signal d'autocorrélation obtenu avec l'ajustement numérique permettant de déterminer la largeur de l'impulsion (6,3 ps), le signal de l'analyseur de spectre et le spectre optique émis. Le signal de l'analyseur de spectre affiche un pic très étroit à une fréquence de 1,46 GHz. La largeur du spectre optique est de 0,24 nm, ce qui donne un TBP (*time-bandwidth-product*) de 1,56. Dans une cavité similaire avec un SESAM légèrement différent, une puissance de 13,1 mW a également été obtenue avec une impulsion un peu plus large [Pallmann 2013].

Peu après, un EP-VECSEL fabriqué par Philips Lightning (Allemagne) et modelocké par un SESAM de l'ETHZ a été démontré par Christian Zaugg [Zaugg 2014]. L'EP-VECSEL utilise un substrat faiblement dopé négativement comme couche épaisse pour « étaler » les électrons. Le DCA était de 60 μm . Le

SESAM est « résonant » avec un seul QW. Quatre résultats de verrouillage de mode sont présentés dans l'article. L'impulsion la plus courte obtenue est de 2,46 ps avec une puissance moyenne de 15,9 mW et une fréquence de répétition de 2,3 GHz. La puissance maximale obtenue dans une autre cavité est de 53,2 mW avec des impulsions de 2,91 ps à 9,2 GHz. La durée des impulsions est proche des limites théoriques. La puissance moyenne, par rapport au DCA utilisé, est également proche des limites théoriques.

2.9. CONCLUSION « EP-VECSEL MODELOCKE »

Les résultats obtenus dans la Section précédente, [Pallmann 2013] et [Zaugg 2014] démontrent qu'obtenir des impulsions brèves avec un EP-VECSEL reste un challenge à cause de la dispersion résiduelle de la cavité laser. Il est cependant possible de se rapprocher d'une impulsion d'une picoseconde. La puissance moyenne démontrée (~ 50 mW) reste cependant modeste et proche de ce que l'on peut obtenir avec une DLEC [Barbarin 2007]. Par contre la qualité de faisceau reste bien supérieure pour les EP-VECSEL. Nos modèles montrent que le diamètre de pompage des EP-VECSEL, avec l'approche choisie, ne peut dépasser 100 μm . La puissance moyenne est donc bien plus limitée que pour les OP-VECSEL pour lesquels le diamètre de pompage optique peut atteindre 500 μm . Cependant, avec un diamètre de 100 μm et un dissipateur thermique performant, une puissance moyenne de l'ordre de 300 mW avec verrouillage de mode reste très certainement atteignable pour un EP-VECSEL.

Pour pouvoir bloquer plus facilement les modes d'un EP-VECSEL, l'intégration du SESAM dans la structure semi-conducteur serait bénéfique. La température serait identique dans le milieu amplificateur et l'absorbeur. De plus les niveaux du champ électrique dans le milieu amplificateur et l'absorbeur pourraient être ajustés par design. Une suite à ce projet, poussée par une application grand public, serait un MIXSEL (*Modelocked Integrated eXternal-Cavity Surface-Emitting Laser*) à pompage électrique. Nous avons élaboré quelques designs théoriques mais leur fabrication n'a jamais été lancée. Par contre, la version à pompage optique a été largement étudiée et est présentée dans le Chapitre suivant.

**CHAPITRE 3 : MIXSEL
INTEGRATION MONOLITHIQUE
D'UN SESAM A BOITES
QUANTIQUES DANS UN
OP-VECSEL**

3.1. INTRODUCTION

Dans ce Chapitre, nous présentons une étude qui a permis d'accroître les performances d'un nouveau type de VECSEL à modes bloqués avec un absorbant saturable intégré : le MIXSEL (*Modelocked Integrated eXternal-Cavity Surface-Emitting Laser*). Le MIXSEL, entièrement réalisé en semi-conducteurs avec une simple cavité laser linéaire, est adapté à une production de masse. L'évolution de la technologie au fil des années est présentée dans la Figure 28. La suite de ces développements depuis 2011 est décrite en détail dans ce tutoriel : [Keller 2020]. Les résultats présentés dans les Sections suivantes ont été principalement obtenues par Deran Maas, Aude-Reine Bellancourt, Benjamin Rudin et Valentin Wittwer que j'ai co-encadré avec Thomas Südmeyer durant leurs doctorats [Maas 2009], [Bellancourt 2009], [Rudin 2010], [Wittwer 2012].

La faible saturation du gain des VECSEL est favorable pour le verrouillage de modes avec un SESAM (miroir semi-conducteur à absorption saturable, voir Section 2.1.2) et réduit la tendance à la commutation-Q (*Q-switching*) qui génère des impulsions intenses mais plus longues (de l'ordre de la ns) à une fréquence de répétition non liée à la longueur de la cavité [McClung 1962]. Différents verrouillages de modes de VECSEL avec différentes conceptions de SESAM ont été démontrés avec des puissances allant jusqu'à 2,1 W à 4 GHz [Aschwanden 2005] et des fréquences de répétition atteignant 50 GHz ($T = 20$ ps) [Lorenser 2006]. Avec les absorbants saturables à puits quantiques (QW-SESAMs) utilisés initialement, le verrouillage de modes nécessitait de focaliser le faisceau laser sur l'absorbant. Par conséquent, pour des cavités de quelques millimètres de longueur, la focalisation est devenue une contrainte forte, limitant les plus hautes fréquences accessibles. La réduction de la fluence de saturation du SESAM autorise le verrouillage de modes avec des surfaces similaires sur le gain et l'absorbant et permet de générer de hautes fréquences. Les SESAMs à boîtes quantiques (*Quantum Dots* – QD-SESAMs), offrent une plus grande liberté de conception que les QW-SESAMs. La densité de *dots* permet de découpler la fluence de saturation et l'amplitude de modulation. Les QD-SESAMs permettent de réduire la fluence de saturation suivant les paramètres de fabrication et/ou en utilisant un champ électrique résonant. Dans tous les cas, une amplitude de modulation adéquate peut être conservée. La faible fluence de saturation des QD-SESAMs a aussi rendu possible la démonstration d'un nouveau type de laser à impulsions brèves, qui intègre l'absorbant saturable dans la structure épitaxiée d'un VECSEL : le MIXSEL. Avec le MIXSEL, il est devenu possible d'obtenir le verrouillage de modes avec une simple cavité droite. Pour la première démonstration juste avant

mon arrivée à l'ETHZ, 40 mW de puissance moyenne a été obtenue avec des impulsions de 34,6 ps et à une fréquence de répétition de 2,8 GHz. La puissance était principalement limitée pour des raisons thermiques et la durée des impulsions par le retard de groupe par dispersion (GDD) de la cavité. Les développements qui ont suivi ont permis de monter en puissance et de générer des impulsions de quelques picosecondes.

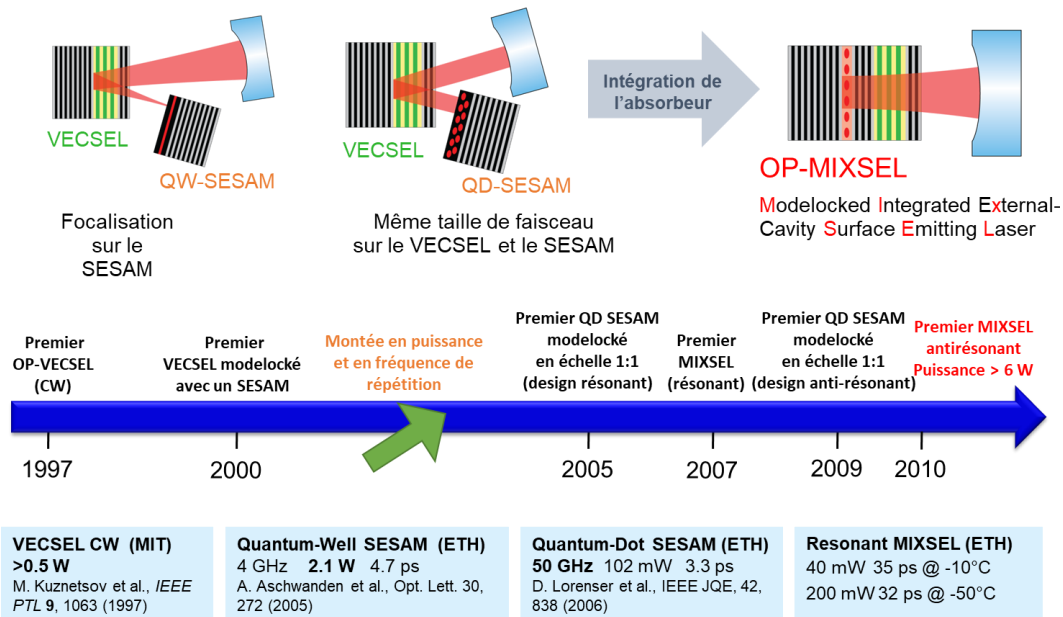


Figure 28 – Evolution des OP-VECSEL modelockés au fil des années jusqu'au MIXSEL avec une puissance moyenne de plusieurs watts.

Le premier design du MIXSEL [Maas 2007] comprenait un champ électrique magnifié au niveau de l'absorbant en QDs, ce qui a l'inconvénient de le rendre plus sensible aux imprécisions liées à l'épitaxie de fines couches et de plus cela augmente la dispersion dans la cavité. Nous avons analysé les conditions de croissance des QDs afin de comprendre leurs influences sur les propriétés macroscopiques du SESAM comme l'amplitude de modulation et la fluence de saturation. En étudiant une série de QD-SESAMs dans un design « antirésonant » (sans magnification du champ électrique) contenant une couche unique de QDs pour différentes densités et de températures de croissance, nous avons confirmé que l'amplitude de modulation pouvait être contrôlée par la densité de *dots* tandis que la fluence de saturation restait constante [Maas 2008]. Nous avons par ailleurs montré qu'il était possible de réduire la fluence de saturation grâce à un recuit thermique (RTR). Ce sera l'objet de la Section 3.2 qui reprend en grande partie les éléments publiés dans [Bellancourt 2009-2]. La Section 3.3 illustre les performances laser obtenues par l'un des MIXSEL avec des QD-SESAMs optimisés [Rudin 2010-2], [Rudin 2010-3].

3.2. SESAM A BOITES QUANTIQUES INTEGRABLE DANS UN MIXSEL

3.2.1. Design d'un MIXSEL antirésonant

Nous avons pu vérifier que les propriétés des SESAMs comportant plusieurs couches de QDs peuvent être modifiées comme lors de notre précédente étude [Maas 2008] et cela a permis de démontrer pour la première fois le verrouillage de modes d'un VECSEL sans focaliser le faisceau sur l'absorbant avec un SESAM à design anti-résonant. Ces QDs à faible fluence de saturation sont parfaitement adaptés à l'intégration dans le MIXSEL. Les designs anti-résonants du MIXSEL vont améliorer la tolérance face aux imprécisions de croissance et diminuer la dispersion, ce qui est crucial pour la génération d'impulsions brèves et les très hautes fréquences de répétition du laser. Pour illustrer ce propos, les designs résonant et anti-résonant sont comparés dans la Figure 29. De gauche à droite a) et c), nous retrouvons le DBR du laser, la couche de QDs, (a) un DBR intermédiaire dans le design résonant pour magnifier le champ électrique dans la couche de QDs, un miroir pour réfléchir la LdO du laser de pompe, la région active avec 7 QWs et enfin les couches AR. Les profils du champ électrique dans les designs respectifs sont tracés a) et c) en rouge. Le niveau du champ électrique dans l'absorbeur est environ cinq fois plus élevé dans le cas du design résonant que par rapport à celui mesuré au niveau dans les QWs. Si le processus d'épitaxie était parfait, l'intérêt du design anti-résonant se limiterait à la réduction du GDD sur une gamme de LdO plus importante (Figure 29 b) et d)). Cependant cela est également crucial pour réaliser des productions de masse sur des *wafers* complets. De petites variations entre les flux de Ga et d'Al ont été simulées et les résultats pour la dispersion de la structure (GDD) sont tracées en traits plus légers dans les mêmes Figure 29 b) et d)). Nos SESAM et MIXSEL sont épitaxiés par jet moléculaire (*Molecular Beam Epitaxy* – MBE), le modèle utilisé est un VEECO GEN III (Veeco instruments Inc., Plainview, New York). Le système est très précis mais comme le temps de croissance des structures est relativement long (plusieurs heures), des dérives en termes de vitesses de croissance des différents alliages demeurent. Le design anti-résonant est clairement plus tolérant aux variations des différents taux de croissance des matériaux. Un GDD plus faible ou *a minima* bien maîtrisé permettra de générer des impulsions plus brèves. Cela a pu être démontré comme illustré dans la Section 3.4.

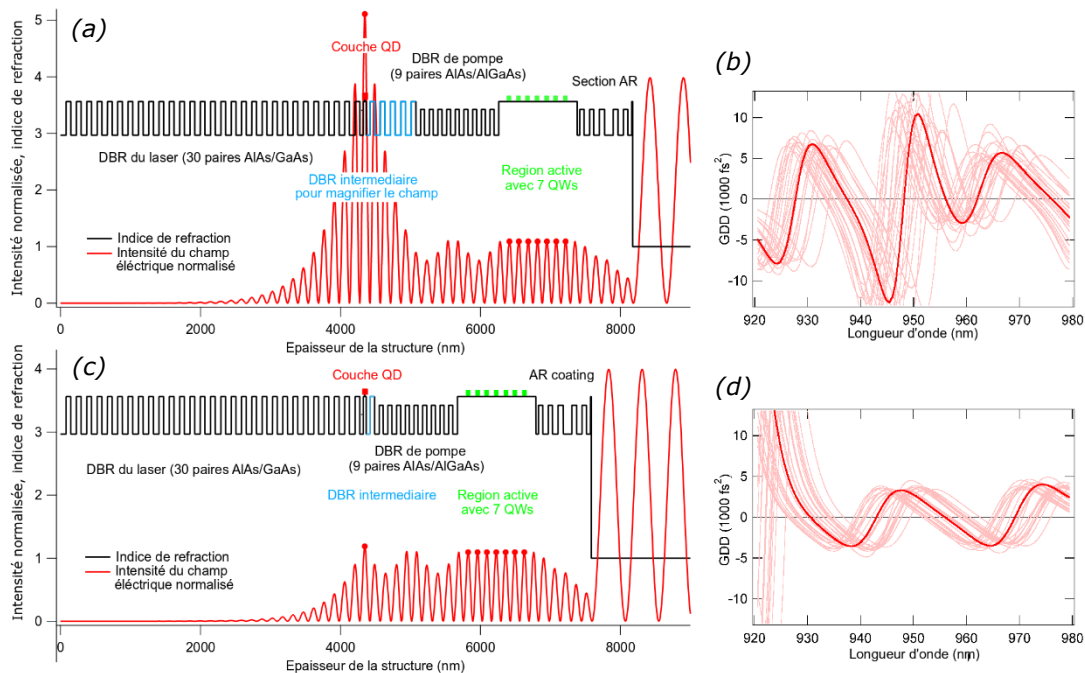


Figure 29 – a) Profil du champ électrique dans le design résonant d'un MIXSEL. b) Retard de groupe par dispersion avec en traits légers les possibles variations liées à des variations typiques durant la fabrication (design résonant). c) Profil du champ électrique dans le design anti-résonant d'un MIXSEL. d) Retard de groupe par dispersion avec en traits légers les possibles variations liées à des variations typiques durant la fabrication (design anti-résonant).

3.2.2. QD-SESAM antirésonant de validation

Entre la précédente étude sur une couche unique de QDs et celle-ci [Bellancourt 2009-2], le MBE a reçu une maintenance qui a malheureusement changé les paramètres de croissance. Afin de les retrouver et de valider les nouveaux QDs avant une intégration dans le MIXSEL, de nouvelles séries de SESAM ont été réalisées. Les caractéristiques principales d'un SESAM sont la fluence de saturation F_{sat} en ($\mu\text{J}/\text{cm}^2$), la modulation d'amplitude ΔR (%) ainsi que les pertes optiques dites non-saturables ΔR_{ns} (%). Ces paramètres peuvent être extraits de la caractérisation de la non-linéarité de la réflectivité du SESAM en fonction de la fluence d'impulsions envoyées sur le SESAM. Plus d'informations sur le *setup* sont disponibles dans [Maas 2008-2]. ΔR est la différence entre le niveau de réflectivité lorsque le SESAM est complètement saturé et lorsqu'il n'est pas saturé à faible fluence. ΔR_{ns} reste la différence avec une réflexion parfaite du miroir et demeure le plus souvent limité à 0,1-0,2%. F_{sat} est l'énergie de l'impulsion normalisée par la surface pour laquelle le SESAM commence à être saturé. Cela est illustré par les courbes expérimentales de la Figure 30. Le renversement observé sur les courbes est lié à des absorptions à deux photons (ADP - [Maas 2008-2]) car des impulsions de 130 fs sont utilisées dans le *setup*. Les courbes en traits solides

représentent les ajustements numériques des réponses permettant de prendre en compte l'ADP afin d'obtenir plus précisément tous les paramètres du SESAM. Les QD-SESAMs ont le potentiel pour des relaxations rapides [Maas 2008] mais cela dépend grandement des paramètres d'épitaxie et du recuit thermique. Nous avons démontré que ΔR peut être ajusté en fonction de la fraction de monocouche (*monolayer*: ML) de recouvrement des QDs sans changer F_{sat} . Seule la densité des QDs de la couche changeait. C'est l'avantage des QDs par rapport aux QWs. De plus, il est possible de réduire F_{sat} d'un facteur environ 10 avec un recuit thermique [Maas 2008] lorsque la fraction de monocouche n'est pas trop élevée. Le ΔR obtenu pour une seule couche de QDs optimisés pour avoir un faible F_{sat} et des relaxations rapides est environ de 0,5 %. Cela est trop faible pour effectuer le verrouillage des modes d'un VECSEL sans effet « soliton⁷ » [Paschotta 2002]. Pour les expériences suivantes, le nombre de couches de QDs a été augmenté [Bellancourt 2009-2].

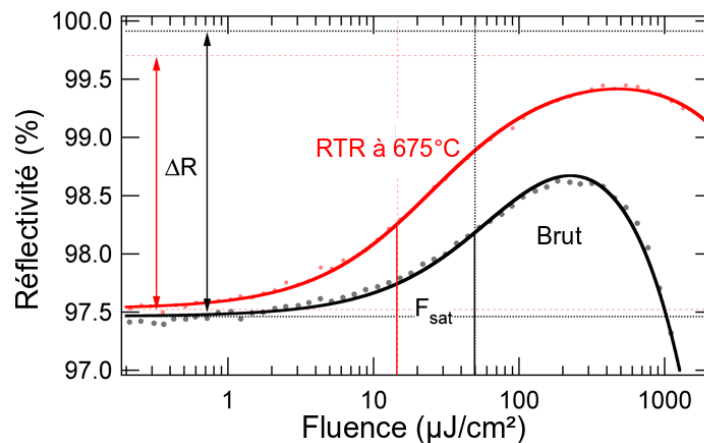


Figure 30 – Comparaison des réflectivités non linéaires mesurées d'un QD-SESAM brut de l'épitaxie à 420 °C et du même QD-SESAM recuit à 675 °C.

Le design du QD-SESAM anti-résonant avec quatre couches de QDs est présenté dans la Figure 31 a). Le DBR est une série de 30 paires d'AlAs et GaAs centré à 960 nm, la réflectivité théorique est quasiment parfaite (99,99 %). Les deux paires de couches de QDs, placées sur deux nœuds du champ électrique, ont été épitaxiées sur le DBR. Dans un nœud, les QDs en InAs sont espacés de 12 nm et sont recouverts de fines couches de GaAs. Le design avec seulement trois couches de QD ne comporte qu'un seul nœud avec le même espacement (Figure 31 b)). Le design est bien anti-résonant car le champ électrique est minimal à la surface de la structure. Ces designs de SESAM sont très intéressants car peu

⁷ Dans le cas d'un laser à blocage de mode, un laser soliton est d'une impulsion stable dans une cavité laser dont les caractéristiques sont le résultat d'un équilibre entre les non linéarités du milieu amplificateur, de l'absorbeur saturable et la dispersion de la cavité laser.

sensibles aux déviations durant l'épitaxie et avec un faible GDD ($\pm 200 \text{ fs}^2$) sur une gamme de LdO d'environ 40 nm.

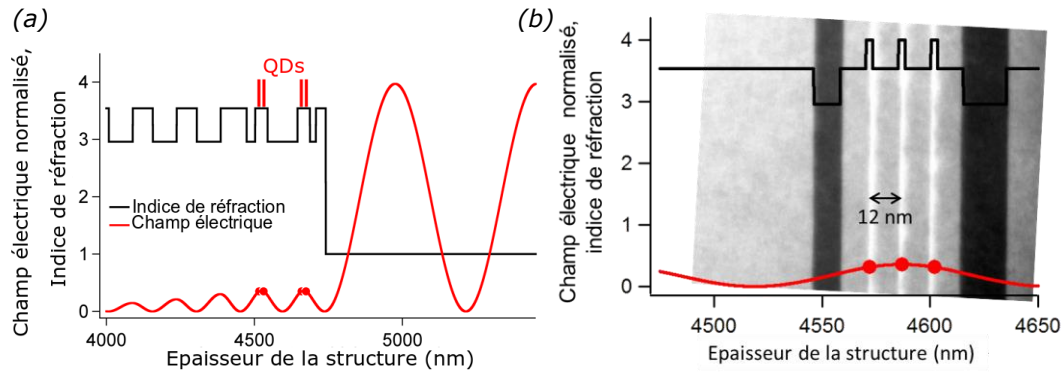


Figure 31 – a) Profil du champ électrique dans le design anti-résonant d'un QD-SESAM avec quatre couches de QDs. b) Profil du champ électrique dans le design anti-résonant d'un QD-SESAM avec trois couches de QDs sur une image MET.

Le setup décrit dans [Maas 2008-2] a été utilisé pour caractériser une première série de QD-SESAMs avec différents recuits thermiques afin de déterminer pour chacun d'eux : F_{sat} ($\mu\text{J}/\text{cm}^2$), ΔR (%) et ΔR_{ns} (%). Le QD-SESAM initial comportait deux paires de QDs épitaxiés à 420 °C dans un MBE avec deux ML de recouvrement d'indium. Les résultats sont listés dans le Tableau 5 pour les QD-SESAM bruts et trois recuits thermiques (600 °C, 625 °C et 675 °C). Le recuit thermique change la composition et la taille des *dots* et cela engendre un décalage de la LdO centrale par photoluminescence (PL) [Malik 1997]. Comme dans notre précédente étude sur une seule couche de QDs, F_{sat} peut être ajustée (d'un facteur 3,3) alors que ΔR ne change pratiquement pas. ΔR_{ns} augmente légèrement $\sim 0,1$ % après le recuit thermique ce qui reste faible (~ 10 %) par rapport à ΔR . Le recuit dure une heure, durant ce processus, les échantillons sont recouverts par PECVD d'une couche dioxyde de silicium (SiO_2) qui est retiré par une gravure sèche (RIE).

Tableau 5 – Fluence de saturation et modulation d'amplitude d'un QD-SESAM avec quatre couches de QDs dans son état brut (épitaxie à 420 °C) et recuit pendant une heure à différentes températures.

Température de recuit thermique (°C)	F_{sat} ($\mu\text{J}/\text{cm}^2$)	ΔR (%)	ΔR_{ns} Pertes non saturables (%)
None	49,7	2,37	0,10
600	40,4	2,05	0,13
625	30,0	2,10	0,21
675	14,7	2,20	0,22

Nous avons comparé les fluences de saturation et les modulations d'amplitudes de SESAMs avec trois et quatre couches de QDs avec différentes fractions de recouvrement d'indium (1,8 ; 2,0 et 2,12 ML). Les résultats sont tracés dans la Figure 32 pour des échantillons bruts et recuits à 675 °C durant une heure. L'influence du recouvrement des QDs avec de l'indium et le processus de recuit sont similaires à notre précédente étude. ΔR augmente avec la fraction de ML de recouvrement d'indium, ce qui correspond à une augmentation de la densité de *dots*, alors que dans le même temps, F_{sat} reste relativement constant. Nos mesures confirment que ΔR est proportionnel au nombre de couches de QDs. De plus, le processus de recuit réduit F_{sat} à un niveau significativement plus faible, indépendamment du nombre de couches de QDs et sans changer ΔR .

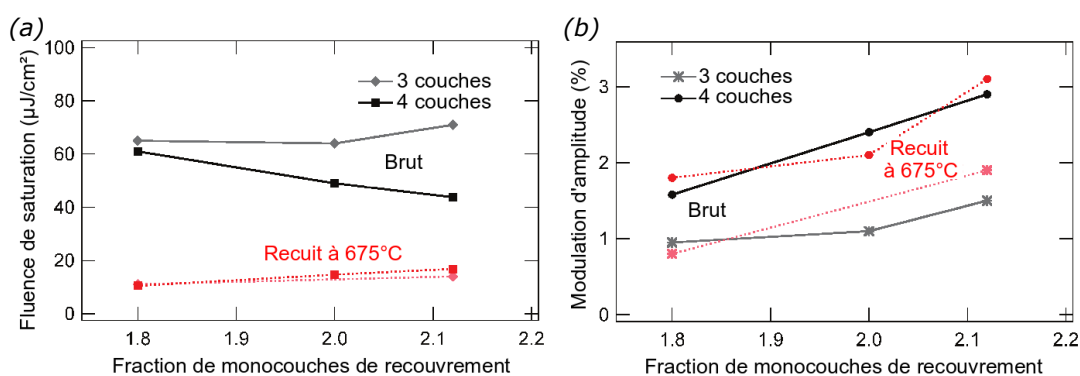


Figure 32 – Fluence de saturation et modulation d'amplitude pour des QD-SESAMs avec trois et quatre couches de QDs dans un état brut (épitaxie à 420 °C) ou recuit pendant une heure à 675 °C.

Dynamiquement, la réponse temporelle des QD-SESAMs présentent deux composantes temporelles comme introduit dans la Section 2.1.2. L'une rapide est de l'ordre de 1 ps (τ_{fast}) et l'une plus lente de l'ordre de 100 ps (τ_{slow}). L'optimisation consiste à minimiser l'amplitude A de la composante lente afin que la composante rapide soit prédominante. Les mesures « pompe-sonde » présentées en Figure 33 confirment que les couches plus fortement densifiées en QDs présentent des temps de récupération lents (τ_{slow}) plus courts et que le processus de recuit thermique réduit l'amplitude de la composante lente et le temps de récupération [Barbarin 2009].

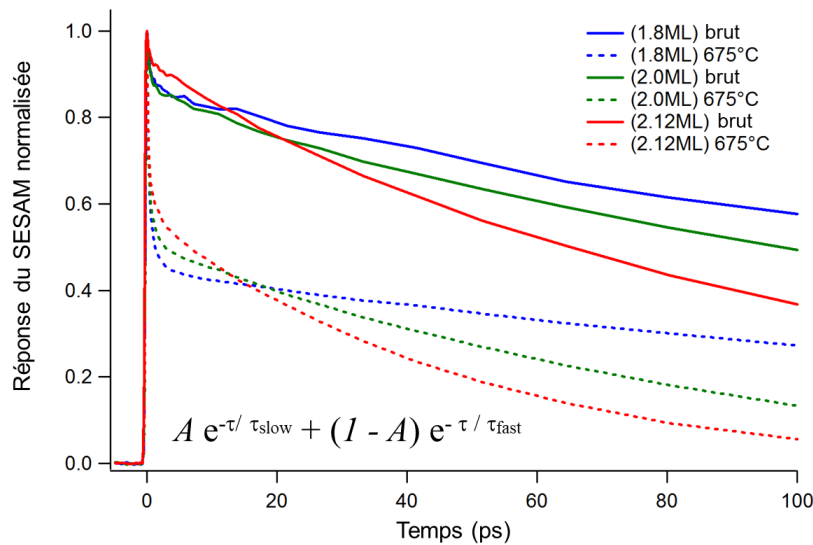


Figure 33 – Réponses temporelles normalisées des QD-SESAMs.

3.2.1. Génération d'impulsions dans une configuration proche d'un MIXSEL

Le QD-SESAM anti-résonant sélectionné pour générer des impulsions possède un design avec quatre couches de QDs et 2,0 ML de recouvrement d'indium des *dots*. Il a été recuit thermiquement à 675 °C durant une heure. La modulation d'amplitude obtenue est de 2,1 % pour une fluence de saturation de 14,7 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$. Les pertes non saturables sont de 0,22%. Ces pertes auraient pu être diminuées si nous avions effectué le recuit dans l'atmosphère de la chambre du MBE. Dynamiquement la composante lente est de 62 ps et l'amplitude A a été ramenée à un niveau de 51%.

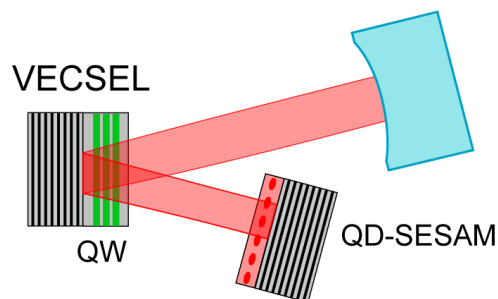


Figure 34 – Schéma d'une cavité en V avec une taille de faisceau quasiment identique sur le gain du VECSEL et le QD-SESAM.

Ce QD-SESAM a été monté dans une cavité en V mais avec une taille de faisceau quasiment identique sur le gain du VECSEL et sur le SESAM (Figure 34). Le VECSEL utilisé était une structure test sans conditionnement thermique.

optimisé pour les fortes puissances. Le rayon du faisceau pompe sur le VECSEL était de $\sim 80 \mu\text{m}$, tandis que le rayon du faisceau laser est estimé à $\sim 88 \mu\text{m}$ sur le VECSEL et $83 \mu\text{m}$ sur le SESAM, cela correspond à un rapport des surfaces d'environ 1,11. Nous avons pu démontrer un verrouillage de mode stable du laser avec ce QD-SESAM antirésonant. Des impulsions de 13,5 ps ont été obtenues à une fréquence de répétition de 2,96 GHz. La Figure 35 présente le signal d'autocorrélation obtenu avec l'ajustement numérique permettant de déterminer la largeur de l'impulsion, le signal de l'analyseur de spectre et le spectre optique émis. La puissance moyenne du laser était de 90 mW, le but de cet essai n'était pas d'obtenir ici un maximum de puissance mais de valider les QDs avant intégration dans le MIXSEL. La durée d'impulsion obtenue est en partie liée au faible temps de récupération du SESAM et au niveau de GDD présent dans le VECSEL qui n'était pas négligeable ($+1800 \text{ fs}^2$) à la LdO d'émission.

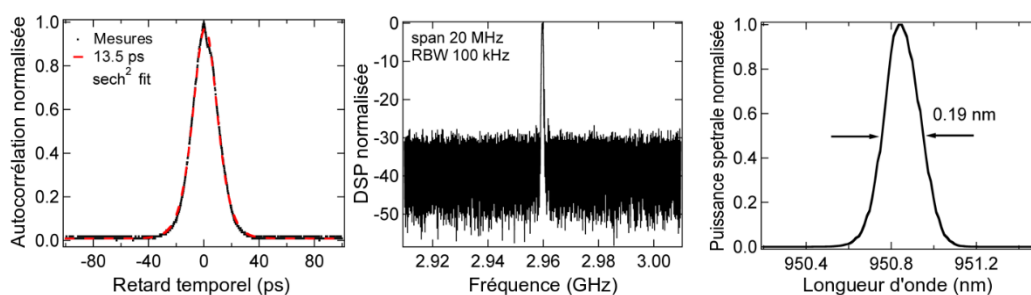


Figure 35 – Caractérisation de l'impulsion : autocorrélation avec un ajustement numérique utilisant la fonction sech^2 . Signal d'un analyseur de spectre donnant la fréquence de répétition. Spectre optique en échelle linéaire.

3.3. RECORD DE PUISSANCE D'UN MIXSEL AVEC UN DESIGN ANTI-RESONANT

3.3.1. Fabrication du MIXSEL

Le design antirésonant du MIXSEL a été présenté dans la Figure 29 c) de la Section précédente. Une première structure a été fabriquée dans le sens de croissance normale sur un substrat de GaAs pour validation. L'épaisseur de ce dernier, $600 \mu\text{m}$, a limité la puissance maximale du MIXSEL bien qu'un verrouillage de mode stable (non publié) a été obtenu validant l'intégration des QDs et le design retenu. Afin d'obtenir un maximum de puissance, le substrat de GaAs doit être retiré. Pour se faire, la structure du MIXSEL est épitaxiée avec ses couches en sens inverse et deux couches dites « sacrificielles » sont ajoutées entre le substrat de GaAs et l'AR. La température de croissance de toutes les couches

était de 600 °C mises à part les QDs qui ont été épitaxiés à 430 °C. Le recuit thermique des QDs a été effectué dans le MBE et cela n'a pas affecté les QWs. Des échantillons de 5 x 5 mm² ont été clivés⁸ du *wafers* pour être fabriqués. La première étape de fabrication consiste à métalliser la surface des échantillons avec des couches Ti/Pt/In/Au. L'épaisseur d'indium est conséquente, 5 µm. D'un autre côté, des substrats légèrement plus grand (~7 x 7mm²) de diamant épitaxiés par CVD sont métallisés avec des couches de Ti/Pt/Au. L'échantillon du MIXSEL est ensuite soudé sous vide avec le substrat de diamant. La couche d'indium assure un joint parfait et limite les déformations liées aux différents coefficients de déformation du diamant et du GaAs. La fin de la fabrication consiste à enlever le substrat de GaAs chimiquement de la structure du MIXSEL par des gravures sélectives humides. Les deux couches sacrificielles permettent de garantir une excellente qualité de surface. Au final, la structure MIXSEL qui fait ~8 µm d'épaisseur est directement montée sur un dissipateur thermique très performant (1800 W.K⁻¹.m⁻¹, voir Tableau 3).

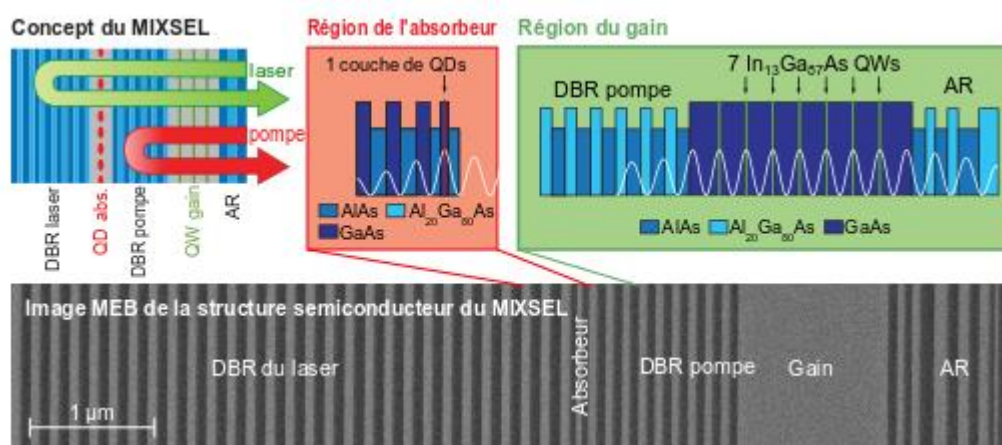


Figure 36 – Image MEB de la structure semi-conductrice du MIXSEL avec en illustration le concept et les détails des régions de l'absorbeur et du gain avec les QWs.

Une image MEB en coupe de la structure du MIXSEL est présentée dans la Figure 36 avec des illustrations. Nous retrouvons les cinq parties. De gauche à droite, la première partie est le DBR du laser. Il se compose de 29 paires d'AlAs et GaAs et la réflectivité attendue à la LdO du laser est 99,97%. Ensuite, nous trouvons l'absorbeur saturable qui est une couche unique de QDs d'InAs auto-assemblés avec 2 ML de recouvrement d'indium. Cette couche de QDs est entourée de 20 nm de GaAs et de couches plus épaisses d'AlAs. La couche de GaAs est la plus fine possible afin de minimiser l'absorption du résiduel du laser

⁸ Le clivage d'un *wafers* est l'action qui permet de parfaitement le fracturer selon un plan cristallographique soumis à un effort mécanique après avoir créer une amorce avec une pointe en diamant.

de pompe. La partie suivante contient le DBR de pompe. Il s'agit d'un design dichroïque, la LdO du laser (960 nm) est transmise et 93% de l'intensité du laser de pompe est réfléchi. Il est composé de 9 paires d'AlAs et d' $\text{Al}_{20}\text{Ga}_{80}$. La région du gain contient 7 QWs d' $\text{In}_{13}\text{Ga}_{87}\text{As}$ séparés par des couches de GaAs pour absorber le faisceau de la pompe. A l'aide du miroir de pompe, le faisceau pompe fait un aller-retour dans la zone de gain et, au final, 90% de son intensité est absorbé dans les couches de GaAs entourant les QWs. La dernière partie contient les couches d'AR. Elles ont été numériquement optimisées pour les deux LdO et sont composées de 14 couches d'AlAs et d' $\text{Al}_{20}\text{Ga}_{80}\text{As}$.

3.3.2. MIXSEL haute puissance

La cavité du MIXSEL est une simple cavité linéaire de 60 mm de longueur et d'un miroir de sortie avec un rayon de courbure de 500 mm et un CdT de 0,7% (Figure 37). La puce MIXSEL était pompée optiquement à 45° avec un faisceau laser à 808 nm issu d'une matrice de diodes lasers couplée dans une fibre optique (LIMO AV5 series 100 W, Lissotschenko Mikrooptik GmbH, Dortmund, Allemagne). Grâce au dissipateur thermique en diamant, le diamètre du faisceau pompe a pu être augmenté jusqu'à ~215 μm . Cela est sept fois supérieur aux essais avec le substrat en GaAs et la puissance de pompe a pu être augmentée d'un facteur 9 soit 37 W. Le rayon de courbure et la position du miroir de sortie ont été déterminés afin d'obtenir un faisceau légèrement plus grand que le faisceau de pompe. Cela assure un mode fondamental et une excellente qualité de faisceau nécessaire pour le verrouillage des modes. Pour cet essai un peu extrême, le MIXSEL était monté sur une monture en cuivre refroidi à -15 °C avec une cellule Peltier. Un léger flux d'azote était envoyé sur la puce afin d'éviter les phénomènes de condensation lorsque la pompe laser n'était pas en fonctionnement.

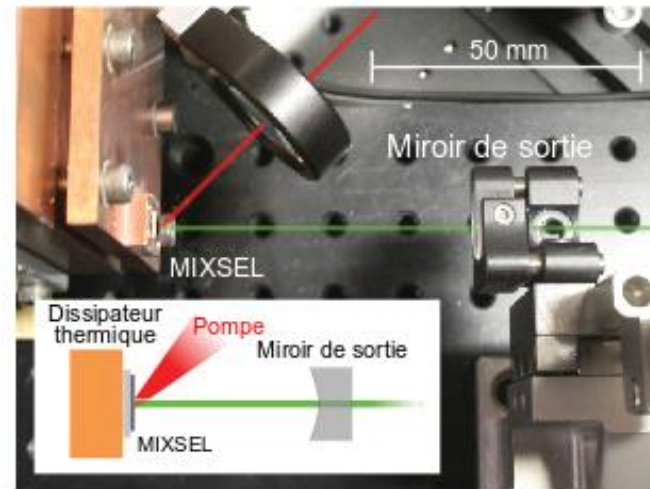


Figure 37 – Photographie et schéma de la cavité laser utilisée pour le MIXSEL.

A la puissance maximale appliquée, 37 W, un verrouillage de mode stable a été obtenu avec une puissance moyenne de 6,4 W en sortie du MIXSEL [Rudin 2010-3]. Cela correspond à une conversion *optique-optique* de 17,3%. Les caractérisations types du verrouillage de modes sont tracées dans la Figure 38. Le signal de l'analyseur de spectre affiche un signal très étroit à la fréquence de répétition du laser (2,468 GHz). Le signal d'autocorrélation ajusté numériquement en utilisant une fonction $sech^2$ donne une largeur d'impulsion de 28,1 ps. Le spectre optique est bien symétrique et a une largeur à mi-hauteur de 0,15 nm. Cela donne un TBP de 4,5. La qualité du faisceau [Siegman 1986] a été mesurée à une puissance moyenne légèrement inférieure, 5,3 W, car cela prend un certain temps. Celle dernière se révèle excellente avec un M^2 inférieur à 1,1 sur les deux axes.

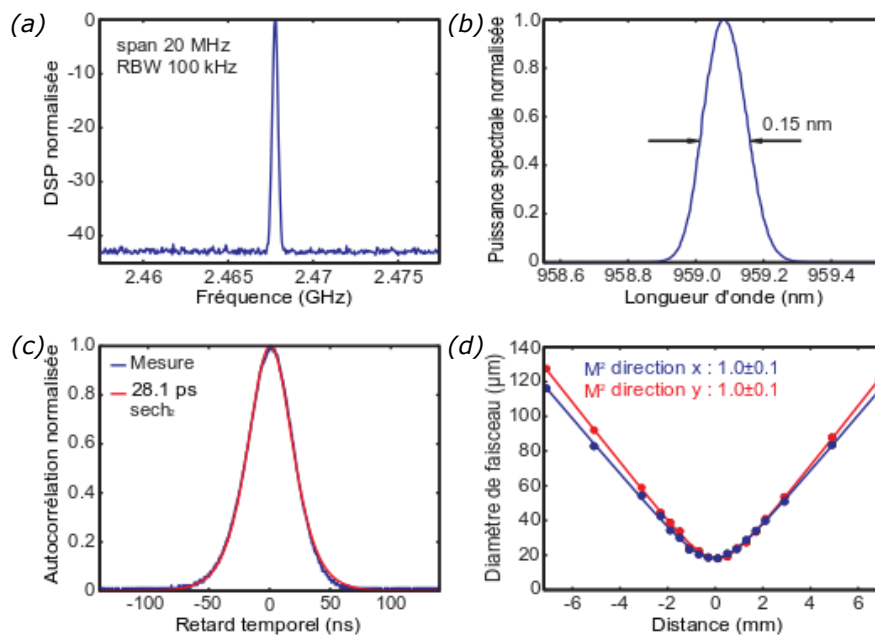


Figure 38 – Caractérisation de l'impulsion : a) Signal d'un analyseur de spectre donnant la fréquence de répétition. b) Autocorrélation avec un ajustement numérique utilisant la fonction sech^2 . c) Spectre optique en échelle linéaire. d) Mesure du coefficient de qualité du faisceau.

La géométrie de la cavité du MIXSEL est également propice pour augmenter la fréquence de répétition. Utilisant la même structure, nous avons pu également démontrer une fréquence de répétition de 10 GHz avec 2,2 W de puissance moyenne et des impulsions de 21 ps [Wittwer 2011-2].

Le développement des MIXSELS et des OP-VECSEL impulsionsnels s'est depuis poursuivi. Afin de conclure ce Chapitre, une revue des derniers résultats publiés fait l'objet de la Section suivante.

3.4. REVUE DES OP-VECSEL MODELOCKES DE FORTE PUISSANCE

Les paramètres les plus souvent comparés pour caractériser les performances des lasers impulsions sont la puissance moyenne, la durée de l'impulsion, la LdO centrale, la fréquence de répétition et pour certaines applications la puissance crête. Bauke Tilma a effectué en 2015 une revue très complète des lasers semi-conducteurs modelockés [Tilma 2015]. Les OP-VECSEL, OP-MIXSELS, EP-VECSEL, et DLECs sont comparés.

Le gain et les propriétés thermiques des différents alliages de semi-conducteurs sont très différents suivant la LdO. Il est donc normal de trouver des écarts importants. La Figure 39 montre les résultats des différents lasers modelockés avec leurs puissances moyennes tracées en fonction des LdO. La robustesse du gain des QWs InGaAs fait que beaucoup de résultats ont été générés autour de 1000 nm. De très bon résultats ont été démontrés à 1550 nm et 2000 nm, qui sont des LdO d'intérêt, avec des puissances moyennes de l'ordre de 100 mW alors que la réalisation de ces VECSEL est plus délicate et contraignante. En effet, les semi-conducteurs sont à base InP (Phosphore d'indium), les wafers sont plus fragiles et les milieux amplificateurs sont moins efficaces surtout à hautes températures (100 °C).

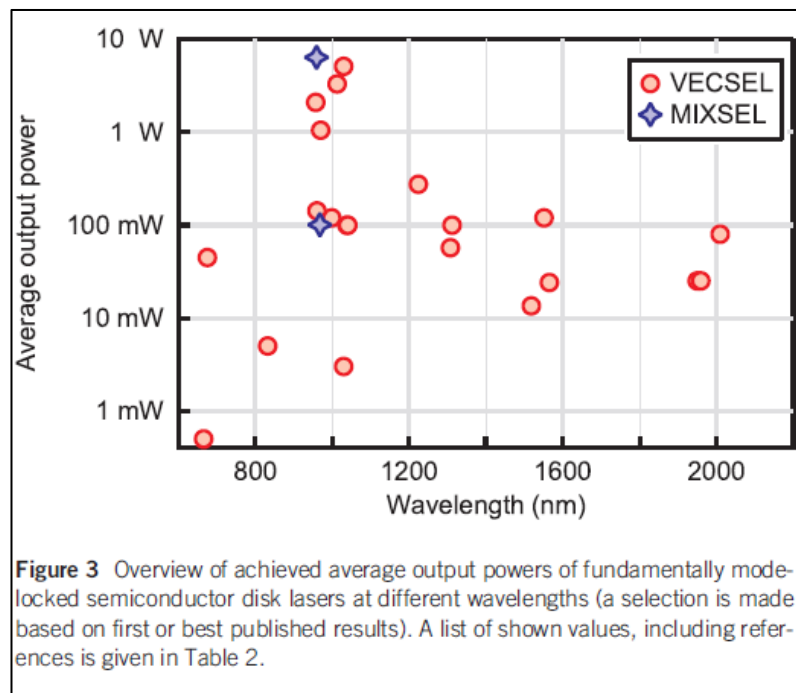


Figure 39 – Puissances moyennes de différents lasers modelockés tracées en fonction des LdO [Tilma 2015] © 2015, Springer Nature.

Les comparaisons suivantes portent essentiellement sur des lasers émettant autour de 1000 nm. Depuis, au moins deux publications peuvent compléter la revue précédente ([Waldburger 2016] [Alfieri 2019]). Dans la Figure 40, la puissance moyenne de différents lasers modelockés est tracée en fonction de la durée de leur impulsion. Pour un grand nombre d'applications, le besoin est d'obtenir une impulsion la plus courte et une puissance moyenne la plus grande possible. C'est le cas pour l'application dans le domaine de l'imagerie médicale retenue dans notre brevet [Hamilton 2016].

Le fait de pouvoir optimiser séparément un SESAM et le gain d'un OP-VECSEL conduit à des performances, en termes de puissance moyenne, globalement un ordre de grandeur supérieur par rapport à un laser de type MIXSEL. Cela est illustré par l'écart entre les droites ajoutées dans la Figure 40. Ces droites montrent également la tendance générale qui est que la puissance moyenne diminue avec la durée des impulsions. Les pentes de ces droites sont de l'ordre de 1 W/ps.

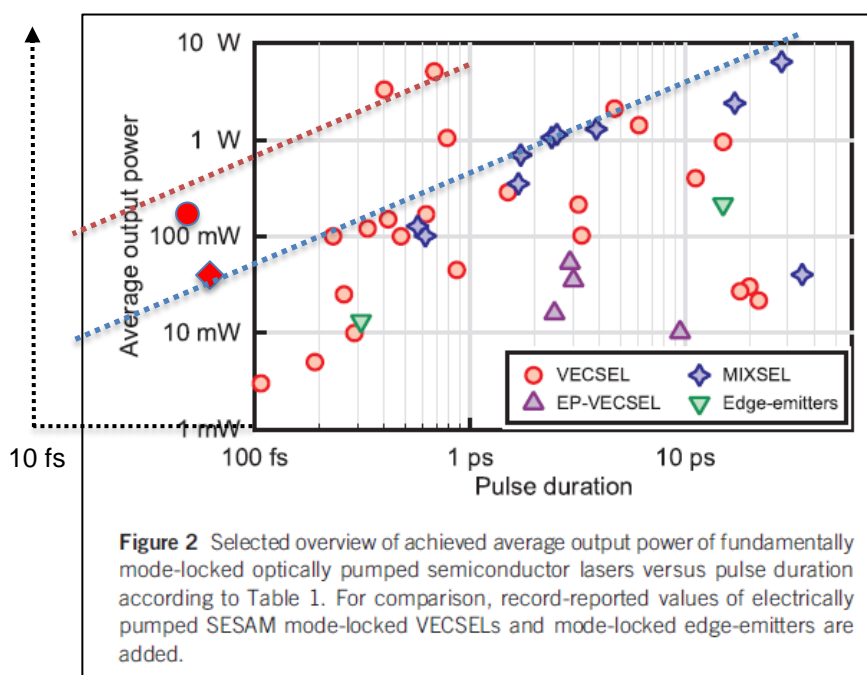


Figure 40 – Puissances moyennes de différents lasers modelockés tracées en fonction de la durée des impulsions [Tilma 2015] © 2015, Springer Nature. Le cercle rouge correspond au résultat de [Waldburger 2016] et le losange rouge au résultat de [Alfieri 2019]. L'axe en pointillé a été ajouté car les nouveaux résultats sortent de la figure.

Il est donc intéressant de comparer la puissance crête des impulsions en fonction de la durée des impulsions. Cela est l'objet de la Figure 41. En gardant les meilleurs résultats pour les OP-VECSEL, quel que soit la durée de l'impulsion, la puissance crête semble restreinte autour de 800 W. Deux démonstrations dépassent cependant ce plafond et atteignent des valeurs autour de 4 kW

([Wilcox 2013] et [Scheller 2012]). Cette différence est sûrement liée au nombre de QWs (10 au lieu de typiquement 7). Des couches de phospho-arséniure de gallium (GaAsP) et non de GaAs ont été utilisées pour pouvoir absorber la puissance de pompe sur un plus grand nombre de QWs. Les MIXSELS semblent eux plafonner autour de 80 W en puissance crête. Cela s'explique aussi par le fait que les SESAMs et les OP-VECSEL peuvent être plus facilement optimisés séparément.

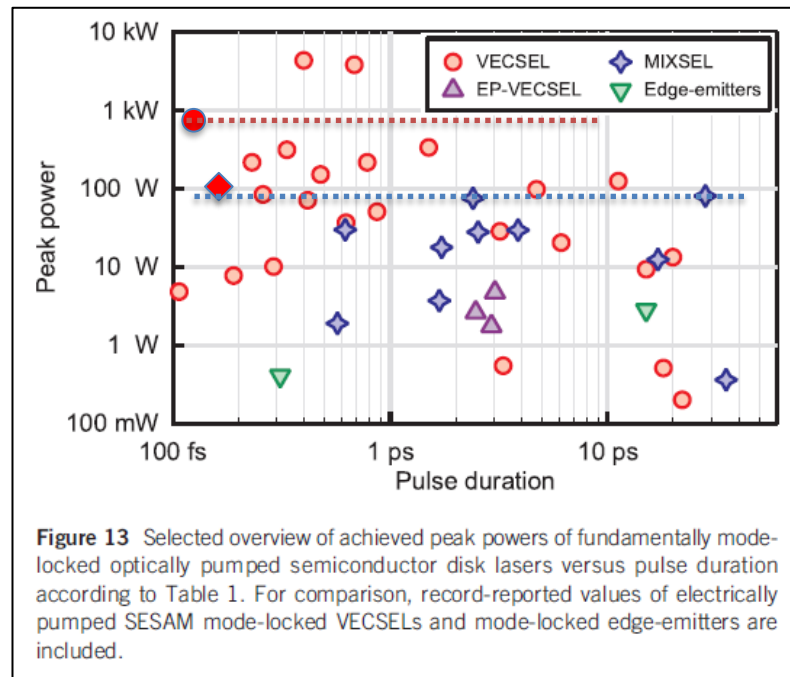


Figure 41 – Puissances crêtes de différents lasers modelockés tracées en fonction de la durée des impulsions [Tilma 2015] © 2015, Springer Nature. Le cercle rouge correspond au résultat de [Waldburger 2016] et le losange rouge au résultat de [Alfieri 2019]. Les deux droites en pointillées ont été ajoutées.

Le MIXSEL a cependant un avantage par rapport aux OP-VECSEL pour générer des impulsions à très haute cadence. Les OP-VECSEL ont besoin d'une cavité en « V » ou en « Z » et cela limite directement la longueur minimale de la cavité. Avec une cavité droite, le MIXSEL est beaucoup plus simple à mettre en œuvre. Un pompage par l'arrière serait même possible [Bellancourt 2009]. Dans tous les cas, les impulsions doivent être brèves par rapport à la période de la cavité. Une montée en fréquence a pu être démontrée jusqu'à 101,2 GHz avec un MIXSEL optimisé [Mangold 2014]. Le résultat obtenu à cette fréquence est reproduit dans la Figure 42. La cavité avait une longueur de seulement 1,49 mm et la puissance moyenne était de 127 mW. A cette fréquence, les modes sont bien résolus par l'analyseur de spectre optique et un train d'impulsion est observé sur le signal d'autocorrélation. L'impulsion est même sub-picoseconde avec une largeur à mi-hauteur de 570 fs (fonction *sech*²).

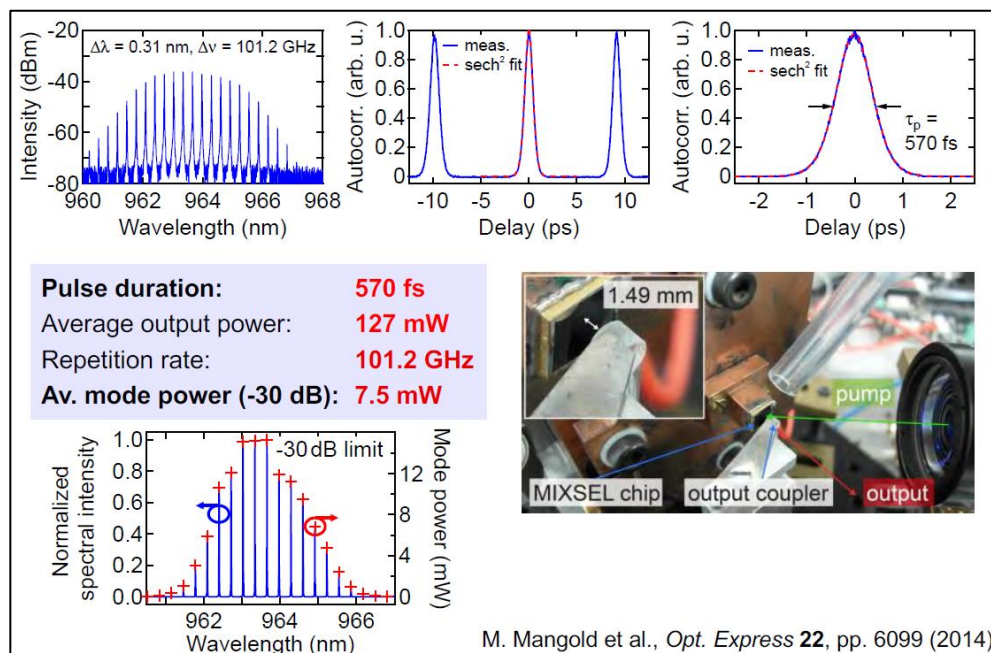


Figure 42 – Caractérisation d'un MIXSEL à 101,2 GHz [Mangold 2014] © 2014 Optical Society of America.

Cette courte revue montre que ce type de laser continue d'intéresser plusieurs laboratoires de recherche. De mon point de vue, les limites théoriques commencent à être atteintes au moins dans la gamme de longueur d'onde entre 920 et 1100 nm. Les futurs développements seront certainement orientés « système » avec des applications innovantes (imagerie médicale, lidar, ...) bénéficiant des avantages de ces lasers ultra-brefs. La conception de démonstrateurs d'un MIXSEL à d'autres LdO reste une perspective pleine de challenges.

CHAPITRE 4 : MESURE DE LA VITESSE DE DETONATION PAR FIBRE OPTIQUE A RESEAU DE BRAGG

4.1. INTRODUCTION

4.1.1. Emploi des réseaux de Bragg pour la détonique

L'intérêt des réseaux de Bragg photo-inscrits sur des fibres optiques (FBG – *Fiber Bragg Grating*) n'est plus à démontrer pour les mesures en quasi-statique de température et de déformations dans le suivi de grandes infrastructures comme les ponts ou les gratte-ciels. L'utilisation de ce type de sonde en dynamique pour mesurer des phénomènes physiques très brefs est beaucoup moins éprouvée. Des réseaux de Bragg à pas variable (*Chirped-FBG*) placés à l'extrémité de fibres optiques sont mis en œuvre dans divers laboratoires pour effectuer des mesures dynamiques de vitesse de choc et de détonation. Ces fibres faiblement intrusives, de diamètre de gaine de l'ordre de 125 μm , avec leurs CFBG photo-inscrits de plusieurs millimètres à plusieurs dizaines de millimètres de longueur, peuvent être placées à la périphérie ou insérées au cœur d'un matériau énergétique ou inerte. Les fibres optiques ont l'avantage d'être immunes aux radiations électromagnétiques et leur bande passante est supérieure à la vitesse des phénomènes physiques à observer. En détonique, dans un édifice pyrotechnique, le front de détonation traversant le matériau énergétique (ME) dure de quelques microsecondes à une dizaine de microsecondes. Les phénomènes transitoires sont quant à eux plus rapides, de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Comme cela va être présenté dans les Sections suivantes, une mesure par CFBG a l'avantage d'être continue spatialement et temporellement au sein du ME à étudier.

Dans le domaine de la physique des explosifs, l'un des besoins métrologiques est de mesurer avec précision la position de l'onde de choc ou de détonation en fonction du temps dans un ME. Cette mesure aboutit au diagramme de marche appelé également diagramme « $x-t$ ». L'objectif de ce développement était de réaliser un système opérationnel sur un site expérimental permettant d'obtenir ce diagramme de marche en continu avec une meilleure incertitude que celle obtenue de manière discrète avec des aiguilles de chronométrie (AdC) [LeGallic 2002]. Dans le cas d'un essai sur un ME en vitesse de détonation établie (VDE), l'objectif était d'avoir une incertitude de mesure (à $k = 2$, loi normale) sur la VDE inférieure à $\pm 0,15\%$, ce qui représente ± 11 m/s à 7500 m/s.

Les précurseurs de ce type de mesure au milieu des années 2000 sont américains : J. Benterou et D.R. Goosman du *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL), E. Udd de *Columbia Gorge Research*, ainsi que G. Rodriguez et R.L. Sandberg du *Los Alamos National Laboratory* (LANL). D.R. Goosman a dans un

premier temps utilisé des fibres optiques sans FBG. Son approche était de mesurer l'ablation d'une fibre optique lors d'une détonation par vélocimétrie hétérodyne (VH) [Goosman 2005]. En effet dans ce cas, l'extrémité de la cible se détruisant, le faible signal optique réfléchi apparaissait comme une surface réfléchissante se déplaçant à la vitesse de la détonation. Les points faibles de cette technique étaient le faible rapport signal sur bruit (RSB) malgré l'emploi de lasers très puissants (lasers de classe 4) et la forme de l'extrémité de la fibre qui avait un effet significatif sur le rapport signal sur bruit. Rapidement l'utilisation de CFBG s'est imposée pour notamment améliorer le RSB. A ce jour, plusieurs laboratoires ont publié : États-Unis (LLNL, *Columbia Gorge Research* and LANL), France (CEA), Israël (NRC Soreq), Chine (BUAA) et Royaume-Uni (AWE, ORC Southampton).

Tableau 6 – Liste de publications (en mars 2020) sur des mesures de vitesse de détonation par FBG.

États-Unis	France	Israël
[Benterou 2007]	[Magne 2013]	[Ravid 2014]
[Benterou 2009]	[Barbarin 2015]	
[Udd 2010]	[Magne 2016]	Chine
[Benterou 2011]	[Barbarin 2017]	[Wei 2017]
[Rodriguez 2013]	[Chuzeville 2017]	
[Gilbertson 2015]	[Woirin 2017]	Royaume-Uni
[Rodriguez 2015]	[Woirin 2017-2]	[Pooley 2019]
[Udd 2016]	[Barbarin 2020]	[Pooley 2019-2]
[Udd 2018]		

Le CEA Gramat avec le support du CEA LIST de Saclay a commencé ses activités de recherche et développement sur l'utilisation de CFBG pour la détonique en 2009. J'ai rejoint l'équipe projet fin 2013 dans le cadre de l'ANR ASTRID ANDROMEDE 2013-2016.

Afin de bien comprendre les développements effectués depuis 2013, la CFBG et le principe de fonctionnement du système appelé « *BraggFast* » sont présentés dans les deux Sections suivantes.

4.1.2. Réseau de Bragg à pas variable

Un réseau de Bragg à pas variable d'une CFBG est un réseau de Bragg dont le pas Λ varie linéairement le long de celui-ci. Cela est illustré en Figure 43. Ce type de FBG réfléchit une bande de LdO complètement contrôlable par le design du masque de phase utilisé pour concevoir le réseau de Bragg. Le terme anglais « *chirp* » de *Chirped-FBG* provient du gazouillement d'un oiseau qui fait varier sa fréquence dans le temps. Le terme est également utilisé lorsque l'on émet une rampe de fréquence avec une antenne radar ou pour caractériser la phase d'une impulsion optique très brève. Le taux de changement de LdO d'une CFBG (CR – *Chirp Rate*) est exprimé en nm/mm. Un tableau récapitulatif des différentes FBG et CFBG utilisées dans ce mémoire est en annexe.

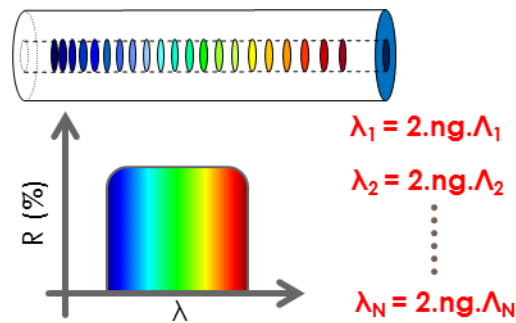


Figure 43 – Réseau de Bragg à pas variable.

4.1.3. Principe de fonctionnement du système *BraggFast*

La mesure de la vitesse de détonation (VD) à l'aide du système *BraggFast* est réalisée en utilisant une CFBG qui jouera le rôle de sonde. Le spectre réfléchi est large et les LdO minimale et maximale sont $\lambda_{min} = 2n_g\Lambda_{min}$ et $\lambda_{max} = 2n_g\Lambda_{max}$. Ces CFBG sont positionnées longitudinalement par rapport au sens de propagation de l'onde de détonation au sein du ME à étudier. La CFBG peut être positionnée sur une génératrice d'un cylindre du ME ou sur un axe parallèle au cœur du ME (Figure 44). Le fait de pouvoir positionner à cœur ce type de sonde permet des mesures dans des géométries très variées. Quelle que soit la géométrie, la CFBG est détruite sous la pression intense du front de détonation. Le front de détonation va progressivement réduire la longueur du réseau et diminuer graduellement la largeur du spectre réfléchi (Figure 45). La CFBG est illuminée par une source optique à large bande spectrale. L'intensité totale réfléchie va progressivement passer d'un niveau « 1 » au niveau « 0 » quand la CFBG est totalement détruite. Connaissant les positions le long de la CFBG et les LdO

associées, l'évolution de l'intensité est liée à la position du front de l'onde de détonation en fonction de temps. Le diagramme « $x-t$ » est ainsi obtenu. Dans le cas d'une détonation établie, la VDE est obtenue en ajustant numériquement la pente de ce diagramme « $x-t$ ». Un ajustage rigoureux est nécessaire pour atteindre l'incertitude de mesure attendue sur la VDE.

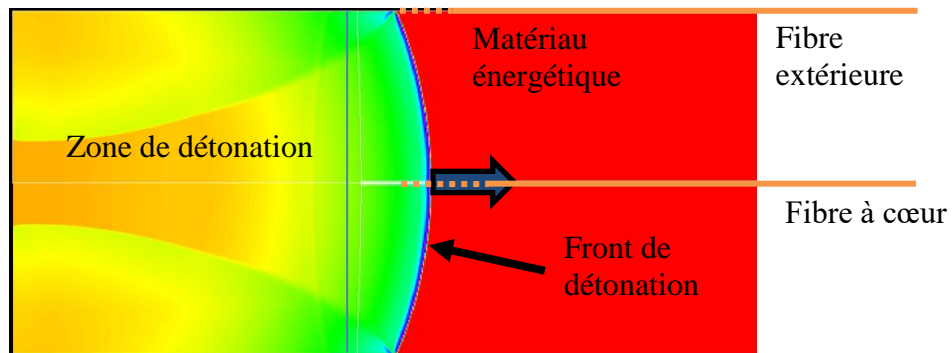


Figure 44 – Positionnement de fibres de Bragg à pas variable pour la mesure de détonation.

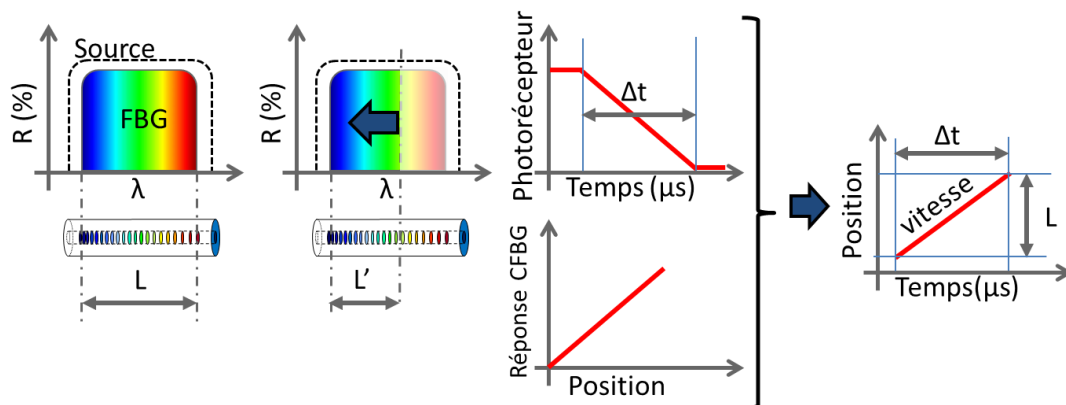


Figure 45 – Principe de fonctionnement du système BraggFast.

4.1.4. Développement du *BraggFast*

Dans les premiers essais, l'ajustage de la CFBG (connectée à son interrogateur optique, le système *BraggFast*) était effectué en mesurant l'amplitude réfléchie d'une CFBG issue du même lot de fabrication. Cette dernière était sacrifiée en étant soit sectionnée petit à petit par un faisceau laser femtoseconde [Benterou 2007][Rodriguez 2015] soit par polissage [Magne 2013][Barbarin 2015]. Une autre méthode, non destructive, consistait à mesurer le CR le long d'une CFBG en appliquant un échauffement très localisé à l'aide d'une pointe métallique [Benterou 2009][Magne 2013]. Cette pointe était décalée le long de la CFBG et la LdO manquante dans le spectre mesuré sur un analyseur de spectre optique (ASO)

était enregistrée. Grâce à cette seconde méthode (non destructrice), le CR de la CFBG peut être déduit et sa réponse calculée en connaissant précisément le spectre réfléchi par la CFBG connectée à son interrogateur optique [Gilbertson 2015]. Il est à noter que cette mesure est assez lourde à mettre en œuvre et n'est pas compatible avec des essais répétés sur site de tir.

Nous avons validé une nouvelle technique d'ajustage [Magne 2016] basée sur la réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR - *Optical Frequency-Domain Reflectometry*) qui sera décrite dans la Section 4.4. L'équipement utilisé est un réflectomètre optique OFDR Luna Technologies modèle OBR 4600. Cette mesure est non destructive, rapide et précise dans le domaine spatial (0,01 mm). Toutefois, la résolution spatiale est conditionnée à l'incertitude sur la valeur de l'indice effectif n_{eff} du mode guidé dans la fibre optique car l'OBR 4600 mesure les amplitudes réfléchies pour différentes LdO en fonction de temps [Soller 2005]. Connaître le CR de la CFBG n'est pas entièrement suffisant pour obtenir la réponse du réseau de Bragg en fonction de la position. Pour être plus précis, nous devons analyser finement la réponse de la CFBG au début et à la fin du processus d'ablation. Nous avons mentionné dans [Barbarin 2015] que la CFBG est typiquement utilisable avec une réponse quasiment linéaire sur une plage de 5% à 95%. Récemment, J. Pooley *et al.* ont fourni des recommandations sur le design d'une CFBG pour maximiser la gamme de mesure [Pooley 2019]. Une approche parallèle avait été conduite par notre équipe [Barbarin 2020] par simulation (Section 4.3) et expérimentalement (Section 4.4).

Tout mesurande se doit d'être fourni avec une incertitude de mesure. Pour notre application particulière qui est la mesure de VD par CFBG, P. Wei *et al.* ont initié une étude dans [Wei 2017] et annonçaient une incertitude sur la VDE inférieure à 1%. Nous avons proposé dans [Barbarin 2020] une approche numérique pour prendre en compte le traitement du signal et une meilleure incertitude de mesure a été obtenue (voir Section 4.5).

Il est intéressant de discuter brièvement de l'utilisation d'une ou plusieurs FBG(s) monochromatique(s) pour mesurer une VDE. Le CEA a proposé dans [Bénier 2014][Bénier 2015] d'utiliser une série de courts réseaux le long d'une fibre optique. La mesure temporelle obtenue a une forme d'escalier et les positions des différents FBG sont également préalablement mesurées par OFDR. Le traitement du signal consiste à détecter les « marches » correspondant aux positions des FBG. Cette approche a le bénéfice d'offrir un traitement du signal simple mais la mesure n'est pas continue comme avec une CFBG. Récemment, l'utilisation d'une simple FBG monochromatique a été démontrée par J. Pooley *et al.* [Pooley 2019-2]. La FBG faisait 10 mm de longueur grâce à une très faible modulation de l'indice de réfraction dans le réseau. L'intensité du pic de la FBG décroît en fonction de la position du front de détonation. La réponse de ce réseau n'est pas parfaitement

linéaire et doit également être rigoureusement caractérisée. Cette réponse est plus linéaire si la réflectivité maximale est inférieure à 50%. Une limitation à cette approche est la longueur maximale réalisable pour un tel capteur tout en abaissant la modulation d'indice. Toujours en 2019, les mêmes auteurs ont également rapporté l'utilisation d'une fibre dopée avec des terres-rares [Pooley 2019-3]. La partie du capteur fibré est une fibre dopée avec des ions Er et Yb. La fibre sonde est « active » et est optiquement pompée comme les EDFA (*Er-Doped Fiber Amplifier*). Le front de détonation détruit au fur et à mesure la partie active de la fibre et le signal d'émission spontanée amplifiée (*Amplified Spontaneous Emission - ASE*) décroît proportionnellement. L'un des avantages de cette approche est que de longs capteurs pourraient être réalisés. Cependant, l'obtention de réponse de la sonde reste délicate, des variations significatives d'une sonde à l'autre sont très probables car le niveau d'émission est très dépendant du signal de pompe qui doit rester faible pour obtenir une réponse du capteur la plus linéaire possible.

Différentes expériences de détonique ont été menées ses dernières années au CEA Gramat et au CRB (Centre de Recherches du Bouchet, Ariane Group) pour tester les évolutions du système *BraggFast* (voir la liste des publications du Tableau 6). Un certain nombre sont présentées dans la Section 4.6 avec les incertitudes de mesures estimées. Les configurations présentées dans ce mémoire sont les suivantes :

- VDE dans une cartouche cylindrique,
- TCD (transition-choc-détonation) dans une géométrie conique,
- VDE dans une géométrie sphérique,
- VDE dans une cartouche coulée autour de la CFBG.

4.2. SCHEMA OPTOELECTRONIQUE DU SYSTEME *BRAGGF*AST

Afin de mesurer l'amplitude du spectre réfléchi par le réseau de Bragg au cours de la détonation, le diagnostic utilisé est schématisé dans la Figure 46. Les lignes oranges correspondent à des fibres optiques monomodes reliant les composants optoélectroniques. La source optique utilisée est une source large bande de type ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) ou une diode superluminescente (SLD - *Super Luminescent Diode*). L'intensité de la source est réglée par un atténuateur manuel avant d'éclairer le réseau de Bragg en bout de fibre optique. Les LdO réfléchies par celui-ci sont redirigées vers la partie détection à l'aide d'un circulateur. Les CFBG peuvent parfois capter de la lumière parasite dans la gamme de LdO du photorécepteur [950 – 1700] nm. Un filtre optique ne couvrant que la bande de

LdO [1535 – 1565] nm est donc inséré avant le photorécepteur pour éliminer ces parasites non souhaités. En bout de ligne, un photorécepteur avec une bande passante supérieure à 250 MHz effectue la conversion *optique-électrique*. La sortie BNC est reliée à un oscilloscope ayant une bande passante d'au moins 500 MHz et une fréquence d'échantillonnage supérieure à 1,25 Géch/s. Dans le schéma de la Figure 46, un coupleur permet de prélever 10% du signal optique, afin de pouvoir réaliser un ajustage de la réponse de la sonde avec un ASO. Cet ASO est utilisé seulement quelques minutes avant l'expérience, cela est détaillé dans la Section 4.4.

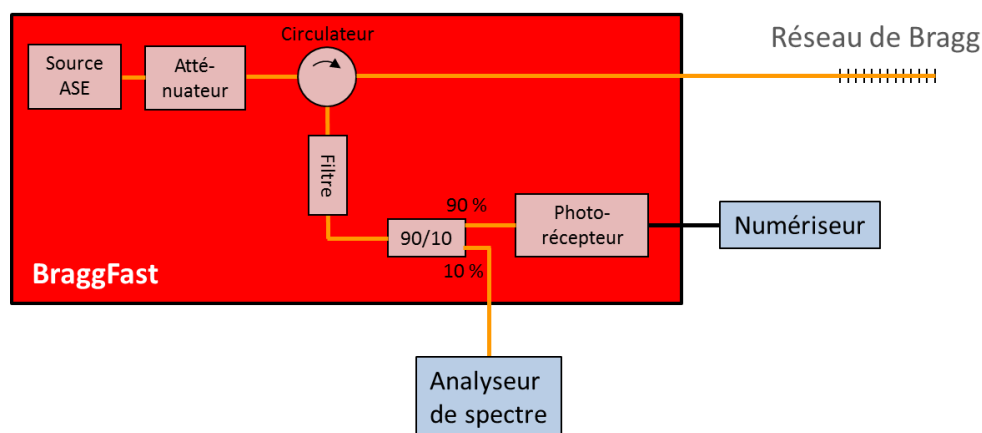


Figure 46 – Schéma optoélectronique du système BraggFast

4.3. SIMULATION OPTIQUE D'UNE CFBG DURANT UNE DETONATION

4.3.1. Simulation d'une CFBG pour la détonique

Afin de bien comprendre les limites dans la réponse d'une CFBG, une série de simulations a été réalisée. Le spectre réfléchi par la CFBG est simulé par la méthode des matrices de transfert [Chilwell 1984] pour chaque interface au niveau des milliers de petites réflexions du réseau. Pour avoir un bon RSB, tout en gardant un laser de classe 1, la réflectivité de la CFBG doit être supérieure à 20%. Le CR de la CFBG ne doit donc pas être trop important.

Pour exemple, prenons une CFBG avec les caractéristiques suivantes :

- LdO centrale : 1545 nm
- longueur : 100 mm
- CR : 0,16 nm/mm

- indice optique effectif moyen : 1,47
- modulation de l'indice optique : $2,5 \cdot 10^{-4}$
- apodisation : avec (forme sinusoidale) et sans

Les spectres simulés avec et sans apodisation sont tracés dans la Figure 47 en échelle linéaire (a) et logarithmique (b).

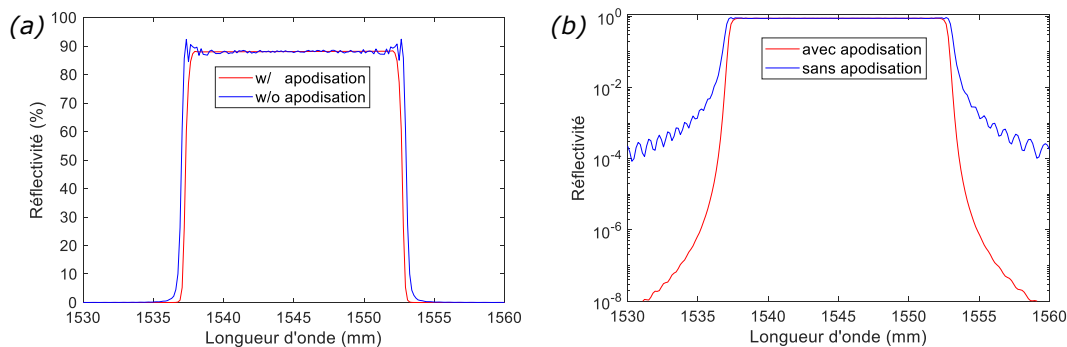


Figure 47 – Réflectivités simulées d'une CFBG avec et sans apodisation en échelle linéaire (a) et logarithmique (b).

Les caractéristiques suivantes sont obtenues sans apodisation :

- réflectivité maximale : $\sim 88\%$
- largeur du spectre réfléchi à mi-hauteur : 16,2 nm

Les caractéristiques suivantes sont obtenues avec apodisation :

- réflectivité maximale : $\sim 88\%$
- largeur du spectre réfléchi à mi-hauteur : 15,6 nm

Conformément à nos attentes, le spectre réfléchi avec apodisation ne présente pas d'oscillation au sommet du spectre et présente peu de rebonds visibles en échelle logarithmique. La largeur du spectre est légèrement inférieure que sans apodisation, mais ce n'est pas critique pour la mesure avec le système *BraggFast*. Cependant, dès que la CFBG serait en partie raccourcie, la CFBG ne serait apodisée que d'un côté. L'utilité de l'apodisation est donc discutable pour notre application.

4.3.2. Simulation du raccourcissement de la CFBG

Si la CFBG définie précédemment sans apodisation est linéairement raccourcie dans une unité de temps arbitraire. Le spectre réfléchi par la CFBG peut être recalculé à chaque étape du raccourcissement. Les résultats de ces calculs sont visibles en 3D dans la Figure 48 et en 2D avec deux zooms sur les cinq premiers

(Figure 49 a)) et les cinq derniers (Figure 49 b)) nanomètres. La réponse spectrale en fonction du temps semble très linéaire dès la première étape de raccourcissement jusqu'au moment où le réseau de Bragg commence à être très court. En effet, le maximum de réflectivité n'est plus atteint et le pic s'élargit. Durant cette phase, lorsque le réseau est inférieur à 1,5 mm, l'amplitude du signal réfléchi par le réseau de Bragg ne semble plus décroître parfaitement linéairement.

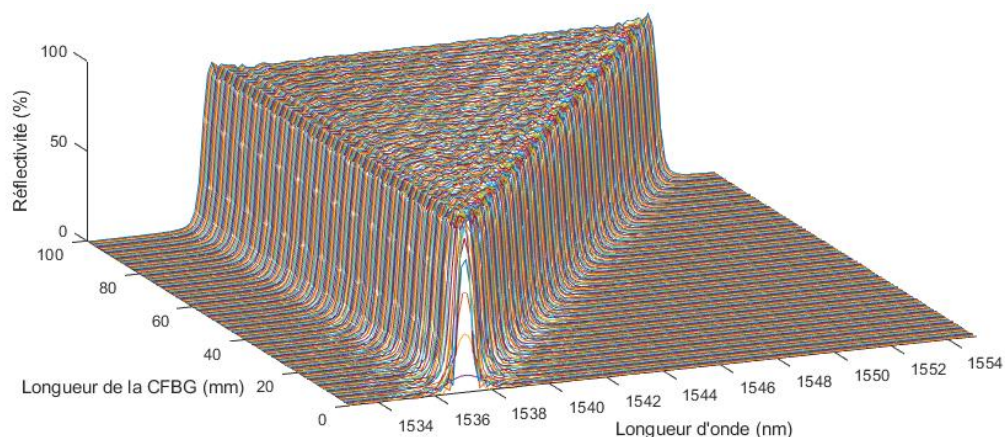


Figure 48 – Réflectivités simulées en vue 3D d'une CFBG non apodisée de 100 mm de longueur, linéairement raccourcie en fonction du temps.

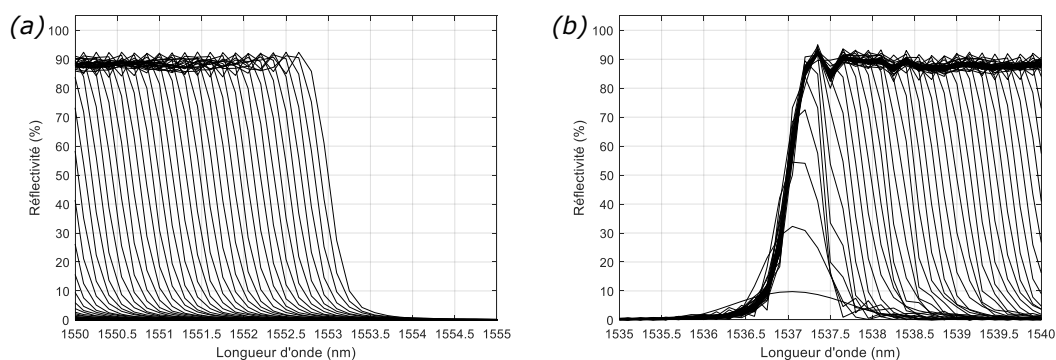


Figure 49 – Zoom sur 5 nm des réflectivités simulées d'une CFBG non apodisée de 100 mm linéairement raccourcie en fonction du temps avec a) les premières étapes du raccourcissement et b) les dernières étapes du raccourcissement.

4.3.3. Réponse d'une CFBG avec et sans apodisation

Pour vérifier les précédentes observations, chaque spectre calculé est intégré pour représenter l'amplitude du signal réfléchi en fonction de la réduction de sa longueur. Les mêmes calculs ont également été effectués pour une CFBG avec apodisation. La première valeur, pour les deux designs, a été utilisée pour normaliser les séries à « 1 ». Les réponses normalisées obtenues en fonction de la

longueur, avec et sans apodisation, sont tracées dans la Figure 50. Nous pouvons observer qu'une apodisation réduit la sensibilité sur les premiers millimètres de la CFBG faisant face au front de détonation. Lorsque la CFBG devient très courte, que ce soit avec ou sans apodisation, la sensibilité est alors réduite. Dans le cas d'un design non apodisé, le spectre de la CFBG change en amplitude et en forme (Figure 49 (b)). Cela est également le cas avec une CFBG apodisée. Sur 90 à 95% de la longueur de la CFBG, sa réponse est parfaitement linéaire. Nous pouvons conclure que l'apodisation est inutile dans notre application de mesure de VD.

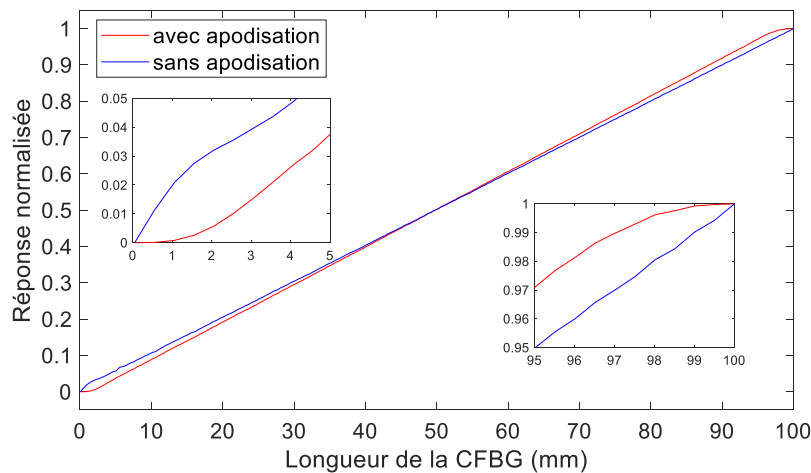


Figure 50 – Amplitudes réfléchies de CFBG avec et sans apodisation en fonction de la longueur.

Connaître la réponse de la CFBG est nécessaire pour traiter un signal *BraggFast* expérimental. Cependant, comme la source optique et les composants fibrés du système *BraggFast* et même la CFBG ne sont pas parfaits, la réponse doit être corrigée de toutes les distorsions spectrales. Comme expliqué dans la Section 4.1.4, des solutions destructives ont été initialement utilisées par les différents groupes de recherche. La solution retenue au CEA Gramat est d'utiliser comme référence le spectre réfléchi juste avant l'expérience et de mesurer le CR de la CFBG par OFDR. Cela permet un ajustage de la CFBG déjà fixée pour l'expérimentation. Cela est préférable car un site expérimental est souvent soumis à des variations de température importantes.

4.4. PROCEDURE D'AJUSTAGE UTILISANT LE SPECTRE INITIAL REFLECHI

4.4.1. Validation numérique

4.4.1.1. Réponse théorique de la CFBG

La réponse de la CFBG peut être obtenue à partir du spectre réfléchi mesuré à l'aide du système *BraggFast*. En effet, une LdO correspond à une position sur la CFBG et la relation est linéaire car le CR est gardé constant durant la fabrication. Lorsque la longueur de la CFBG est réduite, le spectre réfléchi par la partie restante ne change que très peu en forme comme cela est visible dans la Figure 49 a). Toutes les distorsions spectrales sont multipliées dans le domaine spectral et peuvent donc être quantifiées en mesurant avec un ASO calibré le spectre réfléchi par la CFBG. Dans notre système (Figure 46), 10% du spectre réfléchi est prélevé à cette attention. Les distorsions spectrales du coupleur 90/10 ont également été mesurées séparément et sont prises en compte dans notre outil de traitement du signal. Le système *BraggFast* mesure l'amplitude du spectre réfléchi, qui est égale à l'intégral du spectre réfléchi en fonction de la LdO. La réponse normalisée d'une CFBG dans le domaine spectral est définie par la relation suivante :

$$\text{Équation 7 - Rép.}_{EXP.N}(\lambda) = \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda} \text{Spectre_Initial}(\lambda) \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_0}^{\lambda_{fin}} \text{Spectre_Initial}(\lambda) \cdot d\lambda}$$

Ensuite, connaissant le CR (en nm/mm) de la CFBG, cette réponse peut être retracée en fonction de la distance par un changement d'axe linéaire.

4.4.1.2. Simulation de la réponse de la CFBG à partir du spectre initial

La première étape consiste à intégrer et normaliser les spectres initiaux théoriques de la Figure 47 en fonction de la LdO (en utilisant l'Équation 7). Les résultats sont tracés dans la Figure 51 (a) avec apodisation et (b) sans apodisation. Les deux réponses augmentent en fonction de la LdO car les plus grandes LdO sont en bout de fibre et feront face au choc ou à la détonation. Le design sans apodisation montre des courbures plus aigües proches des niveaux « 1 » et « 0 ».

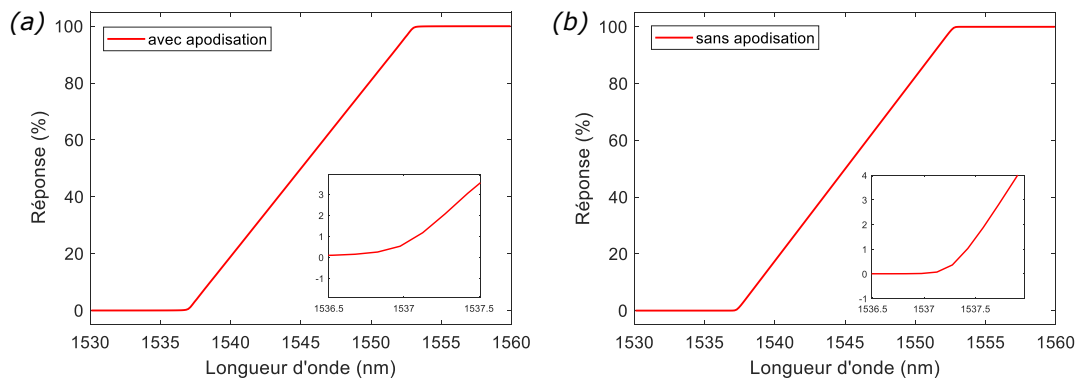


Figure 51 – Réponses théoriques des CFBG avec apodisation (a) et sans apodisation (b) par intégration des spectres initiaux en fonction de la LdO.

Pour évaluer la linéarité des pentes entre 2% et 98%, les réponses ont été ajustées numériquement afin d’obtenir les réponses de référence en fonction de la longueur de la Figure 50 obtenues avec tous les spectres. Les coefficients de pente obtenus sont concrètement l’inverse de la valeur du CR. Les résultats des ajustements sont tracés dans les Figure 52 (a) et (b). Les coefficients de corrélation sont meilleurs que 0,9999 pour les deux designs. Les CR recouverts sont respectivement de 0,1599 et 0,1600 nm/mm pour les designs sans et avec apodisation. Cela prouve que nous pouvons théoriquement obtenir la réponse de la CFBG à partir du spectre initial sur une plage de réponse entre 2 et 98%.

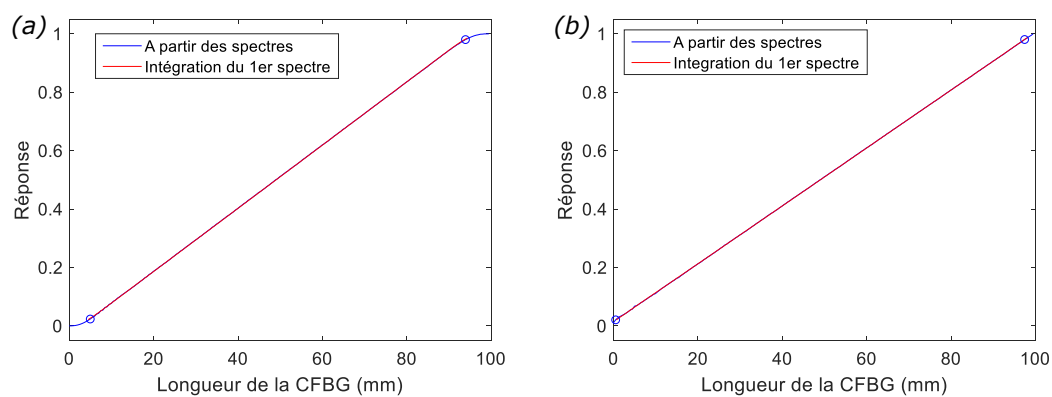


Figure 52 – Comparaison des réponses théoriques de la CFBG obtenues par intégration de tous les spectres ou seulement à partir du spectre initial et en utilisant la valeur du CR (a) avec apodisation et (b) sans apodisation.

Afin de comparer les réponses théoriques de la Figure 57 pour les deux configurations (avec ou sans apodisation), elles vont être soustraites. Les références sont les réponses obtenues avec tous les spectres normalisés. Ces réponses obtenues pour les deux configurations sont soustraites à celles obtenues en intégrant les deux spectres initiaux et en utilisant la valeur du CR. Les résidus entre un design avec ou sans apodisation sont tracés dans la Figure 53. Entre 5 et 95 mm, les différences pour les deux designs sont inférieures à 0,01%. L’écart augmente au début et en fin de réseau. Cela confirme que théoriquement une

mesure continue de la position de l'onde de choc ou de détonation est idéale sur 90% de la CFBG. Comme le design sans apodisation est plus sensible (voir Figure 52), ce design a été sélectionné pour toutes les expérimentations de détonique réalisées au CEA Gramat.

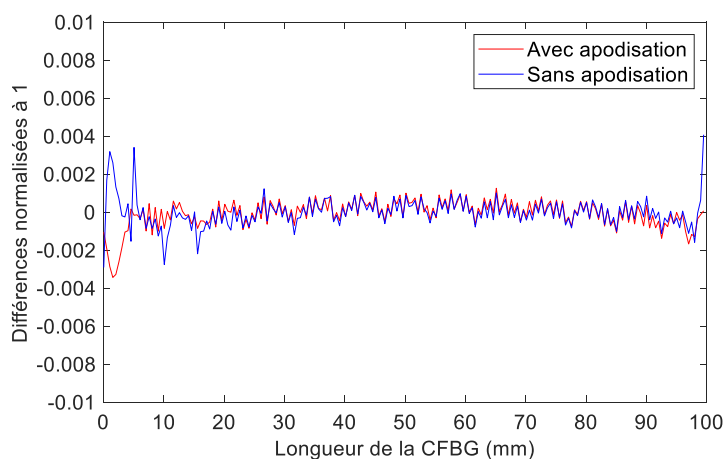


Figure 53 – Différences entre les réponses des CFBG calculées à partir des spectres simulés et à partir des spectres initiaux en ajustant le CR.

4.4.2. Validation expérimentale

4.4.2.1. Réponse expérimentale de la CFBG

Cette démonstration a été effectuée en utilisant une CFBG de 100 mm de longueur centrée à 1545 nm. Le design (initial) avait une apodisation et les hautes LdO étaient en bout de fibre. La grande longueur de cette CFBG facilite ce type d'expérience qui consiste en effet à diminuer progressivement sa longueur. La CFBG a pu être fixée et alignée le long d'une platine de translation de résolution micrométrique. Un scalpel positionné en un point fixe permettait de couper le réseau après chaque déplacement de la platine. Durant l'expérience, la CFBG était connectée au système *BraggFast* et les spectres étaient enregistrés avec un ASO (voir Figure 46) en fonction de la position de la platine de translation. Au total 64 spectres ont été enregistrés. Au début, des espacements de 3 mm ont été effectués pour se rapprocher du bord de la CFBG, ensuite l'espacement entre chaque coupe de la CFBG était de 2 mm. Enfin, les huit dernières mesures ont été effectuées avec un espacement de 1 mm. Comme l'intensité de la source ASE fluctuait en fonction du temps, les spectres de la Figure 54 ont dû être normalisés entre 1538,5 et 1541,5 nm.

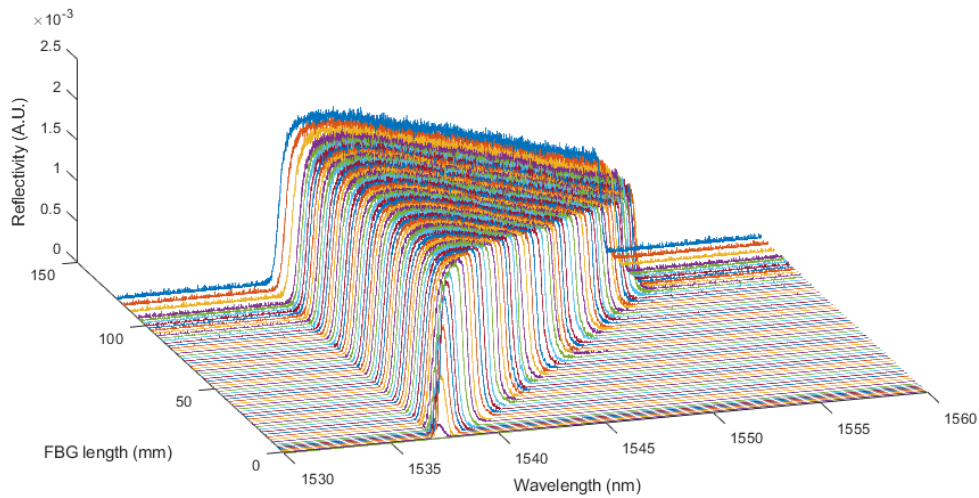


Figure 54 – Spectres normalisés avec vue 3D obtenus lors de la découpe du réseau de Bragg de 100 mm.

Comme pour la validation théorique (Section 4.4.1), la réponse de référence de la CFBG est obtenue en intégrant chaque spectre de la Figure 54 et en les normalisant. Le résultat est tracé dans la Figure 55 en fonction de la longueur de la CFBG. La longueur effective de cette CFBG était de 96 mm. Comme annoncé dans la Section précédente, la réponse expérimentale n'est pas linéaire. Cette non-linéarité est liée au fait que la source optique n'émet pas un spectre parfaitement uniforme et que les composants fibrés peuvent légèrement distordre le spectre réfléchi dans la CFBG. Enfin, cette dernière n'est également pas parfaite et n'a pas forcément un spectre plat en fonction de la LdO. Toutes ces distorsions se retrouvent multipliées dans le spectre initial.

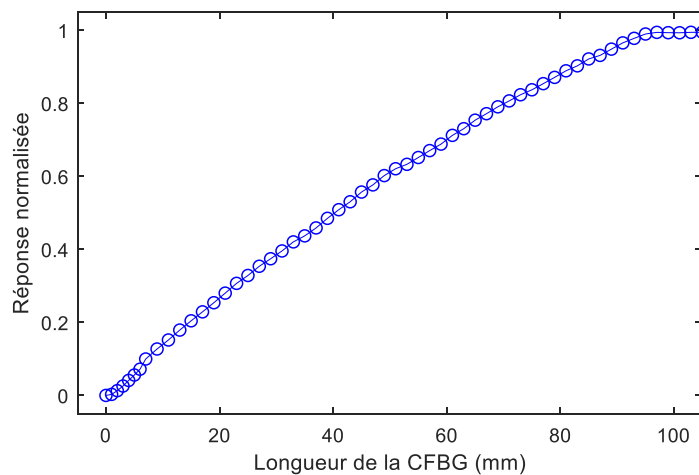


Figure 55 – Réponse normalisée d'une CFBG de 100 mm obtenue par intégration des spectres réfléchis après chaque déplacement et chaque découpe du réseau, en fonction de sa longueur.

4.4.2.2. Réponse expérimentale de la CFBG à partir du spectre initial

Pour vérifier cette méthode, la même séquence que pour la validation théorique a été suivie (Section 4.4.1.2). La première étape a consisté à intégrer et normaliser le spectre expérimental initial du réseau de Bragg en fonction de la LdO.

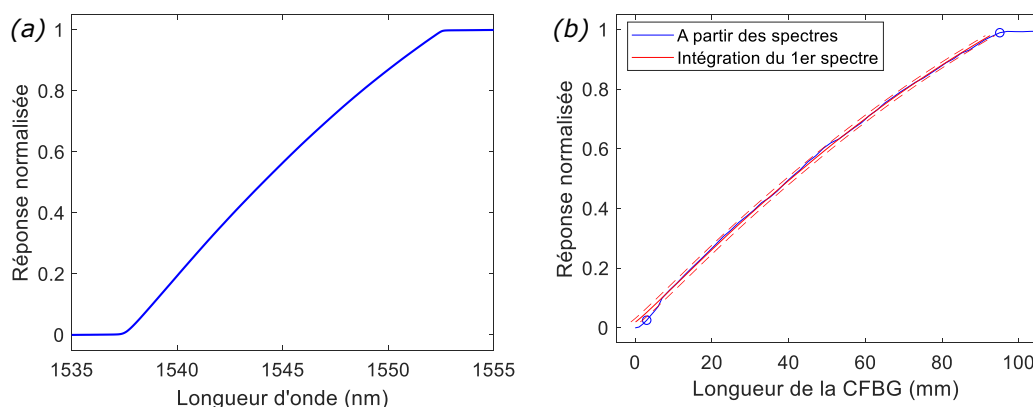


Figure 56 – (a) Réponse du réseau de Bragg par intégration du spectre initial mesuré en fonction de la LdO. b) Réponse du réseau de Bragg à partir des spectres mesurés ainsi que le résultat de l’ajustement numérique de la réponse de (a) pour vérifier le CR.

Le résultat est tracé dans la Figure 56 a). Ensuite, un ajustement numérique (entre 2% à 98%) sur le CR a été effectué pour obtenir la courbe expérimentale de la Figure 55. Le résultat est tracé dans la Figure 56 b) avec un intervalle de confiance à 95%. Le coefficient de corrélation (R^2) est de 0,9995 et la valeur du CR est de $(0,156 \pm 0,002)$ nm/mm. Cela nous fournit une valeur plus précise que la valeur donnée par le fournisseur (0,16 nm/mm).

La différence entre la réponse du réseau de Bragg à partir des spectres mesurés après chaque raccourcissement et celle calculée à partir du spectre initial mesuré en ajustant le CR est tracée dans la Figure 57. Les différences sont plus importantes que pour l’étude théorique, mais les mêmes conclusions peuvent être déduites. Les corrections de niveaux effectuées pour compenser les variations de l’intensité de la source entre chaque mesure de spectre ont certainement augmenté les erreurs relevées. C’est le cas pour les dernières valeurs (inférieures à 5%) qui n’ont pas pu être parfaitement corrigées en amplitude.

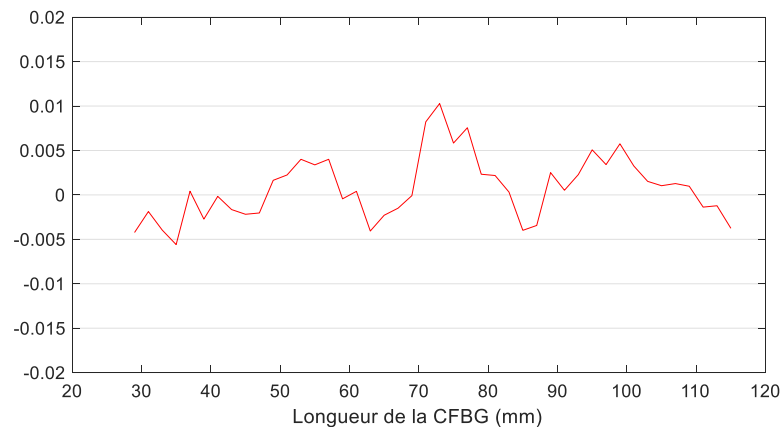


Figure 57 – Différences entre la réponse de la CFBG calculée à partir des spectres mesurés à chaque raccourcissement, et calculée à partir du spectre initial.

Nous avons donc pu conclure qu’il était possible d’obtenir la réponse d’une CFBG à partir du spectre initial connaissant le CR avant l’expérience de détonique. Cette conclusion a également été validée avec des CFBG plus courtes provenant d’autres fournisseurs. La méthode pour mesurer le CR utilisant l’OBR LUNA 4600 sera présentée dans la Section 4.6.1 pour les trois références de CFBG utilisées expérimentalement.

4.5. ESTIMATION DES INCERTITUDES DE MESURE PAR LA SIMULATION

4.5.1. Définition des paramètres principaux

La méthode permettant d’obtenir le diagramme de marche à partir d’un signal *BraggFast* et du spectre optique de référence du réseau de Bragg est présentée. Afin d’illustrer la méthode et d’estimer les incertitudes de mesure, une étude numérique a été menée [Barbarin 2020]. Des signaux *BraggFast* et des spectres optiques de référence ont été générés avec des niveaux de bruits donnés. Voici les paramètres initiaux pour les simulations :

- VDE théorique : 7500 m/s
- longueur de la CFBG : 50 mm
- fréquence d’échantillonnage de l’oscilloscope : 1 Géch/s
- résolution de l’ASO : 0,05 nm
- écart-type du RSB sur le signal *BraggFast* : 2 %
- écart-type du RSB sur le spectre optique : 2 %
- largeur du spectre optique de la CFBG : 20 nm

- borne haute pour le traitement : 0,95
- borne basse pour le traitement : 0,05
- nombre de points pour le lissage du signal *BraggFast* : 7

Le CR est égal au rapport entre la largeur de son spectre optique et la longueur du réseau de Bragg ($20/50 = 0,40$ nm/mm). Ce paramètre est très important car il influe directement sur la VD mesurée (Équation 8). Par commodité, le paramètre RLP (Relation *LdO-Position*) est défini comme l'inverse du CR. Le coefficient RLP est donc de 2,5 mm/nm dans cette étude.

$$\text{Équation 8 : } v(t) = \frac{\partial x(t)}{\partial t} = \frac{1}{CR} \cdot \frac{\partial(\lambda(t) - \lambda_0)}{\partial t} = RLP \cdot \frac{\partial(\lambda(t) - \lambda_0)}{\partial t}$$

Un exemple de signal *BraggFast* et un exemple de spectre de la CFBG générés avec les caractéristiques listées précédemment sont tracés sur les Figure 58 (a) et (b). Le niveau de bruit sur le signal *BraggFast* est choisi pour être le même quel que soit le niveau entre « 0 » et « 1 ». Ce bruit blanc simule les bruits de la source optique, du photorécepteur et de l'oscilloscope.

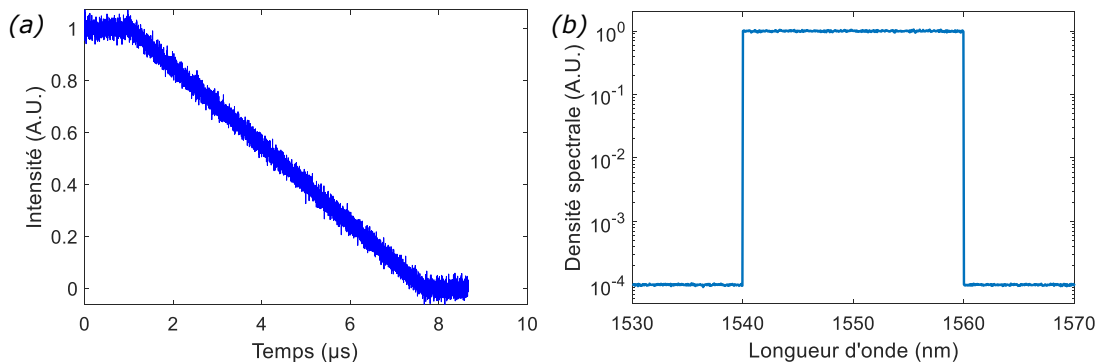


Figure 58 – (a) Signal *BraggFast* généré avec du bruit pour un réseau de Bragg de 50 mm de longueur et une VDE simulée de 7500 m/s. (b) Spectre généré du réseau de Bragg de largeur 20 nm (échelle logarithmique).

Le niveau de bruit sur le spectre optique est lui fonction de l'amplitude. Cela représente le bruit de la source optique car le bruit de l'ASO peut être négligé. Pour ces simulations, le niveau bas du spectre optique est placé à -40 dB et le niveau haut à 0 dB.

4.5.2. Traitement des signaux

La première étape consiste à calculer la réponse du réseau de Bragg en intégrant le spectre optique entre deux bornes correspondant au début et à la fin du réseau de Bragg. Sachant que le spectre optique est mesuré avec un analyseur de spectre ayant une très bonne dynamique (supérieure à 50 dB), nous avons fixé

une détection des bornes de début et de fin du réseau de Bragg à -20 dB. La réponse obtenue pour cette démonstration est tracée dans la Figure 59 a). Utilisant la RLP (ou $1/CR$), nous obtenons directement la réponse de la CFBG en fonction de la position. Cette réponse tracée en Figure 59 b) est tronquée aux bornes haute et basse définies plus haut (0,05 – 0,95).

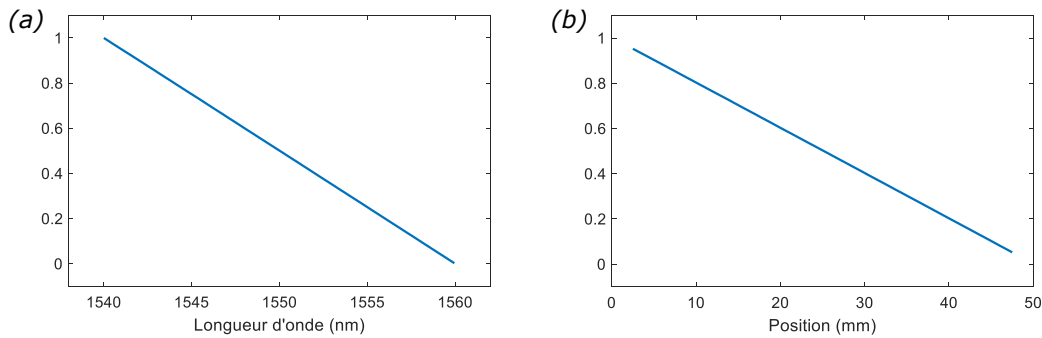


Figure 59 – (a) Réponse de la CFBG par intégration du spectre en fonction de la LdO entre les bornes à -20 dB par rapport au pic de réflectivité. (b) Réponse de la CFBG transposée en fonction de la position avec la RLP et tronquée en ordonnée entre 0,05 et 0,95.

La seconde étape consiste à légèrement lisser le signal *BraggFast* pour s'affranchir d'une partie du bruit. Pour un signal expérimental, on normalise également les niveaux haut et bas à « 1 » et « 0 ». Le filtre utilisé et choisi pour le lissage est le filtre « Savitzky-Golay » [Savitsky Golay 1965], car il permet de retirer efficacement des points éloignés du reste du signal. La courbe *BraggFast* de la Figure 58 a) a été traitée avec 7 points glissants et le résultat obtenu est tracé en Figure 60.

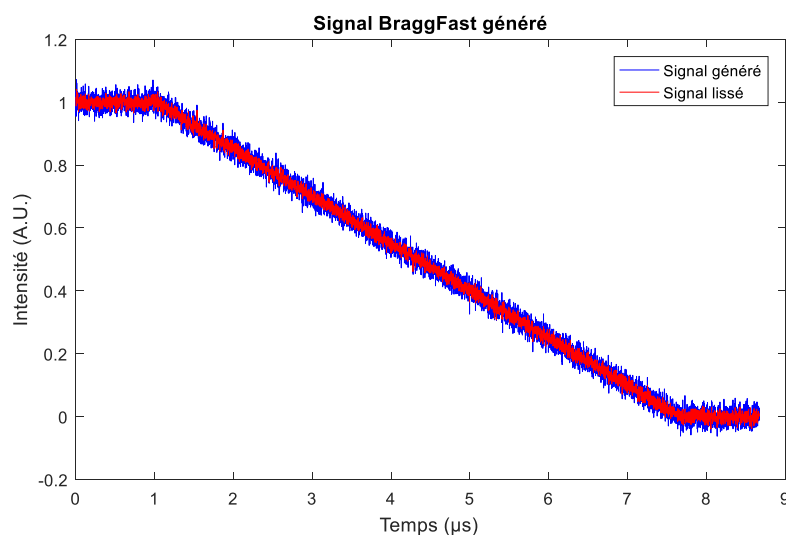


Figure 60 – Signal *BraggFast* lissé avec un filtre « Savitzky-Golay » sur 7 points glissants.

4.5.3. Estimation de la vitesse de détonation établie

Une fois la réponse du réseau de Bragg calculée et le signal *BraggFast* normalisé à « 1 » et « 0 » puis lissé, ces deux courbes peuvent être comparées pour obtenir le diagramme de marche. Pour chaque point du signal *BraggFast* lissé entre 0,05 et 0,95, l'abscisse est conservée et l'amplitude du signal *BraggFast* est interpolée sur celui de la réponse du réseau de Bragg afin d'obtenir la position correspondante. La fonction « *spline* » de Matlab® est utilisée en inversant ordonnées et abscisses. Le résultat de cette interpolation est tracé en fonction de l'échelle de temps du signal *BraggFast* dans la Figure 61. Afin d'obtenir la vitesse de détonation, un ajustement numérique sur la courbe obtenue est effectué en utilisant la méthode des moindres carrés. Le résultat pour notre signal généré est également tracé en rouge sur le diagramme de marche de la Figure 61.

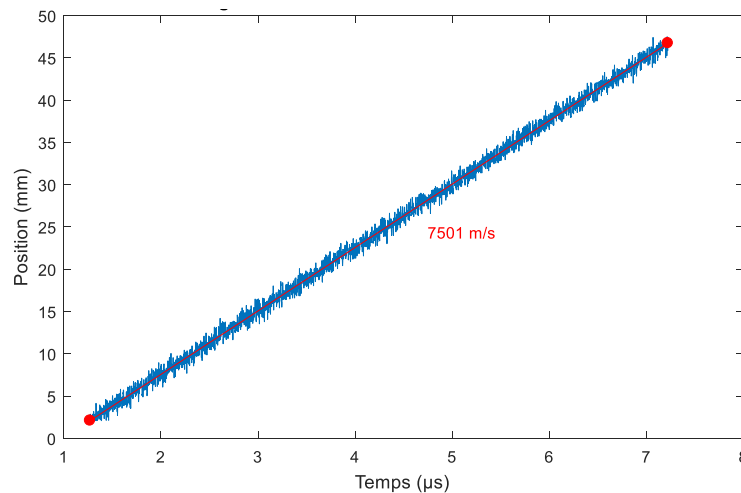


Figure 61 – Diagramme de marche obtenu à partir du signal *BraggFast* lissé de la Figure 60 et la réponse de la CFBG de la Figure 59 b). La VDE obtenue par ajustement numérique de la pente, en utilisant la méthode des moindres carrés, est indiquée en rouge (7501 m/s).

Malgré les niveaux de bruits élevés sur le signal *BraggFast* et sur le spectre optique, la VDE obtenue pour cet essai numérique est très proche de la valeur théorique (écart de 1 m/s). Les écarts-types sont discutés dans la Section suivante.

4.5.4. Influence des paramètres sur le traitement du signal *BraggFast*

Les opérations précédentes peuvent être répétées à des fins statistiques. Quatre séries de simulations numériques différentes ont été étudiées afin de déterminer les paramètres primordiaux pour la détermination de la VDE. A partir de 1000 simulations les écarts-types des distributions testées ne varient plus. Utilisant les

paramètres listés dans la Section 4.5.1, nous obtenons pour 1000 simulations la série de VDEs de la Figure 62 (a) et l'histogramme de la Figure 62 (b) avec en superposition les ajustements numériques pour des distributions dites normale et « logistique ».

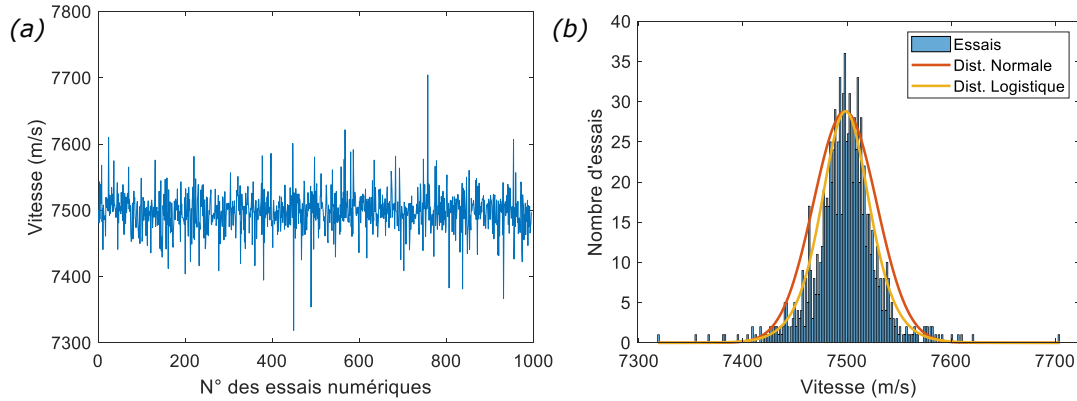


Figure 62 – (a) VDEs obtenues sur 1000 simulations successives. (b) Histogramme des VDEs obtenues avec deux ajustements numériques pour des distributions normale et « logistique ».

Pour la distribution normale, nous obtenons les résultats suivants :

$$\text{Équation 9 : } f(x|\mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$

Avec $\mu = 7497,16$ et $\sigma = 31,29$

Pour la distribution logistique, nous obtenons les résultats suivant :

$$\text{Équation 10 :- } f(x|\mu, \sigma) = \frac{e^{-\frac{x-\mu}{\sigma}}}{\sigma \left(1 + e^{-\frac{x-\mu}{\sigma}}\right)^2}$$

Avec $\mu = 7497,06$ m/s et $\sigma = 15,40$ m/s.

La distribution « logistique » est moins utilisée, mais semble être plus proche de nos résultats numériques. Pour les deux types de distribution, les écarts en pourcentage sur les deux vitesses moyennes obtenues $|\mu - V_{th}| / V_{th}$ sont inférieurs à 0,02% soit $\pm 1,5$ m/s pour une VDE de 7500 m/s. En deçà de cette valeur, nous négligerons ici l'influence du paramètre testé par rapport à l'influence de la RLP.

Dans la liste des paramètres utilisés pour la simulation, certains ont le même effet. En effet, si l'on fait varier la VDE théorique, la longueur du réseau de Bragg ou bien la fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope, cela revient à changer le nombre de points dans le signal *BraggFast*. Changer la fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope influe expérimentalement sur le niveau de bruit, mais cela n'est pas un paramètre considéré variant radicalement.

Voici les quatre séries testées :

- série 1 : Variation de la longueur de la CFBG (10-100 mm)
- série 2 : Variation du coefficient de lissage sur le signal *BraggFast* (3-20 points)
- série 3 : Variation de l'écart-type du RSB sur le signal *BraggFast* (0,01-3%)
- série 4 : Variation de l'écart-type du RSB sur le spectre optique (0,01-5%)

Les conclusions suivantes ont pu être obtenues pour chaque série :

Série 1 : Les écarts en pourcentage sur la VDE moyenne obtenue par rapport à la valeur théorique baissent en fonction de la longueur de la CFBG de 0,015% pour 10 mm à 0,005% pour 100 mm. L'écart-type de la distribution logistique baisse de ~ 5 m/s à ~ 2 m/s. Comme on pouvait s'y attendre, un réseau de Bragg plus long amène à un écart-type un peu plus faible. Le même effet serait observé en augmentant le pas d'échantillonnage de l'oscilloscope ou si la vitesse de détonation à mesurer était plus faible. L'influence de la variation de la longueur de la CFBG (ou de la fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope) influe très peu sur la détermination de la VDE et peut être négligée car cela ne réduit que très légèrement l'écart-type.

Série 2 : A partir de 7 points (à 1 Géch/s), il n'y a plus d'effets positifs du lissage du signal *BraggFast* sur l'écart-type pour la détermination de la VDE.

Série 3 : Au-delà de 1% de RSB, le processus sous-estime la vitesse de détonation et augmente exponentiellement l'écart-type. Cela est lié au fait qu'une partie du signal *BraggFast* aux niveaux « 1 » et « 0 » peut être prise en compte par erreur lors du processus de correspondance entre la position sur le réseau de Bragg et la LdO (Section 7.3.1). Avec un filtrage plus important du signal *BraggFast* et un abaissement (de l'ordre de 0,05) des bornes haute et basse, on peut faire baisser l'écart sur la vitesse théorique, mais cela n'aura qu'un effet limité sur l'écart-type. Expérimentalement, le RSB est de l'ordre de 1%. A ce niveau, l'écart-type de la distribution reste bien inférieur à 10 m/s ($\sim 0,13\%$). Par conséquent, l'influence du RSB sur le signal *BraggFast* peut être négligée pour la détermination de la VDE.

Série 4 : Nous observons que le niveau de bruit sur la mesure de spectre influe très peu sur les valeurs ajustées des VDEs. Cela est lié au processus d'intégration du signal spectral qui lisse la réponse du réseau de Bragg. Les écarts-types restent

bien inférieurs à 10 m/s. L'influence du RSB sur le spectre optique peut être négligée pour la détermination de la VDE.

Cette étude montre que l'incertitude sur la détermination de la VDE est principalement liée à la RLP ($1/CR$). Les autres paramètres ont une influence bien plus faible. Les paramètres importants à prendre en compte lors du traitement d'un signal *BraggFast* sont donc l'écart-type σ_{RLP} (à $k = 1$ pour une loi normale) de la RLP ainsi que l'écart-type σ_{Fit} (à $k = 1$ pour une loi normale) de l'ajustement numérique du diagramme de marche dans l'outil de traitement. En conclusion, la VDE sera fournie à partir de l'équation suivante :

$$\text{Équation 11 : } VDE = VDE_{\text{médiane}} \pm 2\sqrt{\sigma_{RLP}^2 + \sigma_{Fit}^2} \quad m/s$$

(à $k=2$, loi normale)

Dans le cas de mesures *BraggFast* plus complexes pour laquelle le diagramme (x, t) ne fournit pas de VDE, trois courbes sont fournies : la courbe de vitesse la plus probable lissée et les deux courbes extrêmes avec $(VD - U)$ et $(VD + U)$.

4.6. RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.6.1. Caractérisation des réseaux de Bragg

Comme vu précédemment, le calcul de la VDE est très dépendant du CR de la CFBG. En conséquence, juste avant l'expérience, les CRs des CFBG sont mesurés sur le *setup* en place avec un ODFR (l'OBR LUNA 4600). Plusieurs mesures sont effectuées pour diminuer l'incertitude de mesure sur le CR. Les résultats d'une de ces mesures pour trois CFBG de longueurs différentes sont tracés dans les Figure 63, Figure 64 et Figure 65. L'outil de traitement du signal mis en place fournit également une longueur effective du réseau avec la RLP. Quelques pics sont visibles sur les courbes du *chirp* mais ces petits défauts locaux n'ont pas d'impact sur la mesure *BraggFast* car la réflectivité ne change pas. On peut noter que la pente du *chirp* est inversée dans le cas du réseau de Bragg de 20 mm. Cela permet d'aussi bien mesurer la position d'un front d'onde de choc qu'un front d'onde de détonation. En effet, dans le cas d'une mesure pour l'étude d'une TCD, le réseau de Bragg n'est pas forcément détruit mais un niveau de pression de choc élevé peut être tout de même perçu par le réseau de Bragg. Ce niveau de choc de plusieurs GPa (ou dizaines de kbar) va décaler le spectre réfléchi par le réseau de Bragg vers les basses LdO [Barbarin 2016]. Si ce décalage est suffisamment

important, la partie du réseau de Bragg sous choc aura ses LdO réfléchies en dehors de la fenêtre de la source optique. Optiquement, cela donne le même niveau de puissance que si le réseau était réellement raccourci et la mesure *BraggFast* reste correcte. En plaçant les basses LdO du réseau de Bragg à l'extrémité de la fibre, on s'assure que la mesure se passera au mieux, car dans ce cas le décalage spectral minimal pour la détection du front de choc est réduit. Cette approche n'est néanmoins pas généralisée aux réseaux de 50 et 100 mm de longueur, car pour des raisons de couplage de mode dans la gaine, une telle orientation génère plus de pertes optiques [Li 2005].

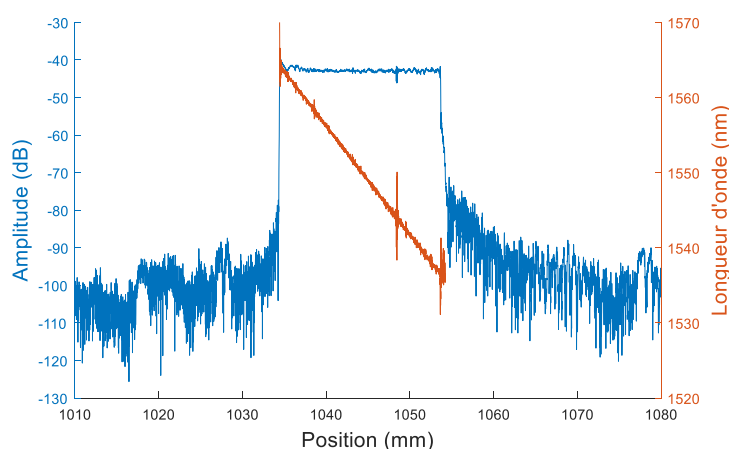


Figure 63 – Caractérisation par OFDR d'un réseau de Bragg de 20 mm ($L_{eff} = 19,27$ mm ; RLP: 0,68985 mm/nm => CR = 1,4496 nm/mm).

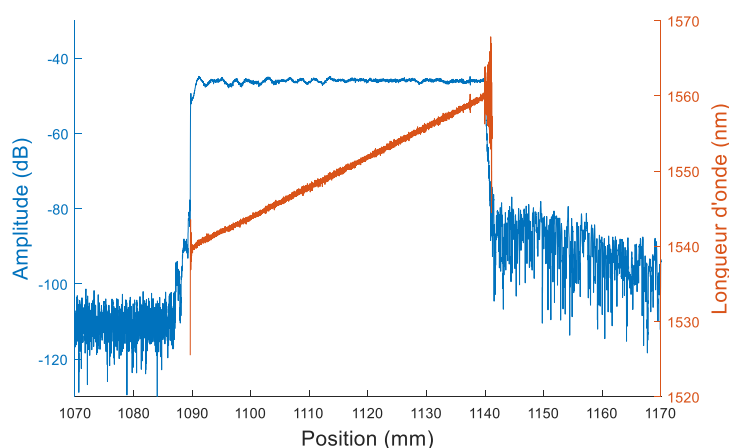


Figure 64 – Caractérisation par OFDR d'un réseau de Bragg de 50 mm ($L_{eff} = 50,95$ mm ; RLP : 2,5118 mm/nm => CR = 0,3981 nm/mm).

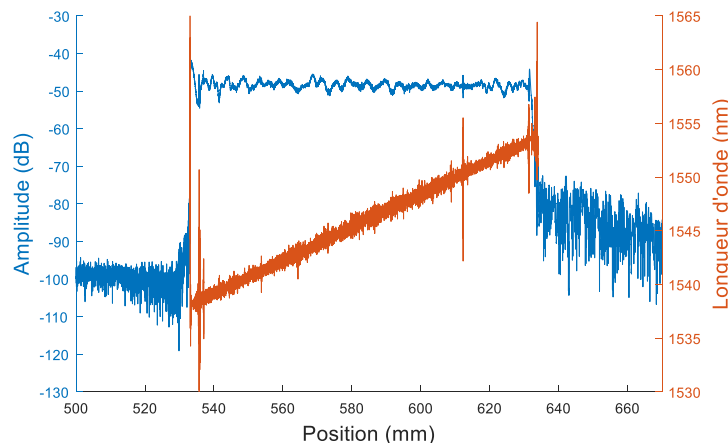


Figure 65 – Caractérisation par OFDR d'un réseau de Bragg de 100 mm ($L_{eff} = 98,36$ mm ; RLP: $6,4253$ mm/nm => $CR = 0,1556$ nm/mm).

Le réseau le plus court, de longueur 20 mm, est utilisé pour réaliser des tests dit « du coin » à la bouche d'un lanceur. Le ME est impacté par une plaque et le diagramme de marche est mesuré pour étudier la TCD (Section 4.6.3). La hauteur du coin est limitée par le diamètre du lanceur et par un angle qui empêche les effets de bord appelés détentes latérales. Au final, le diagramme de marche doit être mesuré sur une longueur de 20 mm.

Pour les essais de détonique sur des cartouches de petits diamètres le long d'une génératrice ou au cœur de sphères (Section 4.6.4) sur un rayon, les réseaux de Bragg généralement utilisés ont une longueur intermédiaire de 50 mm. Cette longueur de 50 mm peut également être utilisée pour mesurer la courbure d'une onde de détonation d'une cartouche en plaçant le réseau de Bragg perpendiculairement au front de détonation [Barbarin 2020].

Le réseau le plus long est typiquement utilisé à la surface d'un édifice de grande dimension (> 50 cm). Cela peut être sur une génératrice d'une cartouche cylindrique (Section 4.6.2) ou à la surface d'un édifice plus atypique comme une logosphère [Elia 2018].

4.6.2. Mesure de la VDE de cartouches de ME cylindriques

4.6.2.1. Configuration

Dans les deux cas qui seront présentés, l'édifice est une cartouche d'explosif cylindrique de 80 mm de diamètre (*cf.* Figure 66) [Barbarin 2020]. Il est amorcé à l'aide d'un relais (*booster*) en V401 de 80 mm de diamètre et de 50 mm de hauteur, lui-même initié par un détonateur. La VDE est mesurée le long de deux génératrices du cylindre à l'aide de douze aiguilles à court-circuit. La CFBG avec un réseau de 100 mm de longueur est positionnée le long d'une troisième génératrice à la périphérie de la cartouche. La position des AdC a été mesurée par contact à l'aide d'une machine à mesurer tridimensionnelle (MMT). La position exacte de la fibre optique à réseau de Bragg λ , quant à elle, été déterminée à l'aide d'une méthode optique faisant également partie de la MMT. Deux MEs ont été caractérisés, il s'agit de l'« Ontalite 2 » et de la « Comp B » faisant l'objet de la thèse de Vincent Chuzeville [Chuzeville 2016]. La composition de l'Ontalite 2 était de 59,5% NTO, 39,5% TNT et 1% de cire de paraffine (fraction massique), et la composition de la Comp B était de 59,5% RDX, 39,5% TNT et 1% de cire de paraffine.

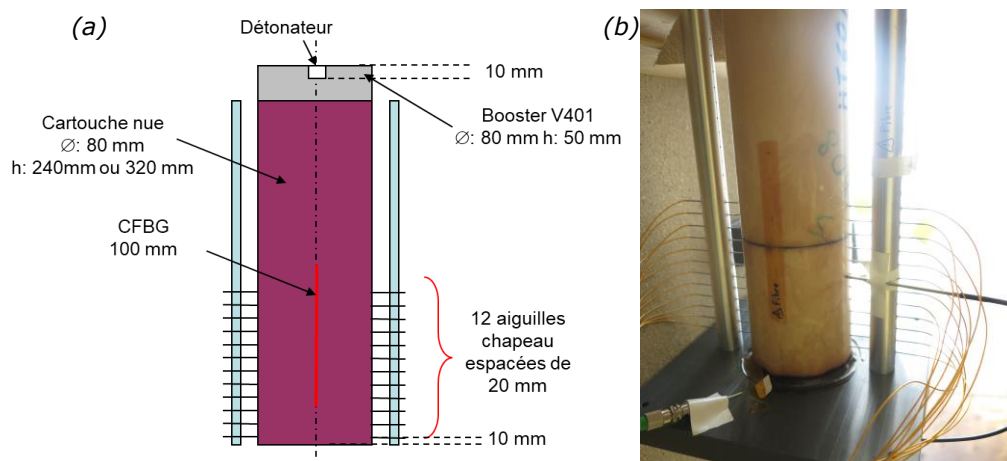


Figure 66 – Configuration d'un essai de cartouche nue avec une CFBG de 100 mm sur une génératrice pour mesurer la VDE. Photographie d'un montage réalisé. La position de la CFBG sur une génératrice est légèrement visible sous le ruban adhésif semi-transparent.

4.6.2.2. VDE de l'Ontalite 2

Avant l'expérience de détonique, le CR de la CFBG a été mesuré ainsi que le spectre réfléchi à l'aide du système *BraggFast*. Le CR mesuré était de 0,163 nm/mm ($\pm 0,27\%$). Après l'expérience, les différents signaux ont été traités avec un outil logiciel dédié. Le spectre optique de la Figure 67 a) a été intégré en fonction de la LdO, puis normalisé et transposé en fonction de la position en utilisant le CR mesuré et ainsi obtenir la réponse de la CFBG de la Figure 67 b). Le signal de l'oscilloscope de la Figure 67 c) a été normalisé entre les niveaux « 1 » et « 0 » et lissé (filtre Savitzky-Golay). Enfin, ce signal a été comparé à la réponse de la CFBG pour obtenir le diagramme de marche du front de détonation de la Figure 67 d). La pente est numériquement ajustée pour obtenir la VDE. La VDE moyenne entre 19,5 et 30 μs obtenue est de (7371 ± 20) m/s. La vitesse de détonation moyenne entre 23 et 39 μs obtenue par les AdC est de (7536 ± 25) m/s, soit 2,2% de plus que sur la mesure par la CFBG. Les deux jeux de données sont retracés en Figure 68.

Sur le signal de l'oscilloscope, deux pentes peuvent très difficilement être distinguées. Cela est plus clair lorsque le diagramme de marche est dérivé pour obtenir le profil de vitesse en fonction du temps (Figure 68 b)). Une telle figure ne peut pas être directement obtenue avec des aiguilles de chronométrie car leur nombre est trop limité. La courbe du profil de vitesse doit néanmoins être lissée car la fréquence d'échantillonnage est supérieure à 1 Géch/s. Dans une première zone, entre 21 et 25 μs , la vitesse moyenne est de (7679 ± 21) m/s. Cette valeur est proche du résultat obtenu avec les AdC. Toutefois, dans la deuxième partie entre 25 et 30 μs , la VD est légèrement inférieure (~ 7000 m/s). Cela pourrait être expliqué par le fait que la CFBG ne soit pas détruite correctement dans cette deuxième partie. La CFBG n'est pas totalement confinée et cela réduit le niveau de pression. Ceci peut être amélioré en positionnant la CFBG dans une petite rainure.

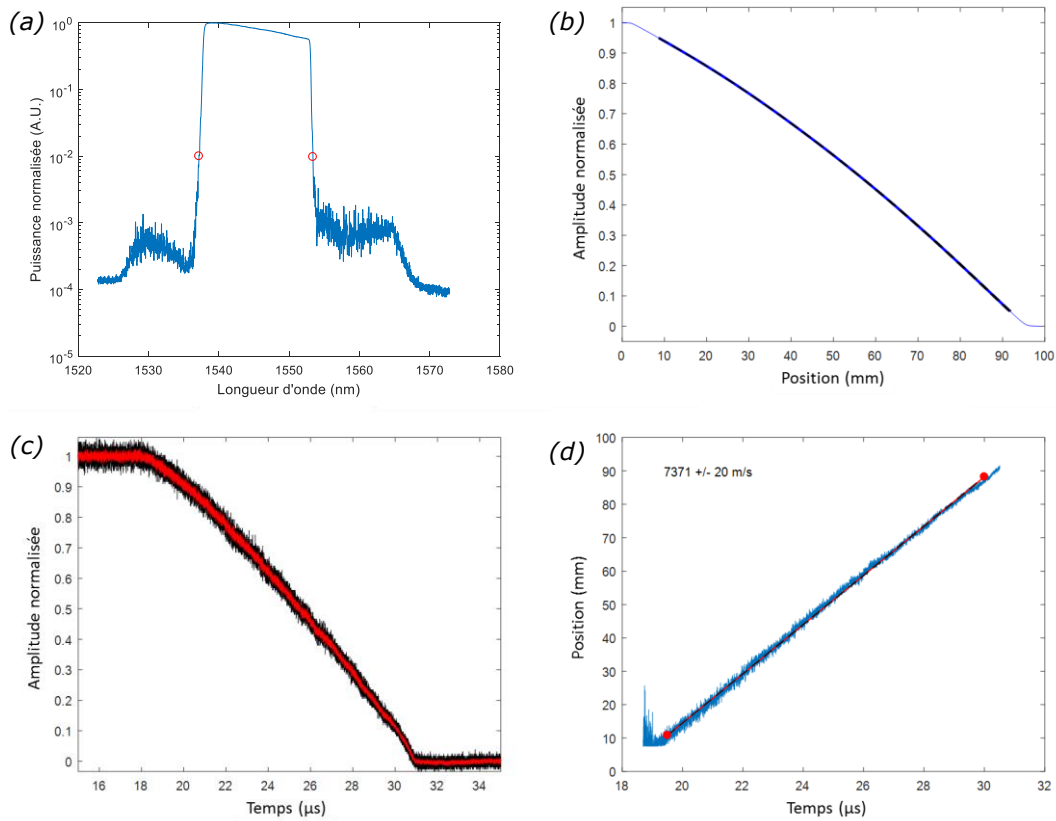


Figure 67 – Résultats de la cartouche Ontalite 2 : (a) Spectre optique réfléchi de la CFBG connecté au BraggFast. (b) Réponse calculée de la CFBG. (c) Signaux normalisé et lissé de l'oscilloscope. (d) Diagramme de marche avec la VDE obtenue par la pente de la courbe.

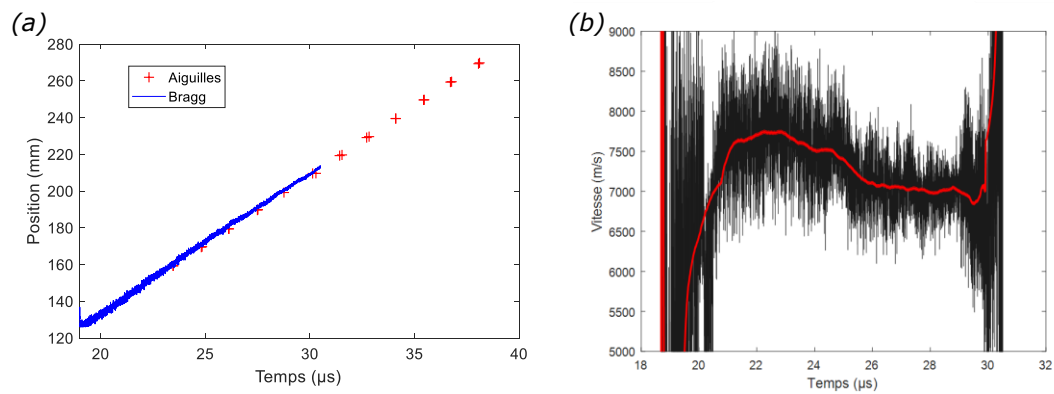


Figure 68 – (a) Comparaison des points obtenus avec les AdC et le diagramme de marche par CFBG dans le cas d'une cartouche Ontalite 2. (b) VD en fonction du temps, la courbe noire est lissée pour obtenir la courbe rouge.

4.6.2.3. VDE de la Composition B (Comp B)

Comme pour l'essai précédent, les signaux ont été traités en prenant en compte la position des aiguilles et celle de la fibre de 100 mm. Le CR mesuré était de 0,154 nm/mm ($\pm 0,21\%$). Le signal de l'oscilloscope normalisé et lissé est tracé dans la Figure 69 a). Le diagramme de marche du front de détonation obtenu est tracé dans la Figure 69 b).

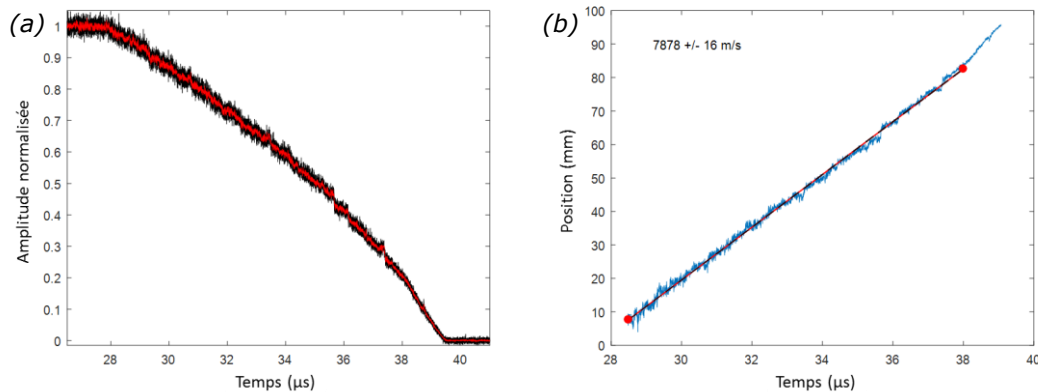


Figure 69 – Résultats du tir de cartouche « Comp B » : (a) Signaux normalisé et lissé de l'oscilloscope. (b) Diagramme de marche avec la VDE obtenu par la pente de la courbe.

La comparaison des diagrammes de marche mesurés par CFBG et AdC est illustrée dans la Figure 70. La VDE entre 28,5 et 38 μs obtenue avec le système *BraggFast* est de (7876 ± 16) m/s si l'on suppose que le réseau de Bragg est bien détruit avec l'onde de détonation. La VDE entre 23 et 39 μs obtenue par les AdC est de (8133 ± 16) m/s, soit 3,1% de plus que sur la mesure par CFBG. Des sauts sont visibles sur le signal du diagramme de marche fourni par la CFBG. Celle-ci ne se détruit sûrement pas linéairement. Si l'on restreint le calcul de la VDE entre 30 et 32 μs, une valeur de (8162 ± 17) m/s est obtenue. Cette valeur est beaucoup plus proche de la valeur obtenue par les AdC (-0,3%).

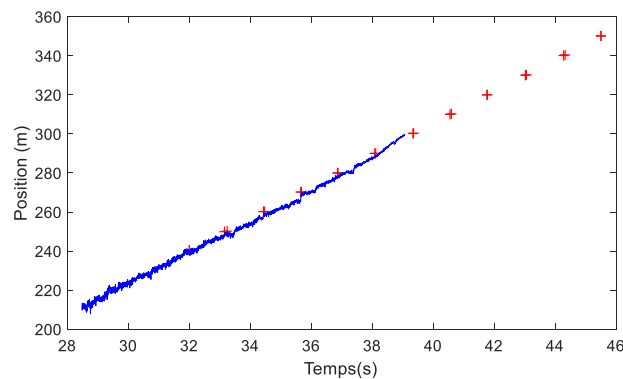


Figure 70 – Comparaison des points obtenus avec les AdC et le diagramme de marche par CFBG dans le cas d'une cartouche Comp B.

4.6.3. TCD dans une géométrie conique

4.6.3.1. Configuration

Le ME à caractériser est usiné en forme de « coin » afin de mesurer à sa périphérie, l'accélération de l'onde de choc, sans influence des détente latérales, et d'établir un diagramme de marche afin de déterminer pour différents niveaux de pressions la profondeur d'amorçage caractéristique d'une transition choc-détonation (TCD) [Chuzeville 2016]. Le choc est généré avec un lanceur à poudre de 98 mm (lanceur ARES) de diamètre qui projette un impacteur sur une plaque de transfert sur laquelle est fixé le ME (Figure 71). Le niveau de pression est mesuré avec une jauge de pression base impédance ($\sim 13 \text{ m}\Omega$) en manganin [Vantine 1980]. Le coin a un diamètre 80 mm et est usiné avec deux pentes d'un angle 30° à sa base. La chronométrie de l'onde de choc transmise dans le massif d'explosif est classiquement mesurée à l'aide de douze aiguilles piézoélectriques placées sur chaque côté du coin. La position des AdC est contrôlée après assemblage avec une incertitude de l'ordre de $30 \mu\text{m}$ à l'aide d'une MMT. Pour les premiers essais, afin d'insérer la CFBG de $125 \mu\text{m}$ de diamètre, un trou de 0,8 mm était percé perpendiculairement à la surface d'impact. La CFBG était préalablement collée dans une gaine en téflon dont le diamètre intérieur est de 0,3 mm et le diamètre extérieur de 0,7 mm. L'ensemble était ensuite inséré et collé dans « le coin ». La colle très fluide est préalablement dégazée et la polymérisation s'effectue à température ambiante pendant 24 heures. Afin de mieux sonder le choc, la gaine téflon a été ultérieurement supprimée et la CFBG est alors directement collée dans un trou de 0,5 mm de diamètre.

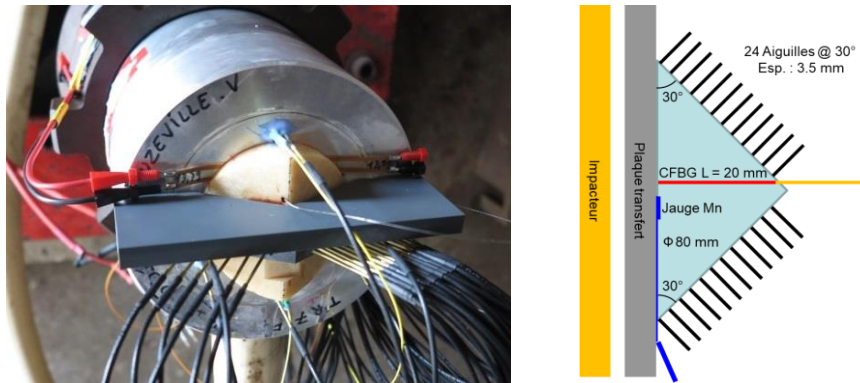


Figure 71 – Photographie et schéma d'un montage type pour un essai de TCD sur un ME en forme de coin.

4.6.3.2. Résultats expérimentaux

4.6.3.2.1. Tir du « Coin Ontalite 2 »

Dans cette expérimentation, appelé tir du « coin d'Ontalite 2 », l'impacteur en cuivre avait un diamètre de 96 mm et une épaisseur de 10 mm [Barbarin 2020]. La plaque transfert en aluminium avait une épaisseur de 16 mm. La vitesse d'impact était de 1690 m/s. La CFBG montée a été coupée pour s'assurer que le réseau était bien en bout de fibre, sa longueur effective était de 16,5 mm. Pour cet essai, le trou dans le matériau d'étude était de 0,8 mm et la fibre optique était surgainée avec une gaine en téflon de diamètre extérieur 0,7 mm. Le CR mesuré avant l'expérience était de 0,219 nm/mm ($\pm 0,28\%$). La réponse de la CFBG calculée à partir du spectre initial est tracée dans la Figure 72 a). La forme obtenue n'est pas une droite, cela est principalement lié à la source ASE qui présente un spectre non plat. Le signal *BraggFast* de l'oscilloscope tracé dans la Figure 72 b) a une forme similaire. Au final, cela n'affecte pas le traitement du signal. Le diagramme de marche est tracé dans la Figure 73 avec les points obtenus avec les AdC. La VDE est calculée avec les AdC entre 66,25 et 68,05 μ s. La valeur de (7380 ± 10) m/s est obtenue par ajustement numérique. Le signal *BraggFast* est proche entre 66,5 et 67,6 μ s mais si l'on calcule la VDE, la valeur est de seulement (6561 ± 20) m/s. La vitesse de 7400 m/s attendue n'est obtenue par la CFBG qu'à la toute fin du signal. Ce résultat conforte l'hypothèse que l'emploi de la surgaine en téflon est à proscrire, car cela retarde la cassure régulière de la fibre de Bragg et sous-estime donc la valeur de la VDE.

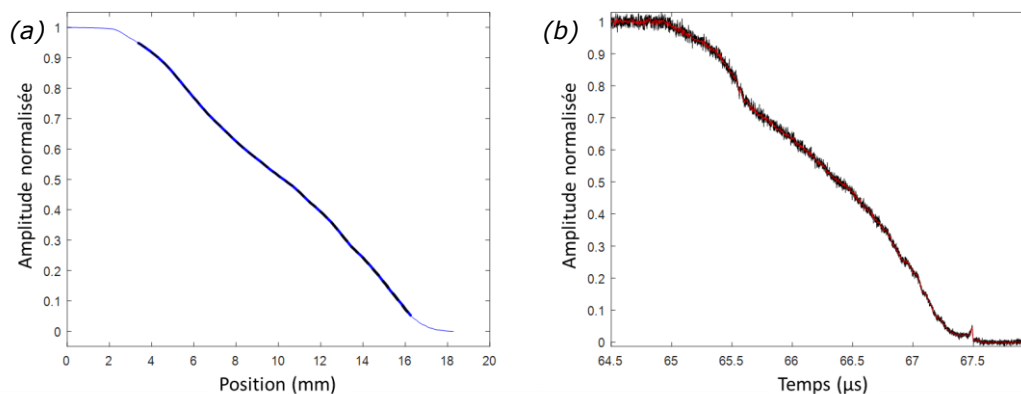


Figure 72 – Mesures du « coin Ontalite 2 » : (a) Réponse calculée de la CFBG. (b) Signaux normalisé et lissé de l'oscilloscope.

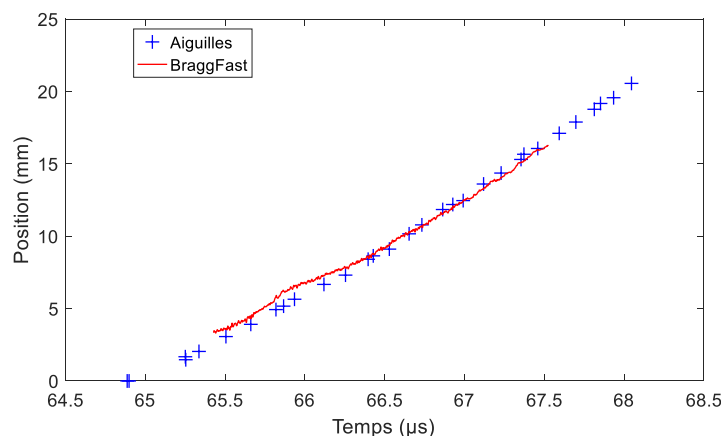


Figure 73 – Comparaison des points obtenus avec les AdC et le diagramme de marche du BraggFast pour le tir du « coin Ontalite 2 ».

4.6.3.2.2. Tir du « coin B2273A (HMX/PBHT) »

Le second résultat de TCD présenté et instrumenté avec une fibre optique à réseau de Bragg de 20 mm est un tir du « coin de B2273A (HMX/PBHT) » avec un ratio 85%/15% en masse. L'impacteur en aluminium avait un diamètre de 88 mm et une épaisseur de 15 mm. La plaque transfert était aussi en aluminium et avait une épaisseur de 5 mm. La vitesse d'impact en bout du lanceur était de 950 m/s. La CFBG montée était légèrement plus courte, 18,7 mm, pour assurer que le réseau était bien en bout de fibre. Pour cet essai, le trou dans le matériau d'étude était de 0,5 mm de diamètre et la CFBG a été directement collée. Le CR mesuré avant l'expérience était de 1,435 nm/mm ($\pm 0,12\%$). La réponse de la CFBG calculée à partir du spectre initial et le CR est tracée dans la Figure 74 a). Le signal *BraggFast* traité est lui tracé dans la Figure 74 b). Par rapport à l'essai précédent, la CFBG et la source optique avaient été mis à niveau (CFBG IXblue et nouvelle source SLD). Cela est visible sur la réponse de la CFBG, elle a une

forme beaucoup plus régulière. Le signal *BraggFast* présente clairement deux pentes comme attendu dans une expérience de TCD. Cela est confirmé avec le diagramme de marche de la Figure 75 a) avec les points des AdC. La Figure 75 b) représente le profil de vitesse obtenu par la CFBG.

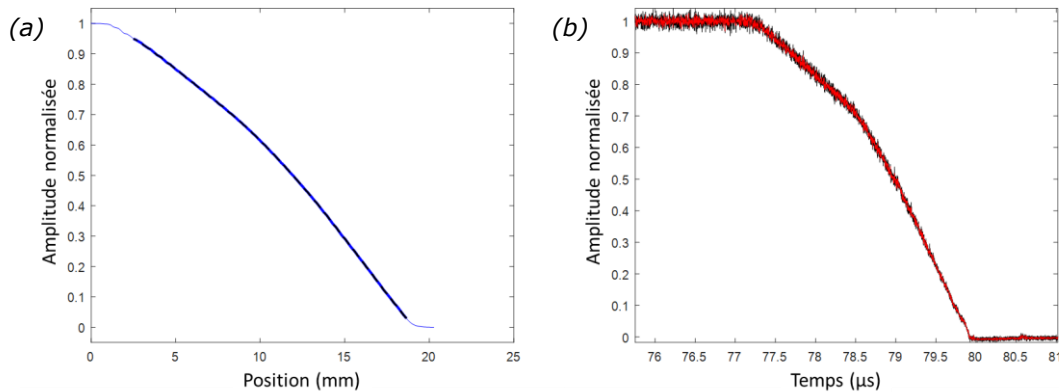


Figure 74 – Résultats du tir du « coin B2273A » (a) Réponse calculée de la CFBG. (b) Signaux normalisés et lissés de l'oscilloscope.

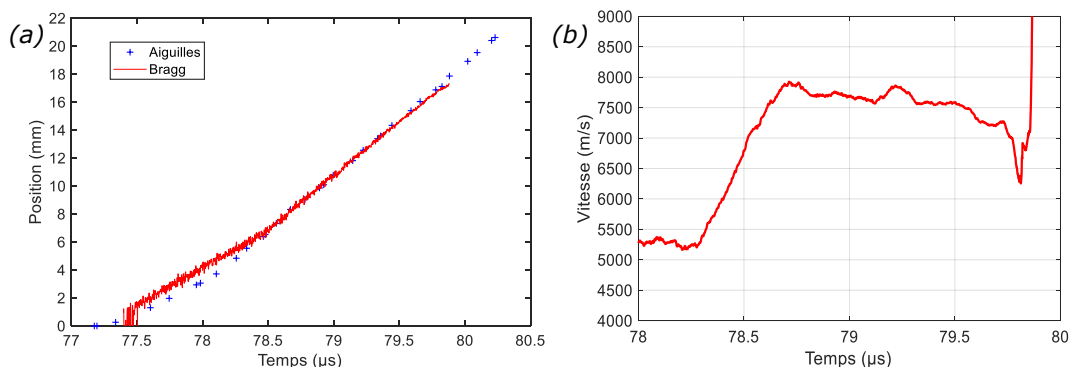


Figure 75 – (a) Comparaison des points obtenus avec les AdC et le diagramme de marche de la CFBG pour le tir du « coin B2273A ». (b) Profil de VD obtenu par la CFBG.

La VDE est calculée avec les AdC entre 78,5 et 80 μs . La valeur de (7963 ± 73) m/s est obtenue par ajustement numérique. A partir de la profondeur d'amorçage, le signal *BraggFast* est proche des points donnés par les AdC avant d'être légèrement en retard. Par conséquent, la VDE obtenue par le *BraggFast* entre 78,6 et 79,5 μs est de (7726 ± 14) m/s, soit 3% de moins que la valeur donnée par les AdC. Si l'on regarde plus précisément le profil de vitesse (Figure 75 b)), la vitesse augmente quasi-linéairement de 5300 m/s jusqu'à 7700 m/s entre 78,6 μs et 78,7 μs . Durant cette phase, le ME est de plus en plus énergétique (augmentation de la pression et de la vitesse du front de choc). La profondeur d'amorçage est clairement visible à 8,0 mm avec le changement de pente dans le diagramme de marche. La légère décroissance de la VD juste après la profondeur d'amorçage conduit à supposer que la fibre de Bragg ne casse pas aussi rapidement sur la fin.

L'épaisseur de colle est peut-être encore trop importante et/ou le matériau, la silice, trop robuste pour être détruit au passage du front de choc et/ou détonation.

4.6.4. Mesure de la VDE dans une géométrie sphérique

4.6.4.1. Configuration

Le ME à caractériser est usiné sous une forme sphérique afin de mesurer la sphéricité de l'onde de détonation [Barbarin 2020]. Au centre de la sphère, un « booster » également sphérique est amorcé en son centre par un détonateur comme illustré dans la Figure 76. De par l'intrusion du détonateur, l'onde de choc et de détonation n'est pas parfaitement sphérique. Cela est caractérisé par des AdC mesurent les temps de sortie de l'onde de détonation sur deux circonférences de la sphère. Toutefois, le diagramme de marche ne peut pas être mesuré avec ces AdC au cœur de la sphère. Par contre, cela peut être mesuré avec une CFBG. Dans cette expérience, la longueur de la CFBG a été raccourcie de 50 mm à 40 mm pour correspondre à l'épaisseur de la coque du ME. Afin d'insérer le réseau de Bragg, un trou de 0,8 mm est percé perpendiculairement à la surface de la sphère. L'épaisseur de la coque est telle qu'un trou de diamètre plus petit était difficilement usinable. La CFBG a donc été collée avec une gaine téflon en suivant la même procédure que pour le premier coin (Section 4.6.3.2.1). Pour analyser notre mesure du diagramme de marche par CFBG, une seconde métrologie a été utilisée, il s'agit d'un Radio-InterFéromètre (RIF) à 94 GHz [Rougier 2018]. Lorsqu'une onde de choc ou une onde de détonation se propage dans un ME, elle provoque un saut de permittivité diélectrique $\Delta\epsilon$. Le signal radiofréquence émis dans l'échantillon d'explosif est donc en partie réfléchi par cette discontinuité en mouvement et le signal réfléchi est décalé en fréquence par effet Doppler. Le traitement de l'interférogramme résultant des signaux émis et réfléchi permet de déterminer le déplacement et la vitesse instantanée de la discontinuité. En pratique le signal est couplé à la surface de la sphère avec un cône de diamètre extérieur de 18 mm. L'onde électromagnétique est ensuite peu diffractée dans l'explosif, la mesure du déplacement de l'onde de choc est moyennée sur un faisceau de diamètre d'environ 20 mm. De par la dimension de la fibre, le signal du système *BraggFast* peut être amené à percevoir des phénomènes plus locaux que le signal du RIF.

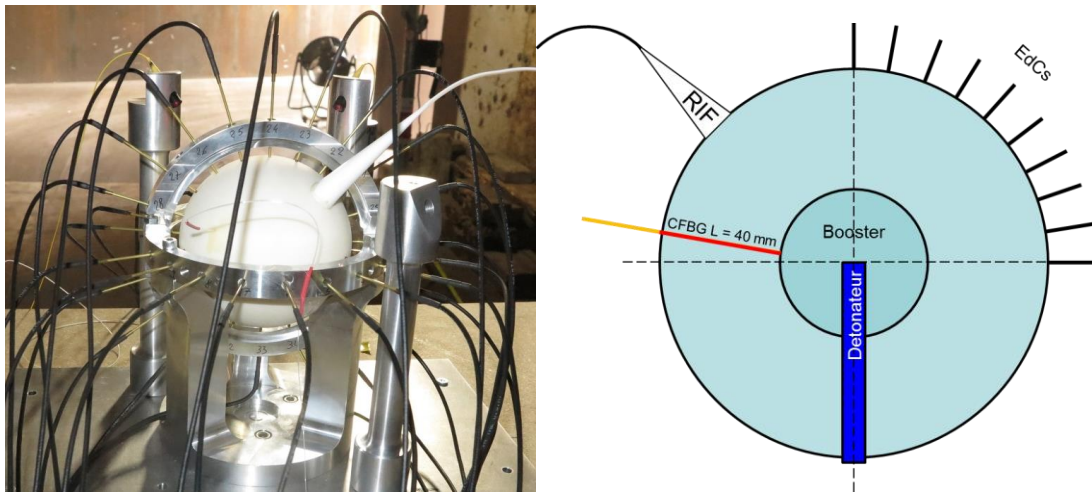


Figure 76 – Photographie d'une sphère de (RDX/PBHT) instrumentée. Schéma du montage d'une charge sphérique pour caractériser la sphéricité de l'onde de détonation.

4.6.4.2. Mesure de la VDE d'un ME de RDX/PBHT en géométrie sphérique

Pour l'essai présenté, le ME de la coque et le *booster* étaient un composite avec 82% de RDX et 18% de liant PBHT. La masse totale avec le *booster* était de 1 kg et le diamètre extérieur de la sphère a été calculé en fonction. Le CR mesuré avant l'expérience était de 0,402 nm/mm ($\pm 0,10\%$). La réponse de la CFBG calculée à partir du spectre initial et le CR est tracée dans la Figure 77 a). Le signal *BraggFast* traité est tracé dans la Figure 77 b). Le diagramme de marche obtenu avec la CFBG est tracé en Figure 78 a).

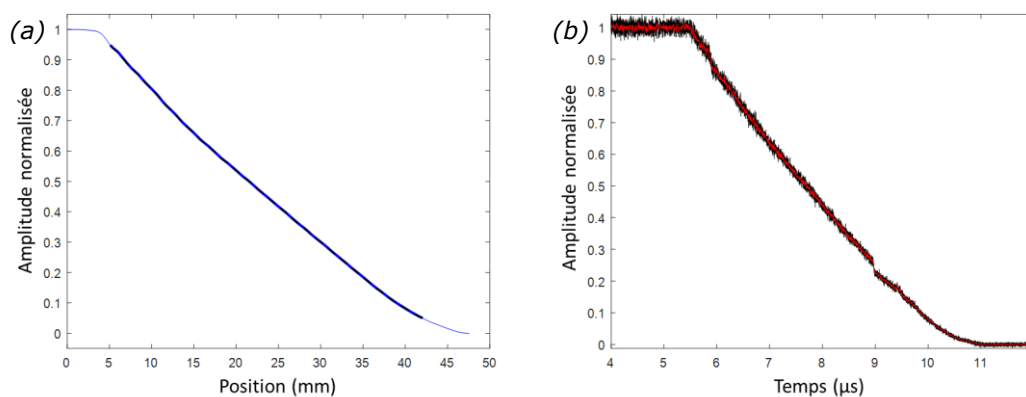


Figure 77 – Résultats du tir « sphère de B2238 » (a) Réponse calculée de la CFBG. (c) Signaux normalisés et lissés de l'oscilloscope.

La VDE moyenne entre 5,6 et 10,2 μs obtenue avec le système *BraggFast* est de (8126 ± 8) m/s. La VDE moyenne entre 5,6 et 10,2 μs mesurée avec le RIF (avec une permittivité caractérisée de 3,0) est de 7990 m/s ce qui est 1,6% plus faible qu'avec le système *BraggFast*. Les profils de vitesse sont tracés pour les deux

métrologies dans la Figure 78 b). Le signal *BraggFast* montre une accélération plus franche entre 6,8 et 8,4 μs , ensuite le signal est perturbé à $t = 9 \mu\text{s}$ et la vitesse n'est alors plus exploitable. Le signal *BraggFast* est peut-être soumis à des perturbations locales éventuellement liées à des différences de granulométrie dans le massif d'explosif qui pourraient fausser le profil de vitesse moyen mesuré.

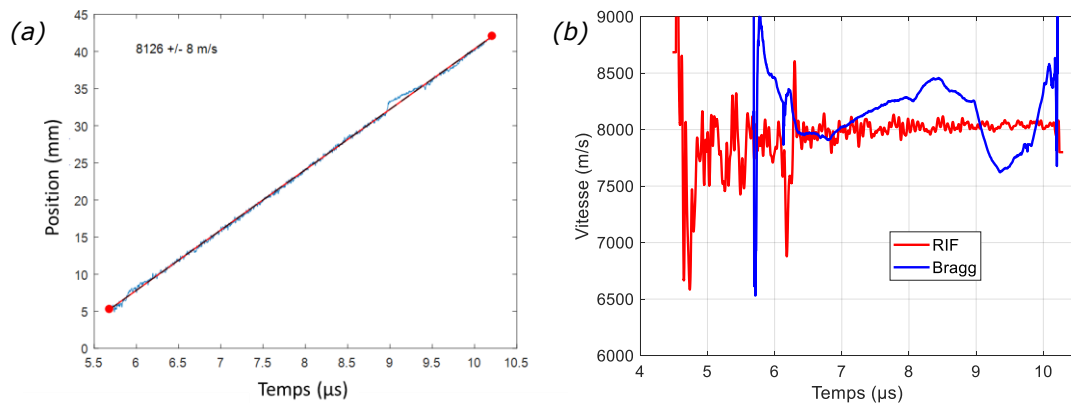


Figure 78 – (a) Diagramme de marche obtenu avec la CFBG avec un ajustement numérique pour obtenir la vitesse moyenne. (b) Profils de VD en fonction du temps obtenus avec le RIF et le signal *BraggFast*.

4.6.5. Cartouches coulées autour d'un réseau de Bragg

4.6.5.1. Configuration

L'objectif principal de cette configuration est de supprimer l'épaisseur de colle entre la CFBG et le ME, et de pouvoir insérer au cœur du ME une CFBG plus longue que ce qui est possible de faire par usinage [Woirin 2017] [Barbarin 2020]. La fabrication de ME par coulée permet de mettre directement la formulation du ME autour d'une CFBG maintenue droite dans un moule. La méthode de cette délicate fabrication a été mise en œuvre par le CRB dans le cadre de l'ANR ASTRID ANDROMEDE 2013-2016. Après la coulée, la cartouche complète et la CFBG sont ensuite placées en réticulation. Pour pouvoir observer la position de la fibre dans la cartouche, les premières expériences ont été effectuées avec un matériau inerte transparent et la fibre ne contenait pas de FBG. Une de ces réalisations est présentée dans la Figure 79 a). Une fois le processus optimisé, des cartouches avec un ME et une CFBG ont été produites comme celle de la Figure 79 b). Dans la prochaine section, la VD pour une cartouche d'une formulation proche de la B2238 (RDX/PBHT avec un ratio de 85%/15% en masse) est présentée. Le diamètre de la cartouche était de 30 mm et sa longueur de 150 mm.

Une CFBG de 100 mm a été utilisée mais malheureusement sa longueur effective a été réduite durant la fabrication ou les différentes phases de manipulation.

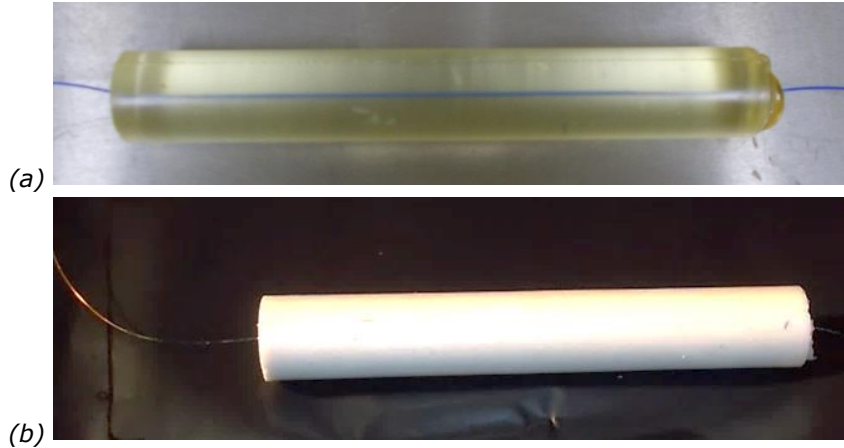


Figure 79 – Photographies d'un échantillon inerte avec (a) une fibre optique visible par transparence et (b) une cartouche de RDX/PBHT.

4.6.5.2. Mesure de VDE d'un ME de RDX/PBHT coulé autour d'une CFBG

Le CR de la CFBG a été mesuré par OFDR et une valeur de $0,186 \text{ nm/mm}$ ($\pm 0,64\%$) a été obtenue en supposant que l'indice de groupe de la fibre n'a pas changé durant la réticulation. La réponse de la CFBG calculée à partir du spectre initial et de la valeur du CR est tracée dans Figure 80 a). Le signal *BraggFast* mesuré sur l'oscilloscope est tracé dans la Figure 80 b).

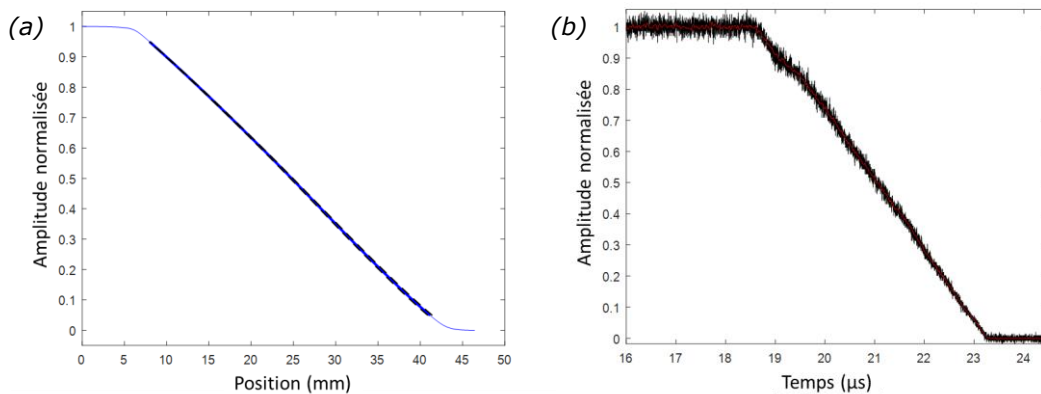


Figure 80 – Résultats du tir « cartouche de RDX/PBHT » coulée autour d'une CFBG (a) Réponse calculée de la CFBG. (b) Signaux normalisé et lissé de l'oscilloscope.

Le diagramme « $x-t$ » obtenu après traitement du signal est lui tracé dans la Figure 81 a). La VDE entre $19,5$ et $23 \mu\text{s}$ est de $(8116 \pm 52) \text{ m/s}$, soit une valeur très proche de la VDE déterminée par dix AdC à la surface de la cartouche ($8061 \pm 121) \text{ m/s}$, ce qui est $0,9\%$ plus faible. Les deux valeurs se recouvrent dans

leur intervalle de confiance respectif. Il est à noter que ces intervalles sont plus élevés que pour les cartouches nues de la Section 4.6.2. En effet, le nombre de mesures OFDR pour obtenir le CR était limité ainsi que le nombre d'AdC (AdC). Il serait très intéressant de répéter cette expérimentation avec une meilleure précision de mesure sur le CR et plus d'AdC. De plus, des FBG monochromatiques pourraient être ajoutées en dehors du spectre de la source du système *BraggFast* pour évaluer les contraintes [Ramakrishnan 2016] dans la cartouche et au besoin ajuster l'indice effectif (n_{eff}) de la CFBG lors de la détermination de la valeur du CR.

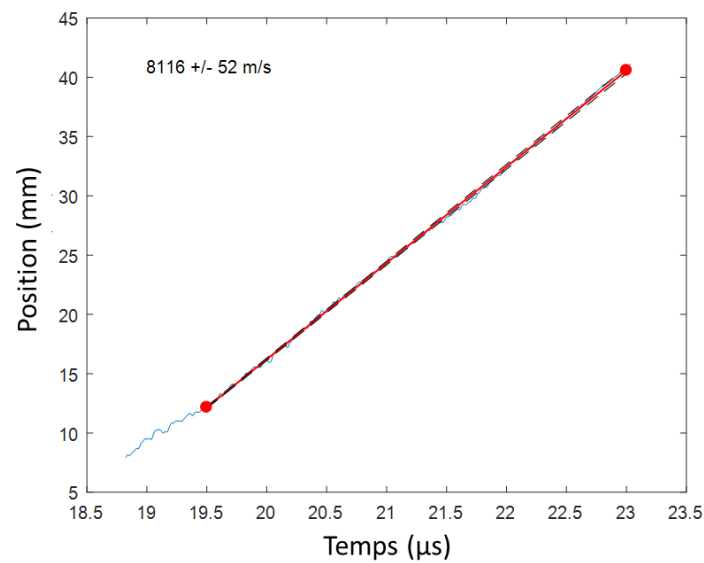


Figure 81 – Diagramme de marche pour la cartouche de RDX/PBHT coulée autour d'une CFBG.

4.7. CONCLUSION SUR LE SYSTEME *BRAGGF*AST

Ce Chapitre a décrit le développement complet d'un système opérationnel, le *BraggFast*, pour la mesure de vitesse de détonation par fibre optique à réseau de Bragg à pas variable (CFBG) au CEA Gramat. Le premier apport de nos travaux s'est initialement porté sur la procédure d'ajustage d'un tel système en utilisant le spectre initial réfléchi. Ensuite, en s'appuyant sur des séries de simulations optiques des spectres réfléchis par la CFBG, les incertitudes de mesure ont pu être estimées [Barbarin 2020]. Enfin, différentes configurations expérimentales ont été validées dont la mesure de VDE de cartouches de MEs cylindriques avec une CFBG à la surface, la mesure de TCD dans une géométrie conique avec une CFBG de 20 mm au cœur du cône de ME, la mesure de la VDE dans une géométrie sphérique à cœur avec une CFBG de 40 mm et enfin des VDE de cartouches coulées autour des CFBG pour garantir un contact parfait. Les outils de traitement du signal sont également disponibles pour les utilisateurs et incluent les incertitudes de mesure. Une voie d'amélioration du système *BraggFast* actuel est de le rendre plus sensible aux basses pressions de choc (20 - 50 kbar). Une solution retenue utilisera un nouveau matériau pour la FO et est présentée dans le Chapitre « Perspectives » de ce mémoire (Section 6.2).

**CHAPITRE 5 : SPECTROMETRES
DYNAMIQUES POUR MESURES
DE DEFORMATIONS ET DE
PRESSION DE CHOC**

5.1. MESURES PAR RESEAU DE BRAGG

5.1.1. Introduction

Dans le système *BraggFast* du Chapitre précédent, seule la puissance optique réfléchie par la CFBG était enregistrée pour mesurer une vitesse de détonation établie. Afin de pouvoir mesurer des déformations [Ferdinand 1992] ou des niveaux de pression de choc, il faut à présent pouvoir analyser les spectres complets d'une CFBG ou même de plusieurs FBG monochromatiques à une cadence correspondant aux besoins de l'application (> 10 MHz). Les principes de ces deux types de mesures sont décrits dans les deux Sections suivantes (5.1.2 et 5.1.3). Les spectromètres NIR du commerce restent, le plus souvent, trop lents pour nos applications de physique des chocs ou encore pour le suivi de déformations engendrées par des sollicitations extérieures comme une déflagration. La limitation provient généralement des caméras enregistrant le spectre diffracté par le réseau de diffraction de ces spectromètres. Ces caméras (CCD ou barrettes de photodiodes) peuvent soit enregistrer des spectres en continu, mais avec une fréquence d'acquisition dépassant à peine la dizaine de kHz [Ibsen 2005], soit enregistrer seulement quelques images sur un temps d'intégration très bref [Poeuf 2018]. Notons, que dans cette deuxième approche, les caméras utilisées fonctionnent pour la lumière visible et pas à des LdO télécom. Un troisième type de caméras serait l'emploi d'une caméra à balayage de fente [Nodenot 1985]. Différents modèles fonctionnent dans le visible et le très proche infrarouge (~ 300 - 1200 nm) mais depuis quelques années un modèle proposé par la société Hamamatsu fonctionne jusqu'à 1650 nm et à une cadence de 20 MHz (NIR *streak camera* C11293-02), ce modèle n'était cependant pas disponible au lancement du projet ANR ASTRID ANDROMEDE 2013-2016.

Pour les deux applications visées, les spectres réfléchis par les FBG doivent être mesurés jusqu'à une fréquence de l'ordre de la centaine de MHz et en continu sur des temps d'acquisition compris entre $50 \mu\text{s}$ et 5 ms. Le premier spectromètre dynamique (400 MHz) conçu est présenté dans la Section 5.2. Il nous a permis de réaliser nos premières expériences de mesures de décalage spectral à différents niveaux de pression de choc. Le second système, plus résolu, a permis quant à lui de réaliser des mesures de déformations à 100 MHz avec une chaîne de détection simplifiée (Section 5.3).

5.1.2. Mesure dynamique de déformations

Comme il a été expliqué précédemment, le principe du capteur fibré à réseau de Bragg (FBG) repose sur une modulation de l'indice de réfraction au cœur d'une fibre optique (FO) monomode. La loi de Bragg dans le cas d'une FO a été discutée à la fin de l'introduction de ce mémoire page 25. Dans le cas d'une mesure de déformation, les FBG sont monochromatiques avec des LdO distinctes et sont positionnées le long d'une même FO. Une FO étant très fine et très légère, elle peut être aisément collée à la surface d'une structure ou insérée au cœur d'un matériau comme un composite [Ramakrishnan 2016]. De manière analogue aux jauges de contraintes électriques, les FBG peuvent être orientées sur plusieurs axes et même en une forme de « rosette » [Magne 1997]. La sollicitation mécanique appliquée à la structure est alors transmise à la fibre. Cela modifie l'indice effectif, qui est très proche de l'indice de réfraction, par effet photo-élastique ainsi que le pas du réseau. La conséquence directe est un changement de la LdO centrale (LdOC - λ_c). La mesure consiste donc à mesurer à une fréquence donnée les LdOC des FBG. Les changements relatifs sur le réseau peuvent être décrits par l'équation suivante :

$$\text{Équation 12} :- \frac{\Delta\lambda}{\lambda_c} = \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} + \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda}$$

Sans prendre en compte les effets de la température pour nos applications, nous pouvons développer l'équation précédente avec des paramètres physiques :

$$\text{Équation 13} : \frac{\Delta\lambda}{\lambda_c} = \varepsilon_{axe} - \frac{n_{coeur}^2}{2} (\varepsilon_{rad} \cdot (p_{11} + p_{12}) + p_{12} \cdot \varepsilon_{axe})$$

Où ε représente les contraintes radiale et longitudinale sur la fibre, p_{xx} les paramètres photo-élastiques (Pockels) de la fibre en silice : p_{11} ($\sim 0,1$) et p_{12} ($\sim 0,22$). Lorsque la fibre est contrainte sur son axe, la contrainte radiale est obtenue par la loi de Poisson : $\varepsilon_{rad} = -\nu_s \cdot \varepsilon_{axe}$, ($\nu_s \sim 0,16$). L'Équation 13 peut être réécrite sous la forme suivante :

$$\text{Équation 14} : \frac{\Delta\lambda}{\lambda_c} = (1 - p_e) \cdot \varepsilon_{axe}$$

$$\text{avec } p_e = \frac{n_{coeur}^2}{2} (p_{12} - \nu_s \cdot (p_{11} + p_{12})) \approx 0,22$$

Cette relation est linéaire et le coefficient peut alors être directement déterminé pour chaque sorte de FO et pour une LdOC donnée. A 1550 nm, la sensibilité de la FBG est de l'ordre de 1,2 nm / milli-déformation (mdéf ou m ε). Par exemple, dans les applications de contrôle de santé intégré (CSI ou *SHM* : *Structural Health Monitoring*), l'unité la plus commune est la microdéformation (μ déf). La sensibilité des FBG peut donc également être exprimée sous la forme suivante : 1,2 pm/ μ déf.

Les mesures de déformations par FBG sont très communes jusqu'à des fréquences d'acquisition de l'ordre du kHz. La plage de mesure ne dépasse que très rarement la 1000 $\mu\text{déf}$. L'étude des déformations d'une structure soumise à des agressions extérieures de type déflagration requiert une fréquence d'acquisition de l'ordre de 10 MHz et les déformations attendues peuvent être importantes et même atteindre la limite de la FO en silice qui est d'environ 15 000 $\mu\text{déf}$ (1,5%). Le nombre de FBG sur une même FO dépend de la plage de LdO attendue. Notre besoin étant de $\pm 10\,000$ $\mu\text{déf}$, la LdOC d'une FBG peut donc explorer une plage de [-12 ; +12] nm. Dans la gamme de LdO 1525 - 1615 nm, environ quatre FBG peuvent donc être placées sans risque de recouvrement des signaux. Afin d'obtenir une exactitude de mesure inférieure à 1% sur la plage maximale de déformation, une résolution spectrale inférieure à 0,2 nm est requise. Une meilleure résolution est atteinte avec le spectromètre faisant l'objet de la Section 5.3. Un tableau récapitulatif des différentes FBG et CFBG utilisées dans ce mémoire est en annexe.

5.1.3. Mesure dynamique de pression de choc

5.1.3.1. Principe général

La mesure de pression de choc avec une FBG requiert un spectromètre dynamique pour mesurer en temps réel l'évolution de la LdOC. Le couplage du choc entre le matériau d'étude et la FO reste complexe, le modèle opto-mécanique prédisant les décalages en LdO non linéaires fait l'objet de la Section 5.1.3.4. Afin de présenter le principe général, admettons que les contraintes du choc soient entièrement couplées à la FO. Dans les deux orientations de la FBG généralement utilisées en détonique (perpendiculaire ou parallèle), la pression maximale mesurable ne devra pas dépasser la limite élastique d'Hugoniot de la silice (~ 60 kbar).

Dans le cas où cette FO est perpendiculaire au front de choc, la pression va engendrer une réduction du pas du réseau Λ et une augmentation de l'indice de réfraction n et, dans la même proportion, de l'indice effectif n_{eff} (Équation 5) du cœur de la FO. La réduction du pas est plus importante que l'augmentation de l'indice, ce qui induit une diminution de la LdOC de la FBG avec la pression. L'ordre de grandeur est de -1 nm/kbar.

Dans le cas où la FO est parallèle au front de choc, le pas du réseau Λ ne va pas évoluer et seul l'indice de réfraction n va augmenter. Une biréfringence entre les deux axes de polarisation est même attendue [Lawrence 1997]. Pour les deux

polarisations, la LdOC de la FBG croît avec la pression. L'ordre de grandeur est de +0,8 nm/kbar.

5.1.3.2. Etat de l'art de la mesure de pression de choc par FBG

Par le passé, plusieurs laboratoires ont étudié l'usage des FBG pour la mesure dynamique de pression. L'institut TNO aux Pays-Bas a initié une première approche par une méthode interférométrique permettant de remonter au décalage en LdO d'une FBG très courte [Prinse 2001][Van't Hof 2007]. Un laboratoire chinois a également réalisé un essai similaire [Deng 2011]. Par la suite, le CEA Gramat a également étudié cette approche [Bouyeron 2013] qui a l'avantage de fournir une mesure continue avec seulement deux ou trois signaux déphasés à traiter mais sa mise en œuvre reste très délicate. En effet, la longueur de cohérence du signal issu d'une source large bande (ASE) réfléchi sur une FBG est très faible ($< 500 \mu\text{m}$) et cela limite le contraste des interférences. Cela fonctionne cependant pour notre application de mesure de pression de choc car les décalages en LdO attendus sont très importants ($> 10 \text{ nm}$) et par conséquent la ligne à retard de l'interféromètre est très courte ($\sim 10 \text{ à } 50 \mu\text{m}$). La position du « zéro » entre les deux branches de l'interféromètre doit être calibrée précisément avant chaque mesure. La conception d'une FBG très courte ($\sim 100 \mu\text{m}$) et ayant un spectre réfléchi très étroit ($\sim 0,05 \text{ nm}$) pourrait améliorer les performances.

Une autre approche est de filtrer le spectre réfléchi issu de la FBG et d'enregistrer en même temps toutes les voies filtrées en LdO. Le LANL (*Los Alamos National Laboratory*) a tout d'abord présenté en 2013 un système avec deux filtres coupe-bandes décalés pour enregistrer un décalage en LdO d'une FBG avec un nombre de voies d'acquisition limité à trois [Rodriguez 2013]. Afin de « suivre » les variations positive ou négative de LdO, le signal de la FBG doit être très monochromatique. A notre connaissance, cette approche n'a pas été poursuivie. Une année plus tard, un spectromètre avec 12 voies a été présenté par le même laboratoire avec deux configurations expérimentales : un choc généré par un lanceur à gaz dans du PMMA et un choc dans de l'eau initié avec un ME et avec comme interface une plaque de cuivre [Sandberg 2014]. Le spectromètre utilisé couvrait une gamme de LdO entre 1530,8 et 1550,8 nm avec une résolution d'environ 1,6 nm et une bande passante de 125 MHz. La même année, en 2014, une approche similaire a été présentée par un groupe israélien [Ravid 2014] du centre Soreq NRC. L'expérience était un choc à bas niveau dans un matériau PMMA instrumenté avec cinq filtres optiques fibrés d'une largeur à mi-hauteur de

1,6 nm et une bande passante de 50 MHz. Nous avons présenté nos premiers résultats l'année suivante dans un colloque français [Barbarin 2015-2] sur cette approche. Notre premier spectromètre dynamique comportait 16 voies, une résolution de 5 nm et une bande passante de 100 MHz. Ensuite, très rapidement, nous avons utilisé le spectromètre AWG, présenté dans la Section 5.2, qui possède 40 voies, chacune d'une largeur à mi-hauteur d'environ 1,6 nm [Barbarin 2016]. L'amélioration en termes de résolution et de praticité était conséquente mais encore insuffisante. Cela nous a conduit à opter pour le système présenté dans la Section 5.3 qui est basé sur la dispersion chromatique [Rodriguez 2015-2] [Barbarin 2016-2]. Au CEA Gramat, l'évolution a été rapide car trois spectromètres ont été développés et testés en trois ans.

5.1.3.3. Mesure d'un profil de pression par CFBG

La mesure d'un profil de pression par CFBG est l'un des volets du projet ANR ASTRID ANDROMEDE 2013-2016. Le but était de mesurer en même temps la vitesse du front de choc et le profil de pression le long d'une CFBG placée perpendiculairement au front de choc (Figure 82). Lorsqu'un choc est couplé dans la CFBG, la largeur du spectre initial réfléchi décroît avec la vitesse du choc et les LdO correspondant à la partie choquée de la CFBG sont décalées vers les basses LdO. En mesurant la décroissance en intensité dans la gamme de LdO du spectre initial, le diagramme de marche du choc peut être obtenu comme pour le système *BraggFast* (voir Chapitre 4). Ensuite, pour déterminer les niveaux de pression point par point, il faut détecter la LdO qui disparaît dans le spectre initial et détecter où elle réapparaît dans le spectre « choqué » pour déterminer le décalage spectral lié au niveau de pression. Au pas de temps suivant, le profil de pression se décale dans le réseau et également dans le spectre réfléchi. La méthode de traitement utilisée pour extraire le profil de pression en fonction du temps à partir des évolutions spectrales est relativement directe lorsque le profil de pression est « simple » comme un créneau ou une rampe, cela est naturellement plus complexe pour les autres types de profils.

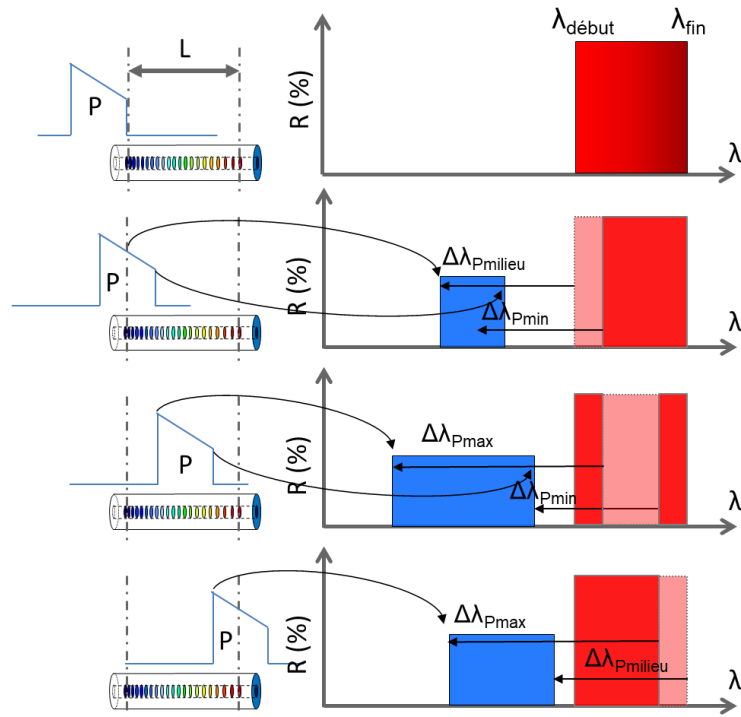


Figure 82 – Illustration du principe de fonctionnement de la mesure d'un profil de pression par CFBG dans le cap d'une rampe.

5.1.3.4. Correspondance entre un décalage spectral dans une FBG et un niveau de pression de choc

La conversion LdO -pression dépend du comportement de la silice sous choc mais également du comportement du matériau cible. Nous avons proposé un modèle opto-mécanique qui fut le résultat d'un long travail durant et après le projet ANR ASTRID ANDROMEDE 2013-2016 [Magne 2018]. Ce modèle couvre le cas d'une FBG positionnée perpendiculairement au front de choc, la modélisation analytique a été validée pour une cible en Al6061-T6 (plus de détails dans la Section acronymes) dans la plage [0 - 40] kbar.

Entre 0 et 6 kbar, l'aluminium est dans un état élastique. La correspondance entre la pression P et la contrainte axiale σ_z est donnée par l'Équation 15 où ν_{Al} est le coefficient de Poisson de l'Al6061-T6. La modélisation analytique complète pour cet état élastique est donnée par l'Équation 16. Les autres paramètres sont le coefficient de Poisson de la silice ν_{SiO_2} , le module d'Young de la silice E_{SiO_2} et les coefficients de Pockels. K , le coefficient de couplage entre l'aluminium et la silice, a été déterminé en fonction de la contrainte par des simulations hydrodynamiques 2D provenant de notre outil de calculs Ouranos [Baudin 2013]. Les paramètres ν_{SiO_2} et E_{SiO_2} dépendent de la pression [Magne 2018]. Dans l'Équation 16, n est

l'indice de réfraction de la silice qui est également dépendant du niveau de pression [Zha 1994].

$$\text{Équation 15 : } P = \frac{\sigma_z}{3} \cdot \left(\frac{1+\nu_{Al}}{1-\nu_{Al}} \right)$$

Équation 16 :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{K \cdot \sigma_z}{(1-\nu_{Al}) \cdot E_{SiO_2}} \cdot \left[1 - \nu_{Al} \cdot (1 + 2 \cdot \nu_{SiO_2}) - \frac{n^2}{2} \cdot [p_{11} \cdot (\nu_{Al} - \nu_{SiO_2}) + p_{12} \cdot (1 - \nu_{SiO_2} \cdot 1 + 2 \cdot \nu_{Al})] \right]$$

Au-delà de 6 kbar, l'aluminium est dans un état hydrodynamique. La correspondance entre la pression P et la contrainte axiale σ_x est alors donnée par l'Équation 17. Le coefficient Y est la limite élastique de l'aluminium 6061-T6 qui dépend également du niveau de pression [Peng 2005]. La modélisation analytique modifiée du décalage en LdO est donnée par l'Équation 18. Le domaine s'étend est entre 6 kbar et 60 kbar la limite élastique de la Silice.

$$\text{Équation 17 : } P = \sigma_z - \frac{2}{3} \cdot Y$$

Équation 18 :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{K \cdot \sigma_z}{E_{SiO_2}} \cdot (1 - 2 \cdot \nu_{SiO_2}) \cdot & \left[1 - \frac{n^2}{2} \cdot (p_{11} + 2 \cdot p_{12}) \right] \\ & + \frac{K \cdot Y}{E_{SiO_2}} \left[2 \cdot \nu_{SiO_2} + \frac{n^2}{2} \cdot [p_{11} \cdot (1 - \nu_{SiO_2}) + p_{12} \cdot (1 - 3 \cdot \nu_{SiO_2})] \right] \end{aligned}$$

Ces expressions analytiques peuvent sembler non linéaires pourtant, une fois tracées, leurs formes sont assez simples. La partie dans le domaine élastique est très linéaire et la partie hydrodynamique s'écarte très progressivement de la droite initiale. Cela revient à dire que la FBG est de moins en moins sensible au fur et à mesure que le niveau de pression de choc augmente. Cette courbe est comparée aux résultats expérimentaux dans la Section 5.2.3 entre 0 et 40 kbar correspondant aux essais réalisés.

5.2. SPECTROMETRE DYNAMIQUE AWG

5.2.1. Conception du spectromètre

Dans le cadre du projet ANR ASTRID ANDROMEDE 2013-2016, le spectromètre dynamique prévu était un spectromètre de type Czerny-Turner couplé à une barrette de photodiodes 300 MHz à 16 voies sur la bande⁹ C+L. Des premiers résultats [Barbarin 2015-2] prouvant le concept ont été obtenus avec ce spectromètre mais nous avons rapidement voulu augmenter le nombre de canaux et améliorer la résolution spectrale. Ayant déjà conçu durant mon doctorat des réseaux de diffraction en optique intégrée (*Arrayed Waveguide Grating*: AWG) [Barbarin 2004], ce type de filtre est naturellement devenu l'élément principal d'un nouveau spectromètre fibré. Ce composant est largement utilisé dans les télécommunications optiques pour le multiplexage en LdO (WDM). Pour notre application, un AWG a été réalisé sur mesure pour couvrir la bande C+L avec 40 voies de mesure (Figure 83). La société VLC Photonics (Valence, Espagne) a conçu le design et a sous-traité la fabrication à une fonderie (usine de fabrication de composants électronique ou photonique). Une fois mises en boîtier, les entrées-sorties sont fibrées pour être connectées au reste du système (Figure 84). Les 40 canaux de l'AWG ont une largeur spectrale de 200 GHz soit $\sim 1,6$ nm à 1550 nm. Par rapport au spectromètre Czerny-Turner, ce spectromètre AWG ne nécessite pas d'alignements optiques, présente de faibles pertes optiques, une diaphonie négligeable entre les voies et enfin un faible encombrement. La bande passante du système est limitée par celle des photorécepteurs utilisées (ici 400 MHz). Une évolution possible serait de coupler directement la puce AWG à une barrette de photodiodes comme celles de la société Hamamatsu (G7151-16). Pour le moment ce type de composant est malheureusement fourni avec des amplificateurs de transimpédance limités en bande passante (~ 10 MHz). Le spectromètre AWG a été utilisé sur une série d'expériences de chocs maintenus dans l'aluminium 6061-T6 avec des niveaux de pression compris entre 10 et 40 kbar [Barbarin 2016] qui ont notamment permis de valider notre modèle opto-mécanique [Magne 2018].

⁹ Regroupe les deux bandes télécom optique dans le proche infrarouge (C & L) dont les fréquences sont 195,9375 THz (~ 1530 nm) – 190 THz (~ 1577 nm) - 186,90 THz (~ 1604 nm). Elle est différente de la bande « C hyperfréquence » définie quant à elle entre 3,4 et 4,2 GHz en réception et 5,725 et 7,075 GHz en émission.

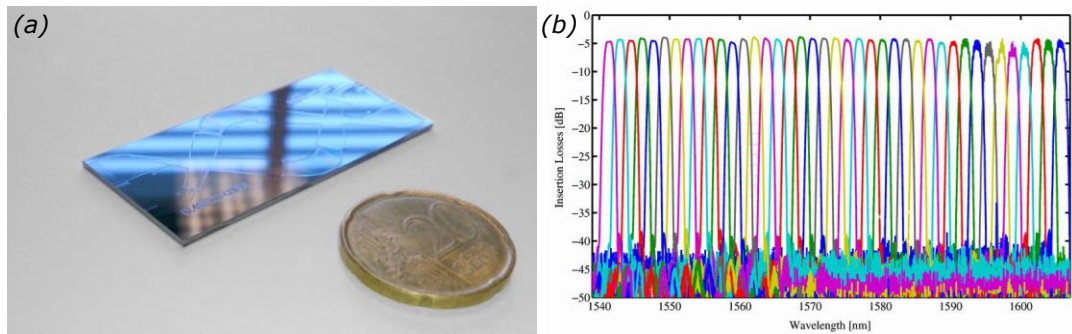


Figure 83 – a) Photographie de l'AWG réalisé sur mesure pour le spectromètre dynamique par la société VLC Photonics. b) Caractérisation en transmission des 40 canaux de l'AWG.

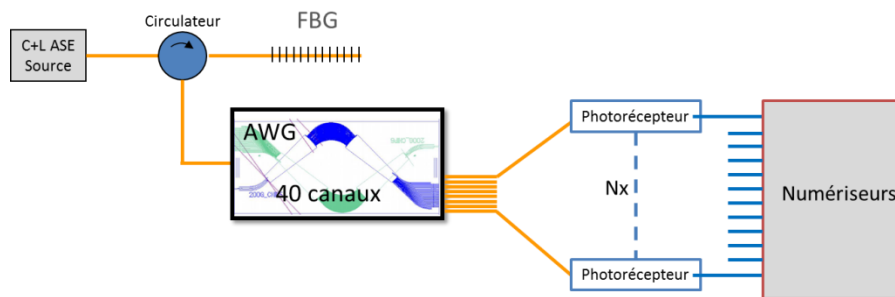


Figure 84 – Spectromètre dynamique basé sur un AWG fibré.

5.2.2. Conception de la CFBG pour la mesure d'un profil de pression

La CFBG conçue pour notre application fait 50 mm de longueur et est centrée à 1605 nm. Cela permet de couvrir une gamme de pression de 0 à 80 kbar. Le réseau est donc légèrement « chirpé » avec une largeur de spectre de 4 nm afin de pouvoir suivre la position du choc le long de la CFBG. En Figure 85, une mesure de contrôle de ce type de réseau de Bragg par réflectométrie fréquentielle OFDR [Soller 2005] est présentée.

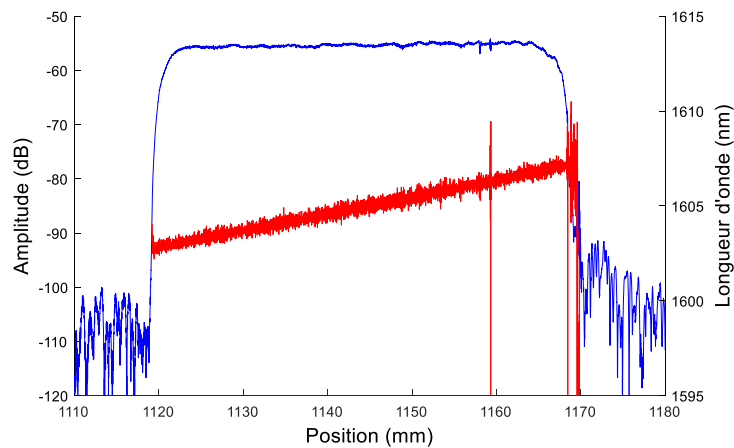


Figure 85 – Mesure de réflectométrie fréquentielle (OFDR OBR LUNA 4600) d'une CFBG conçue pour la mesure d'un profil de pression de choc. (voir le tableau récapitulatif des différentes FBG et CFBG utilisées dans ce mémoire est en annexe).

5.2.3. Conception des expérimentations de choc pour la mesure d'un profil de pression de choc

Les premières expérimentations de choc ont été réalisées à l'aide d'un lanceur à gaz. Le projectile et la cible étaient en aluminium de type 6061-T6 et faisaient 90 mm de diamètre (Figure 86). Les épaisseurs étaient respectivement de 20 mm pour l'impacteur et 55 mm pour la cible. Le support de l'impacteur en téflon avait une épaisseur de 20 mm. Deux jauges piézorésistives [Carlson 1981], une en manganin et une en carbone, étaient implantées dans la cible à 10 mm de la surface d'impact, orthogonalement à la propagation de l'onde de choc. La CFBG de 50 mm était lui placé au centre de la cible dans un trou percé à un diamètre de 0,4 ou 0,7 mm. L'extrémité du réseau faisait face au choc. En pratique, la fibre était collée directement dans la cible (diamètre 0,4 mm) ou gainée avec du téflon (diamètre 0,7 mm) (voir Section 4.6.3).

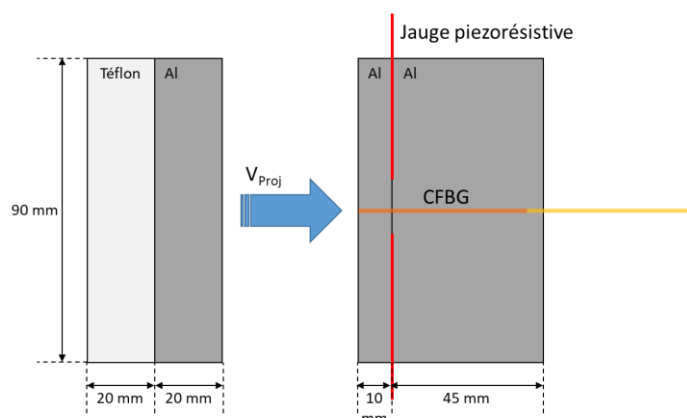


Figure 86 – Dimensionnement des expérimentations de choc plan avec un projectile et une cible en aluminium. La CFBG fait 50 mm de longueur et son extrémité fait face au choc.

Ces expériences ont été dimensionnées par des simulations hydrodynamiques [Baudin 2013] sans prendre en compte la colle entre la fibre et la cible faute de modèle hydrodynamique complet disponible. Pour des vitesses d'impact de 100, 200, 300 et 500 m/s, nous obtenons au centre de la cible un palier de pression sur ~ 30 mm de respectivement 6, 15, 24 et 39 kbar. Pour la vitesse de 500 m/s, la répartition spatiale de la pression hydrodynamique en configuration 2D axisymétrique est représentée sur la Figure 87, $6 \mu\text{s}$ après l'impact.

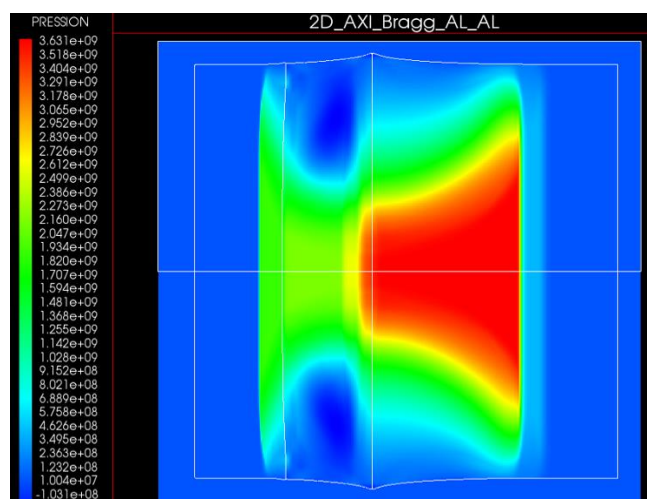


Figure 87 – Simulation numérique 2D axisymétrique d'un choc, cas Al-Al à 500 m/s. Champ de pression à $t = 6,0 \mu\text{s}$. Les valeurs de pression varient entre 0 et 36,3 kbar. Le support d'impacteur en Téflon est également pris en compte.

Ces simulations sont également très utiles pour comprendre l'évolution des spectres optiques obtenus. Les profils de pression simulés le long de la FO sont enregistrés à chaque pas de temps. Le résultat pour un impact Al-Al à 500 m/s est tracé en trois dimensions dans la Figure 88 a). A $t = 5 \mu\text{s}$, les 25 premiers millimètres de la CFBG sont soumis à la pression mais le niveau n'est pas constant. Le précurseur de choc [Jacquesson 1964] à un niveau d'environ 5 kbar et est

présent entre 17 et 20 mm. Le premier plateau est au niveau de pression attendu, ~ 39 kbar, entre 5 et 25 mm. Les détente latérales, due aux réflexions sur les bords de la cible, abaissent progressivement le niveau de pression à l'arrière du front de choc. Le spectrogramme du réseau de Bragg de la Section 5.2.2 a été calculé avec une relation linéaire LdO -pression. Il est tracé en trois dimensions dans la Figure 88 b). La largeur du spectre initial autour de 1605 nm décroît linéairement en fonction du temps et à la vitesse du choc (~ 5800 m/s). On note comme une droite sortant du spectre initial entre 5 et 8 μ s, il s'agit du précurseur élastique. Elle est soulignée par un trait en pointillés blancs pour plus de visibilité. De 1 à 5 μ s il est superposé au spectre initial et plus difficilement visible. Le plateau autour de la pression de choc s'élargit en fonction du temps. Dans le spectrogramme, il se trouve autour de 1580 nm. Le but final de la mesure spectrométrique est de pouvoir reconstruire la Figure 88 a) à partir de la Figure 88 b).

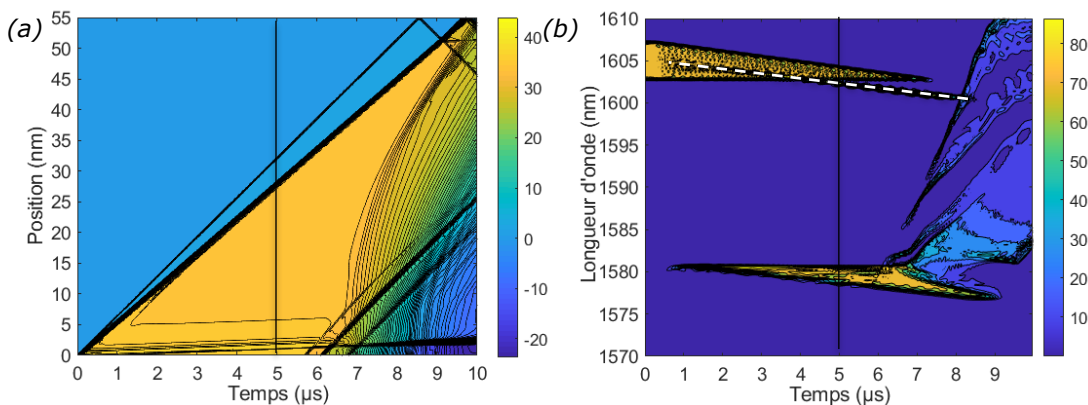


Figure 88 – a) Simulation de l'évolution de la pression (kbar) dans la FO pour un choc Al-Al à 500 m/s. L'extrémité de la CFBG est à 0 mm et la fin à la distance de 50 mm et les pressions sont données en kbar. b) Simulation du spectrogramme (réflectivité en %) correspondant de la CFBG en assumant une relation linéaire LdO -pression. Le précurseur de choc est souligné par le trait en pointillés blancs.

5.2.1. Expérimentations de choc dans l'aluminium

Une série d'expérimentations a été réalisée pour des vitesses d'impact entre 100 et 800 m/s. Six ont été retenues entre 100 et 500 m/s pour valider le modèle opto-mécanique dans [Magne 2018]. Les essais non retenus, dont ceux à 800 m/s (proche de 60 kbar), avaient été effectués avec une surgaine de téflon (trou de 0,7 mm) autour de la CFBG et la plupart n'était malheureusement pas exploitable car la CFBG se cassait au fur et à mesure. Des simulations hydrodynamiques complémentaires ont montré que la surgaine augmentait le niveau de pression sur la fibre au niveau du front de choc. Cela explique les cassures régulières de la fibre. De meilleurs résultats ont été obtenus avec la CFBG directement collée dans un

trou plus petit (0,4 mm au lieu de 0,7 mm). Les trois derniers essais effectués avec le spectromètre AWG sont présentés dans la Figure 89. Nous disposons à cette période que de 16 photorécepteurs à connecter sur les 40 canaux de l'AWG. Pour les essais à 93 et 205 m/s, les 16 canaux de l'AWG entre 1580 et 1606 nm ont été utilisés. Pour l'essai à 522 m/s, un canal sur deux a dû être connecté à un photorécepteur dans les gammes de LdO où peu de signaux étaient attendus afin de pouvoir se concentrer sur les zones les plus importantes.

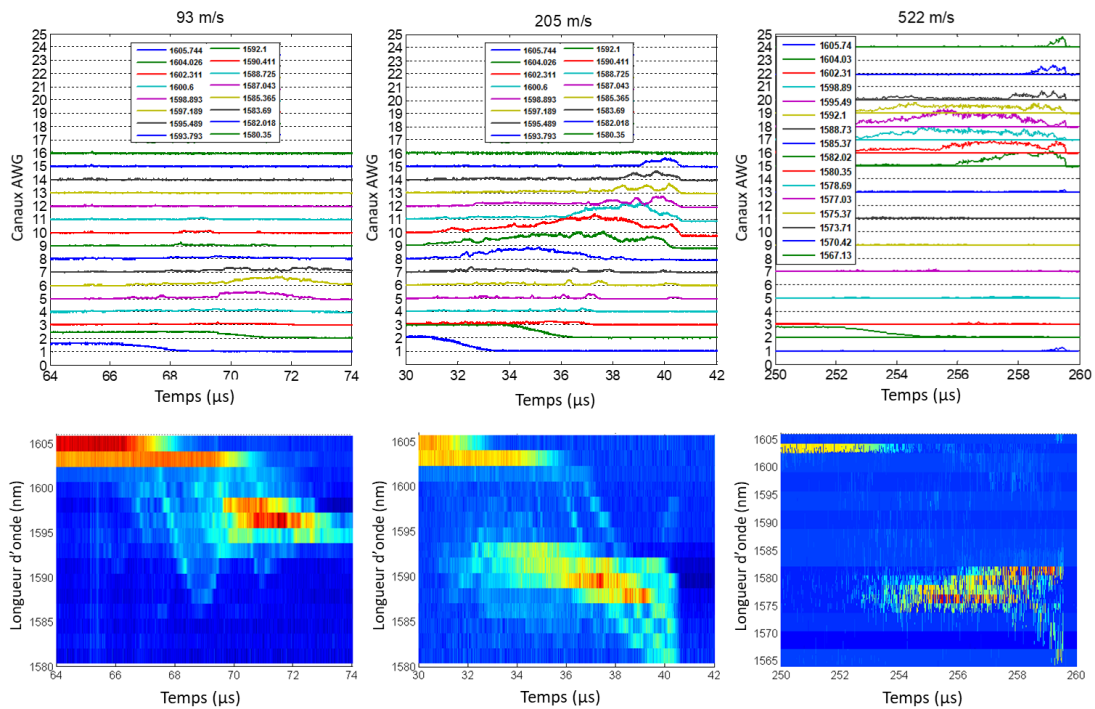


Figure 89 – Signaux et spectrogrammes issus du spectromètre dynamique AWG pour trois essais d'impact Al-Al à 93, 205 et 522 m/s.

La forme générale des spectrogrammes obtenus (Figure 89), même avec une résolution moindre, est proche de la forme du spectrogramme obtenu par simulation (Figure 88 b)). Le réseau de Bragg initial couvre les deux premières voies de mesure d'environ 1,6 nm de largeur spectrale. Lorsque le choc se propage dans la cible, l'intensité de la première voie de mesure diminue et se reporte vers les voies à plus basses LdO et ainsi de suite.

Afin de vérifier notre modèle opto-mécanique, le décalage en LdO moyen pour chaque essai doit être déterminé. L'intensité mesurée sur chacun des canaux a été tracée lorsque le choc est au milieu de la CFBG car les détentes latérales n'ont pas encore contribué. Les résultats pour les trois essais avec l'AWG aux vitesses d'impact de projectile 93, 205 et 522 m/s sont tracés dans la Figure 90 avec des ajustements numériques gaussiens afin d'affiner la résolution. La forme gaussienne fonctionne très bien et les décalages en LdO moyens pour les trois essais d'impact Al-Al à 93, 205 et 522 m/s sont respectivement : -6,2 nm, -12,3 et -26,7 nm ($\pm 0,5$ nm).

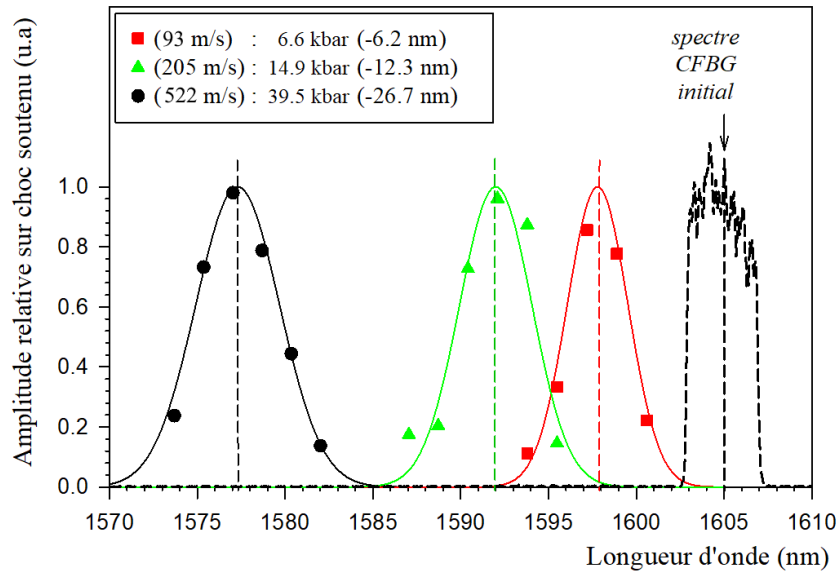


Figure 90 – Estimation des décalages en LdO moyens pour les trois essais d'impact Al-Al à 93, 205 et 522 m/s.

Ces valeurs et celles des essais avec le spectromètre Czerny-Turner peuvent être comparées au modèle analytique des Équation 16 et Équation 18. La comparaison expérience-calcul est illustrée en Figure 91. Les marges d'erreurs des points expérimentaux liées aux mesures des niveaux de pression par jauges de contraintes et la détermination des décalages spectraux recourent bien la courbe obtenue par notre modèle qui est valable pour une cible en aluminium. Le coefficient de couplage K de l'Équation 16 est discuté dans [Magne 2018]. Avec une valeur plus faible (0,80 valeur au lieu de 0,95), les points vers 40 kbar seraient centrés de part et d'autre de la courbe. Une valeur de 0,80 est obtenue par nos simulations hydrodynamiques avec une couche de colle entre la fibre et l'aluminium. Mais, pour le moment, les modèles hydrodynamiques de cette colle ne sont pas validés pour des niveaux supérieurs à 10 kbar.

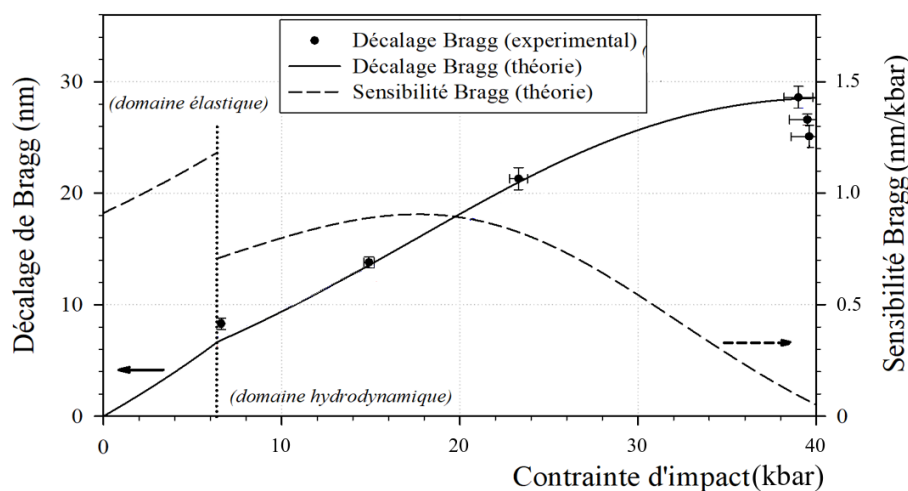


Figure 91 – Décalages de Bragg expérimentaux et comparaison avec le modèle opto-mécanique [Magne 2018].

Nous avons pu démontrer qu'une CFBG peut être utilisée pour la mesure de pression cependant la relation LdO -pression est dépendante de nombreux paramètres dont ceux du matériau à étudier. Au CEA Gramat de nouvelles compositions de ME sont testées et analysées mais leurs propriétés mécaniques restent relativement proches. Une mesure de profil de pression par CFBG reste donc pertinente pour pouvoir mieux les étudier. Dans les expérimentations qui ont suivies afin de découpler les paramètres, nous avons employé des FBG monochromatiques et des matériaux inertes plus représentatifs des ME comme le PMMA par exemple. La détermination de la LdOC des FBG peut être affinée par ajustement numérique ou corrélation [Tosi 2017] comme cela est communément fait pour les interrogateurs à réseaux de Bragg ayant un nombre de filtres limité. Malgré cela, le spectromètre AWG avec 40 canaux reste limité. Un AWG avec 128 ou même 256 canaux pourrait être réalisé dans la bande C+L, cependant, il faudrait également multiplier le nombre de photorécepteurs et de voies d'acquisition rapide. Un système de lignes à retard optique de plusieurs kilomètres avec un arrangement d'interrupteurs rapides [Bénier 2018] pourrait permettre d'en limiter le nombre mais cela resterait un système tout de même relativement complexe. Afin d'augmenter la résolution et de simplifier les étapes de photodétection et de numérisation, un spectromètre basé sur la dispersion chromatique a été développé et fait l'objet de la Section 5.3 suivante.

5.3. SPECTROMETRE DYNAMIQUE *BRAGGPULSE*

5.3.1. Principe de fonctionnement du système *BraggPulse*

Ce second spectromètre dynamique, le « *BraggPulse* », est basé sur la dispersion chromatique et le multiplexage temporel. Ce concept est connu sous différents noms : *Time Domain Optical Sensing* (TDOS) [Kelkar 1999], *Photonique Time-Stretch* (PTS) [Huan 2003], *Time Stretch Fourier Dispersive Transformée* (TS-DFI) [Goda 2013]. Cette technique de spectroscopie utilise la dispersion chromatique à la place d'un réseau de diffraction ou un prisme pour séparer des LdO. Cela permet d'analyser les spectres optiques en temps réel. Son principe est illustré dans la Figure 92. A notre connaissance, seuls G. Rodriguez *et al.* ont appliqué ce concept pour la mesure dynamique du spectre d'une FBG [Rodriguez 2015-2] pour des applications similaires aux nôtres.

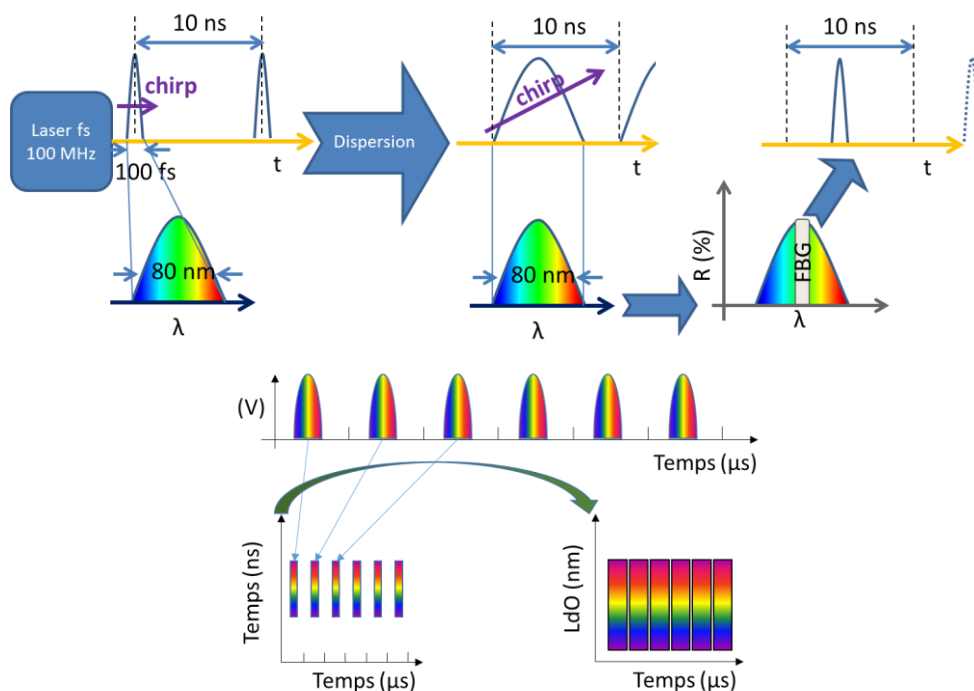


Figure 92 – Principe de fonctionnement d'un spectromètre dynamique dispersif.

La source optique d'un tel système est un laser à verrouillage de modes fibré qui offre un large spectre pour sonder la FBG (~ 80 nm). La fréquence de répétition du laser (100 MHz) fixe la fréquence d'acquisition des spectres. Le spectre est étalé temporellement avec la dispersion chromatique d'une longue FO monomode (plusieurs km). Une FO 5 à 10 fois plus courte et fortement dispersive [Vengsarkar 1993] ou une CFBG sur un spectre plus restreint (10 à 20 nm) pourrait également

être utilisée. Dans les publications du LANL [Rodriguez 2015-2], la conversion *LdO-temps* a lieu après la réflexion sur la FBG. Dans notre système (Figure 93), nous préférons étaler les LdO dans un premier temps pour pouvoir interroger trois FO en même temps avec la même source laser et sans multiplier les tourets de plusieurs kilomètres de FO dispersives. Dans tous les cas, la longueur de cette FO et son coefficient de dispersion définissent l'étendue du spectromètre (*span*). La dispersion $D(\lambda)$ d'une fibre monomode SMF28 standard est communément donnée sous la forme de l'Équation 19. Elle regroupe la dispersion de la silice et la dispersion du mode guidé dans la FO monomode.

$$\text{Équation 19 : } D(\lambda) = \frac{S_0}{4} \left(\lambda - \frac{\lambda_0^4}{\lambda^3} \right) \text{ ps.km}^{-1}\text{nm}^{-1}$$

$$\text{avec } S_0 = 0,090 \text{ ps.km}^{-1}\text{nm}^{-1} \text{ et } \lambda_0 = 1312 \text{ nm}$$

L'étendue du spectromètre peut être estimée en réécrivant l'équation et en fixant la longueur L de la FO et la période T entre deux impulsions laser :

$$\text{Équation 20 : } \text{span} \approx \frac{4 \cdot T}{S_0 \cdot L} \left(\lambda_c - \frac{\lambda_0^4}{\lambda_c^3} \right)^{-1} \text{ nm}$$

A 100 MHz, la période T est de 10 ns. Avec 10 km de FO et pour une source impulsionnelle dont la longueur d'onde centrale λ_c serait de 1560 nm, le *span* obtenue est de ~ 57 nm. Une excellente résolution spectrale sur cette étendue temporelle requiert un système d'acquisition ultra-rapide. Nous avons accès à des oscilloscopes de bande passante par voie de 16 GHz et 33 GHz avec une fréquence d'échantillonnage par voie de 80 Géch/s, ce qui correspond à 800 points de mesure par spectre. Ce nombre de points de mesure par spectre est 20 fois plus élevé par rapport au précédent spectromètre AWG et est du même ordre de grandeur que les spectromètres compacts à base de CCD qui ont typiquement 256 ou 512 pixels [Ibsen 2005]. Avec une telle fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope, la résolution spectrale, sans traitement du signal, est de $\sim 0,07$ nm pour 10 km de FO. La résolution spectrale peut être encore améliorée en diminuant l'étendue spectrale de mesure. Par exemple avec 30 km de FO, le *span* est de ~ 20 nm et la résolution spectrale de 25 pm. L'étendue spectrale est bien inférieure au spectre de la source (~ 80 nm) mais cela n'est pas un problème car les LdO inutiles seront effectivement filtrées par la FBG. En effet, comme la FBG est utilisé en réflexion, le LdO non réfléchies sont perdues en bout de fibre. Il n'y a donc pas de recouvrement du spectre d'une impulsion laser à une autre. Il n'est cependant pas possible de « zoomer » indéfiniment dans le spectre réfléchi d'une FBG. La résolution minimale est liée au produit durée - largeur de bande de l'impulsion (TBP : *Time - Bandwidth Product*) qui est au mieux égal à $\sim 0,44$ pour des impulsions gaussiennes (voir Équation 21 et Équation 22) et à $\sim 0,315$ pour des impulsions de forme *sech*².

$$\text{Équation 21 : } TBP_{\text{Gaussien}} = \Delta\tau\Delta\nu \geq \frac{2 \ln(2)}{\pi} \approx 0,44$$

$$\text{Équation 22 : } \Delta\tau\Delta\lambda > \frac{2 \ln(2)}{\pi \cdot c} \lambda_c^2$$

Le spectre le plus étroit que nous souhaiterions mesurer serait une impulsion gaussienne avec un minimum de points sur l'oscilloscope. A 80 Géch/s, la largeur à mi-hauteur temporelle serait de 25 ps. Afin de respecter le TBP, la largeur spectrale minimale à mi-hauteur serait de ~ 35 pm. La résolution minimale atteignable serait donc $\sim 17,5$ pm, ce qui correspond à une longueur de FO SMF28 de 41 km. Nous utilisons le système *BraggPulse* proche de cette limite théorique sans en être affecté car la largeur spectrale d'une FBG est typiquement supérieure à 0,1 nm. Notre système *BraggPulse* intègre trois tourets de FO connectables de longueurs 6, 10 et 18 km. Les étendues spectrales possibles et les résolutions correspondantes sont listées dans le Tableau 7 :

Tableau 7 – Configurations possibles du système *BraggPulse* ($\lambda_c = 1560$ nm)

km de FO	Span (nm)	Résolution (pm)
6	95,0	119
10	57,0	71,0
18	31,7	39,6
28	20,4	25,5
34	17,3	21,0

Un seul oscilloscope a l'avantage de pouvoir enregistrer les spectres de trois voire quatre FO avec chacune une ou plusieurs FBG. Dans le système de la Section 5.2, dix oscilloscopes ou cartes d'acquisition étaient nécessaires pour enregistrer toutes les voies et interroger une seule FO.

Pour effectuer le démultiplexage temporel des signaux du *BraggPulse*, il est plus aisé d'enregistrer le signal d'horloge du laser impulsionnel sur l'une des voies de l'oscilloscope. La fréquence de répétition du laser peut également être extraite des autres signaux de mesure sur les premiers instants lorsque les FBG n'ont subies aucun décalage spectral. Cela est cependant délicat avec des signaux de longues durées car la précision nécessaire est de l'ordre d'un pas de temps sur toute la durée du signal. Sur une durée de 100 μ s, la fréquence de répétition du laser (~ 100 MHz) doit être connue avec une exactitude inférieure à ± 15 Hz sinon une dérive temporelle non négligeable apparaîtra sur le spectrogramme et les mesures réalisées. Dans le système présenté dans la Figure 93, une voie de l'oscilloscope est réservée pour l'horloge du laser impulsionnel.

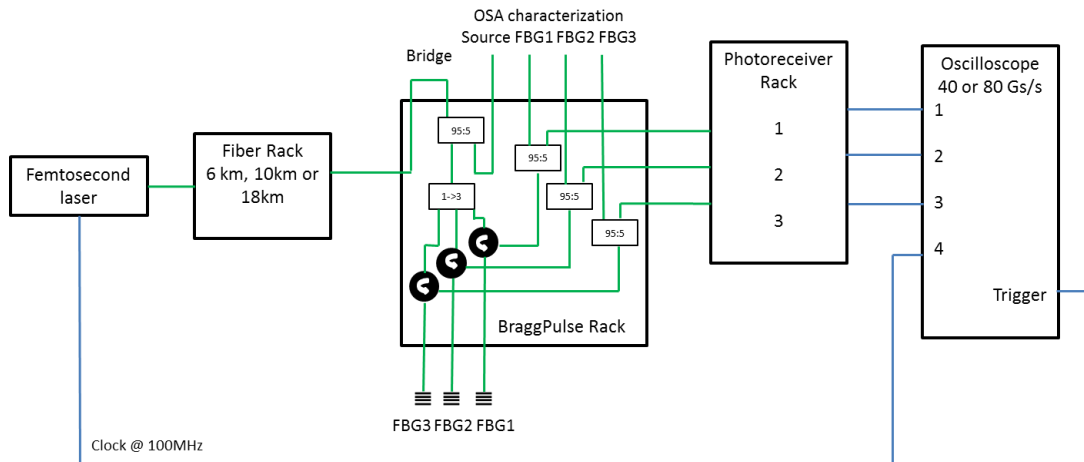


Figure 93 – Schéma de l'interrogateur dynamique de trois FBG (système BraggPulse).

L'ajustage de la conversion LdO -temps a été effectué sur les trois voies du système BraggPulse en même temps. Un filtre optique ajustable est inséré juste après l'étape de dispersion et les FBG sont remplacées par des miroirs fibrés couvrant toutes les LdO. Les spectres optiques de référence sont enregistrés avec un ASO calibré. La comparaison des découpages du spectre de la source dans le cas d'une longueur de FO de 10 km est présentée dans la Figure 94. La forme de la source est respectée et la relation LdO -temps semble très linéaire.

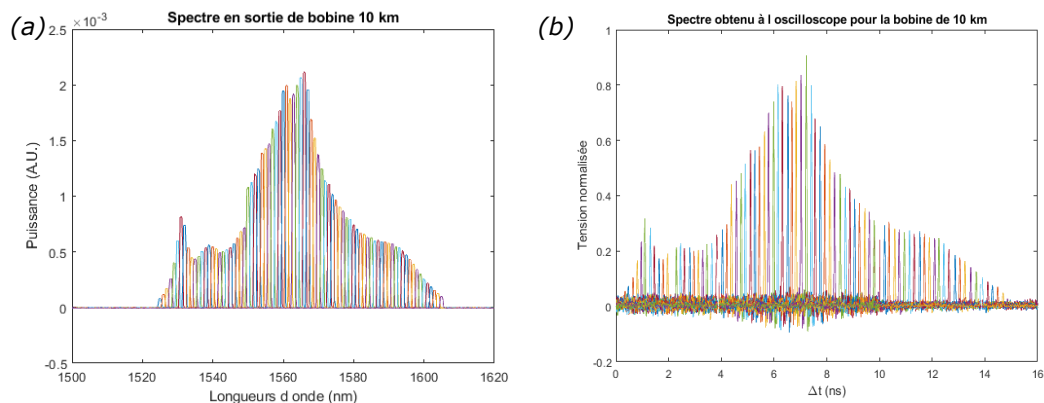


Figure 94 – a) Spectres enregistrés avec un ASO en filtrant la source optique après 10 km de FO. b) Les mêmes spectres qu'en a) convertis dans le domaine temporel sur l'une des voies du système BraggPulse.

Cela est confirmé avec la courbe de correspondance LdO -temps de la Figure 95. Cette dernière est comparée à la théorie et au modèle du constructeur. Les courbes expérimentales obtenues pour les différentes configurations du système BraggPulse sont utilisées durant le traitement du signal pour convertir l'axe de temps (0-10 ns) entre deux impulsions dans le domaine des LdO, comme illustré dans la Figure 92. Un spectre de référence est enregistré juste avant l'essai pour chaque fibre est avec un ASO pour pouvoir recalibrer les spectres en détectant dans le domaine temporel

la position d'un premier pic étroit ou le côté (à mi-hauteur) d'un spectre plus large. En effet, suivant la longueur de fibre optique entre le système *BraggPulse* et le réseau de Bragg, l'axe temporel de la Figure 95 est librement décalé.

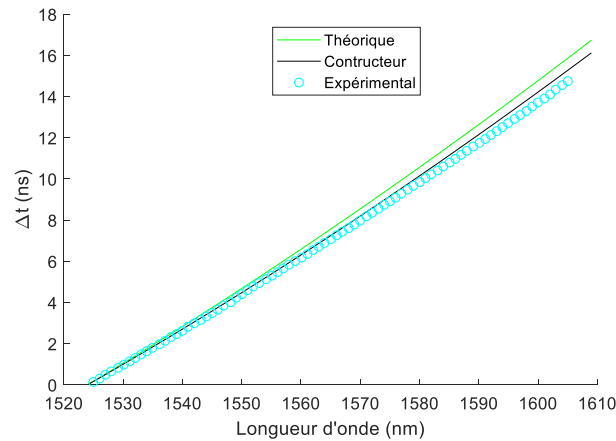


Figure 95 – Comparaison des retards temporels en fonction des LdO du système *BraggPulse* après 10 km de FO par rapport à la théorie et le modèle constructeur.

5.3.1. Mesure de TCD

Lors de mesure de TCD dans une géométrie conique (voir Section 4.6.3), la CFBG n'est pas forcément détruite avant la phase de détonation. Avec un spectromètre dynamique comme le système *BraggPulse*, il est possible d'enregistrer les spectres réfléchis à une très haute cadence et de vérifier que le processus se déroule correctement. En effet, si la fibre n'était pas assez fortement comprimée ou détruite, des composantes spectrales seraient visibles vers les basses LdO ou suivant la largeur de la CFBG superposées au spectre initial. Quelques essais ont pu être réalisés au CEA Gramat mais ce phénomène n'a pas été observé, la CFBG ayant bien été progressivement détruite. Un exemple de spectrogramme est donné en Figure 96. Il s'agissait d'une CFBG de 20 mm comme celle caractérisée par réflectométrie dans la Figure 63 de la Section 4.6.1. Afin d'obtenir le vrai spectrogramme, le signal temporel a été corrigé à chaque coup d'horloge du laser pour prendre en compte le fait qu'entre le début et la fin du réseau de Bragg de 20 mm de longueur, le signal présentait un retard de $\sim 0,2$ ns.

Le spectrogramme est de plus en plus étroit entre 65,8 μ s et 68,9 μ s. Nous pouvons clairement suivre le raccourcissement de la CFBG. La détonation établie est visible au changement de pente à partir de 68,0 μ s. A partir de ce spectrogramme, un diagramme de marche peut être extrait en détectant le contour du spectre et en le convertissant du domaine des LdO au domaine des positions en connaissant le CR. Cela est analogue à la méthode de traitement décrite pour le

système *BraggFast* du Chapitre 4. Le diagramme de marche est obtenu et tracé en Figure 97. Les deux pentes visibles peuvent être ajustées numériquement, nous obtenons entre 65,8 et 68,0 μs une vitesse de choc de (4272 ± 10) m/s et, entre 68,0 et 68,9 μs , une vitesse de détonation établie de (7108 ± 28) m/s. Les incertitudes ($k=2$, loi normale) données sont celles issues de l'ajustement numérique et ne prennent pas en compte l'incertitude sur la valeur du CR (voir Section 4.5).

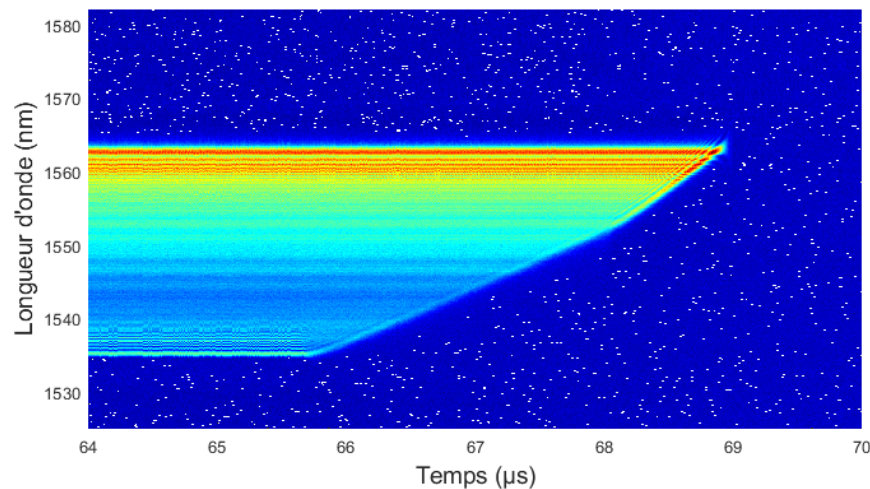


Figure 96 – Spectrogramme d'un essai de TCD

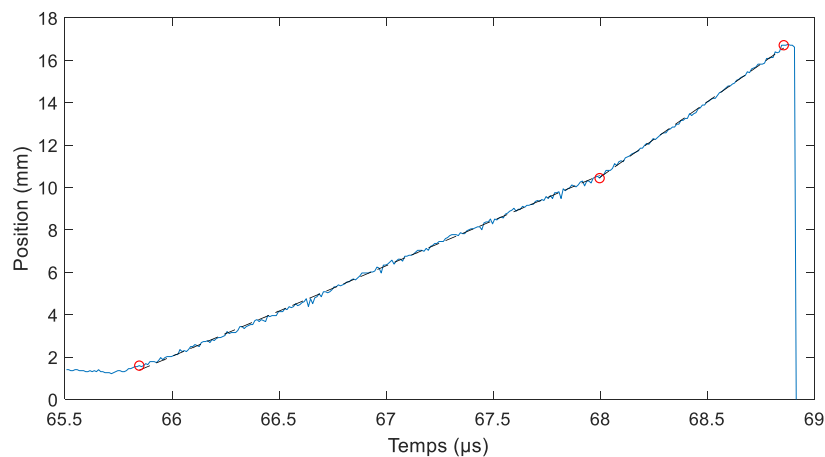


Figure 97 – Diagramme de marche issue du spectrogramme de la Figure 96. La fin du signal à 68,9 μs correspond au moment où la CFBG est entièrement détruite.

5.3.2. Mesure de pression de choc

Le système *BraggPulse* a également été testé sur des expérimentations de pression de choc dans du PMMA [Barbarin 2018]. Une photographie de la configuration expérimentale est présentée en Figure 98 avec deux FBG visibles. L'une est perpendiculaire et la seconde est parallèle au front de choc. Chaque FBG est monochromatique (non chirpé) et le réseau en bout de fibre fait 2 mm de longueur. La FBG parallèle au front de choc (FBG1) est centrée à 1540 nm et celle perpendiculaire au front de choc (FBG2) l'est à 1597 nm. FBG1 est placée à 8 mm du plan d'impact et à 3 mm de l'axe de révolution. Les ordres de grandeur des décalages en LdO et les signes ont été discutés dans la Section 5.1.3.1. Dans cette expérience, afin de minimiser la présence de colle entre la FO et le matériau à étudier, les FBG ont été collées dans un capillaire en silice fondue dont le diamètre extérieur était de 0,55 mm. Cela a facilité également le perçage et des profondeurs de perçage plus importantes dans le matériau deviennent possibles.

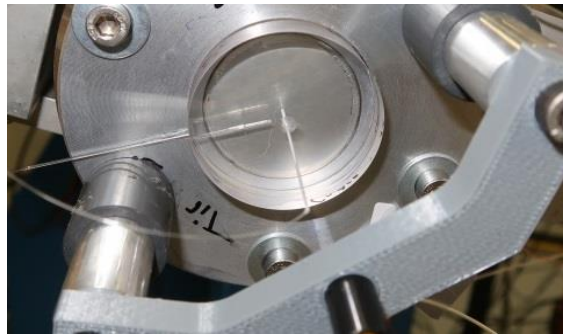


Figure 98 – Configuration expérimentale dans du PMMA avec un réseau de Bragg perpendiculaire (FBG2) et un réseau de Bragg longitudinal (FBG1).

La configuration expérimentale était un impact étain-PMMA. L'impacteur en étain faisait 10 mm d'épaisseur et le PMMA 14 mm. Le diamètre intérieur du tube du lanceur à gaz utilisé (lanceur PYRENE) est de 35 mm. Le niveau de pression attendu dans le PMMA pour un impact à 510 m/s est de 16,9 kbar en étant maintenu durant $\sim 5 \mu\text{s}$ (choc dit « soutenu »). Les niveaux dans les deux FBG ont également été simulés en moyennant les niveaux de pression sur les 2 mm de longueur des réseaux de Bragg. Les profils temporels attendus sont tracés dans la Figure 99. Pour FBG1, un pic à 24 kbar est attendu, puis un plateau à un niveau de 20 kbar durant 4 μs . Pour FBG2, le réseau met $\sim 0,6 \mu\text{s}$ pour être entièrement à un niveau de 21 kbar, puis le niveau décroît légèrement jusqu'à 18 kbar. Cette durée est liée à la longueur du réseau et à la présence d'un précurseur [Jacquesson 1964].

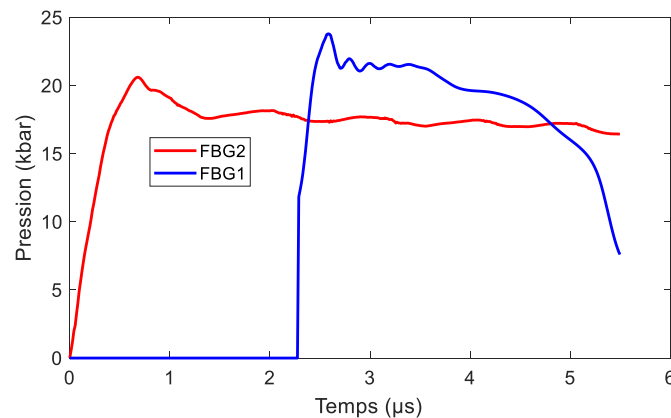


Figure 99 – Simulations hydrodynamiques des niveaux de pression en fonction du temps pour les deux orientations des FBG pour un choc dans du PMMA généré avec un impacteur en étain à 510 m/s.

Les signaux expérimentaux ont été démultiplexés du domaine temporel au domaine spectral et les deux spectrogrammes de la Figure 100 ont été obtenus. FBG1 étant placé à 8 mm du plan d'impact, le décalage en LdO a lieu 2,4 μs plus tard. Un décalage maximum de +12,9 nm est observé ce qui est en accord avec nos simulations hydrodynamiques. Puis le décalage en LdO moyen entre 374,7 μs et 375,0 μs est de 8,0 nm ce qui correspond à un facteur linéaire de +0,47 nm/kbar (avec une cible en PMMA). Cette valeur est deux fois plus faible que celle publiée dans [Ravid 2014]. Le choc est maintenu seulement de 0,4 μs , ce qui correspondrait au temps de parcours du front de choc dans le capillaire et la fibre (diamètre 0,55 mm). Une simulation 3D est nécessaire pour mieux comprendre les possibles allers-retours du choc dans la FBG et le capillaire.

Le décalage de LdO de FBG2 fut plus important que prévu et est supérieur à l'étendue spectrale du spectromètre (-31,6 nm pour 18 km de FO). Le spectre a donc dû être « déroulé » pour être interprété (Figure 100 b)). Le décalage spectral est de l'ordre de -45,0 nm au niveau du premier pic. Le décalage moyen du plateau entre 373,6 et 375,0 μs est de -40,1 nm. Le coefficient linéaire est de -2,4 nm/kbar (cible PMMA). Cela est 1,7 fois plus élevé que le coefficient rapporté par [Ravid 2014], mais nos valeurs ont depuis été reproduites dans des expériences complémentaires. Le choc est bien maintenu durant 4,5 μs avec une légère décroissance. Le temps pour que le décalage en LdO soit complet pour le réseau de 2 mm est bien de 0,6 μs comme dans la simulation (entre 0 et 0,6 μs).

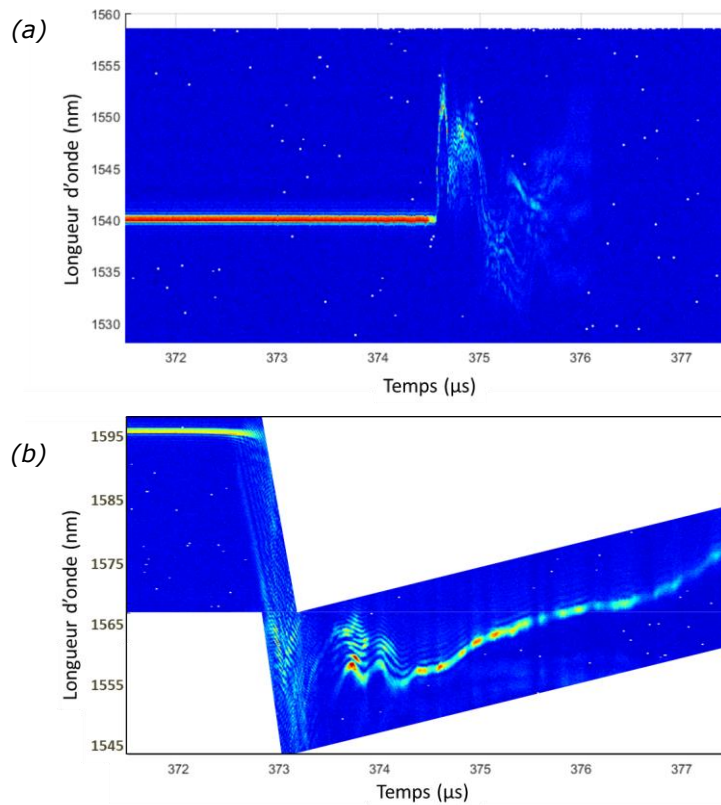


Figure 100 – Spectrogrammes 3D (temps, LdO, intensité (en couleurs)) pour un choc avec un impacteur en étain sur du PMMA à 510 m/s. a) FBG1 parallèle au front de choc b) FBG2 perpendiculaire au front de choc. Ce spectrogramme a dû être « déroulé » car l'ouverture spectrale n'était pas assez importante.

Suite à ces premiers résultats expérimentaux obtenus au CEA Gramat, le système *BraggPulse* a été validé et a remplacé finalement le spectromètre AWG moins résolu et plus fastidieux à mettre en œuvre. Le traitement du signal lié au système *BraggPulse* est en cours d'optimisation afin d'être automatisé à partir des choix de réglages sur le système et des spectres de référence. Pour son application à la mesure de pression de choc, le point dur reste l'intégration de la FO dans les cibles et la calibration du décalage en longueur d'onde en fonction de la pression. Une démarche semblable à celle effectuée pour les cibles en aluminium dans la Section 5.1.3.4 sera effectuée pour les cibles en PMMA. Nous espérons pouvoir générer des courbes de calibration à partir de nos modèles utilisés dans nos simulations hydrodynamiques.

5.3.3. Mesure de déformations

Le décalage en LdO d'une FBG en fonction d'une déformation est parfaitement linéaire et bien connu de la communauté et des laboratoires qui développent des CFBG. L'équation et le coefficient (1,21 pm/ μ déf) ont été

présentés dans la Section 5.1.2. Le système *BraggPulse* a été employé pour mesurer des déformations à des fréquences d'acquisition inégales. La très bonne résolution du système permet également d'effectuer des mesures multi-points par multiplexage en longueur d'onde.

Dans le cadre du projet ANR ASTRID BLAST 2016-2019 et du doctorat de Thibaut Paccou [Paccou 2018], le comportement de structures composites soumises à des sollicitations extrêmes d'origine accidentelles, malveillantes ou militaires a été étudié. L'une des tâches du projet était de simuler et de mesurer l'effet d'une onde de choc et de souffle sur une structure en composite disposant de singularités représentatives d'un élément de fuselage d'un avion. Pour cela, un évaluateur technologique, de taille intermédiaire entre un échantillon de laboratoire et une structure à l'échelle 1, a été conçu. Cet évaluateur a été instrumenté avec des fibres comportant chacune trois réseaux de Bragg. Ces FBG ont également permis de suivre à cœur le processus de fabrication de la pièce en composite dans les étuves de l'Institut Clément Ader (ICA) de Toulouse. Cette première série de mesures a été réalisée à quelques Hz avec un système d'acquisition commercial (Micron Optics si720). Ensuite, la sollicitation dynamique a été mesurée avec le système *BraggPulse* au CEA Gramat à une fréquence de 100 MHz. Les résultats des déformations mesurées sont en bon accord avec nos simulations réalisées sur les outils de calculs Abaqus et Ouranos. Ces résultats sont cependant sous embargo jusqu'en 2023 et n'illustreront donc pas ce mémoire.

Nous avons pu effectuer d'autres expérimentations en dynamique au CEA Gramat sur des tubes métalliques [Barbarin 2019]. Les déformations attendues étaient de l'ordre de 2000 $\mu\text{déf}$, nous avons donc pu multiplexer huit réseaux par FO. Les huit réseaux avaient une longueur de 2 mm et étaient espacés de 25 mm. Dans le domaine spectral, les LdO étaient espacées de 5 nm entre 1535 et 1570 nm. Quatre FO ont été commandées et livrées avec un gainage en polyamide et ont été collées à température ambiante sur les édifices. L'un de ces édifices était un tube métallique d'environ 180 mm de diamètre et 660 mm de hauteur. Le but de l'essai était de mesurer en de multiples points les déformations d'un cylindre soumis à une charge asymétrique avec n bandes d'explosifs individuellement atténuées par un matériau absorbant (*buffer*). Un schéma équivalent mais dans le cas d'un anneau est présenté dans la Figure 101. Le tube (ou l'anneau) est suspendu par des câbles pour être libre de ces mouvements comme un pendule afin de pouvoir quantifier la charge mécanique reçue. La première FO (avec 8 FBG) a été collée horizontalement sur la partie haute et à l'intérieur du cylindre. Cela se trouvait juste de l'autre côté des bandes d'explosifs et des détonateurs. La seconde FO a été centrée verticalement à l'extérieur de la face sans explosif. La troisième a été collée

horizontalement en bas du cylindre également du côté sans bandes d'explosifs. Les mesures de la troisième FO ont été doublées avec une quatrième FO mais cette dernière a été raccordée à un interrogateur du commerce (IBSEN Photonics) dont la fréquence d'acquisition est de 19 kHz. Enfin, 26 jauges électriques Vishay équipaient également le cylindre. Leur fréquence d'acquisition était de 1 MHz mais un filtre passe-bas à 100 kHz était activé dans les conditionneurs. Il faut noter que ces 26 jauges nécessitent la présence de 52 câbles électriques. Le système *BraggPulse* a pu fournir, avec seulement trois FO, 24 points de mesure durant 640 μ s à une fréquence d'acquisition de 100 MHz. Le spectrogramme de la deuxième FO, pour laquelle les huit signaux principaux ont été détectés, est présenté dans la Figure 102.

La première courbe correspondant à FBG1 à 1535 nm est correcte mais les sept autres doivent être individuellement corrigées. En effet, dans le cas de l'utilisation de plusieurs réseaux de Bragg en série (ou d'un réseau de Bragg très long), le signal doit être corrigé dans le domaine temporel pour compenser le temps de parcours aller et retour à partir du point sur la fibre correspondant à la composante spectrale de référence. Le réseau numéro 8 est 175 mm plus loin que le réseau numéro 1 qui est la référence choisie. Le temps aller-retour entre ces deux réseaux est de 1,71 ns et cela est loin d'être négligeable par rapport à la période de répétition de 10 ns du laser impulsif. Cela est facilement corrigé par traitement du signal à partir du spectre initial ou à partir d'une mesure de réflectométrie optique de la fibre.

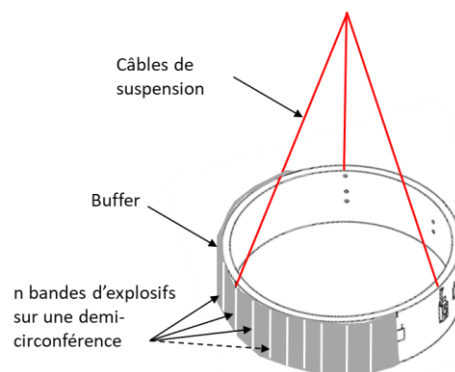


Figure 101 – Schéma d'un anneau soumis à une sollicitation asymétrique par « n » bandes d'explosifs atténuées par des buffers.

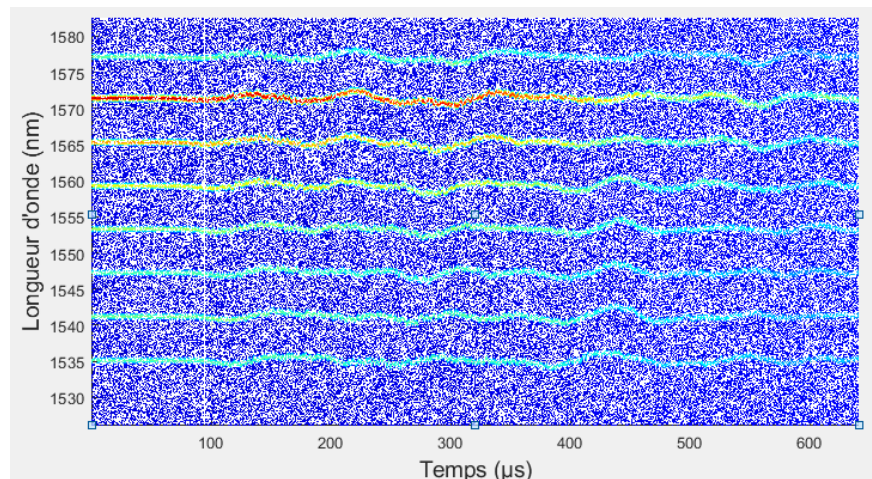


Figure 102 – Spectrogramme de la seconde FO non corrigé en LdO mais avec la détection des huit signaux principaux.

Certaines des 24 FBG sont positionnées très proches des jauges électriques et les mesures peuvent être directement comparées. Deux exemples de comparaison sont présentés dans la Figure 103.

La Figure 103 a) compare deux mesures dans la partie haute et à l'intérieur du cylindre. Le signal de la jauge électrique présente un pic provenant très certainement des perturbations électromagnétiques émises par les détonateurs qui sont déclenchés par une impulsion haute tension. La FBG redémontre qu'elle n'est pas sensible à ce type de perturbation. Le comportement des deux capteurs est très proche en amplitude et en fréquence. Sur les 50 premières μs , la FBG peut détecter des déformations à des fréquences élevées. Ces fréquences sont malheureusement filtrées par le conditionneur de la jauge électrique dont la bande passante est limitée (100 kHz).

La Figure 103 b) compare deux jauges électriques proches d'un réseau de Bragg au milieu de la fibre verticale. Ces jauges, étant plus éloignées des détonateurs, elles ne sont pas perturbées électromagnétiquement et les fréquences des déformations sont plus faibles. Les signaux des deux types de jauges sont de nouveau proches en amplitude et en fréquence. La différence sur les épaisseurs des traces des signaux est liée aux trois ordres de grandeur de différence entre les fréquences d'échantillonnage du système *BraggPulse* et des jauges électriques. Les signaux de la quatrième FO enregistrés à 19 kHz sont pratiquement identiques à ceux des jauges électriques.

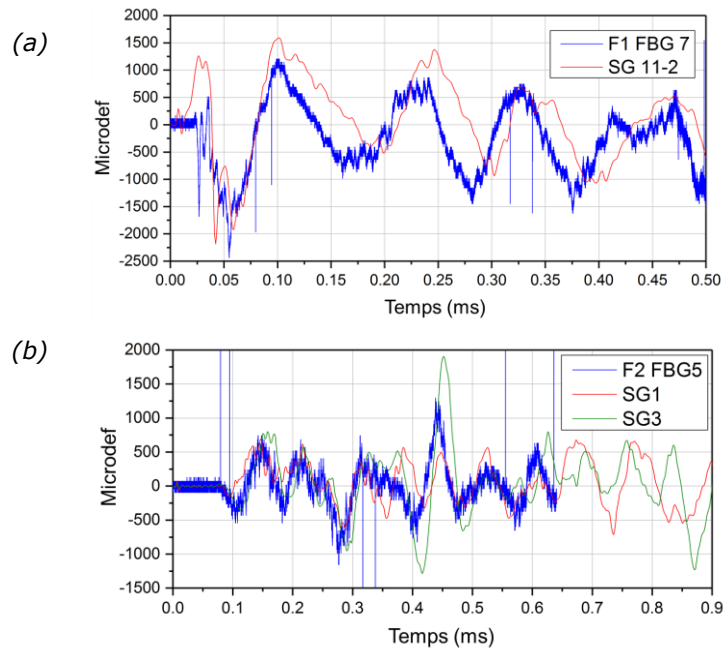


Figure 103 – Déformations en μdef mesurées a) FBG7 de la FO1 comparée à une jauge électrique proche b) FBG5 de la FO2 comparée à deux jauges électriques proches.

5.4. CONCLUSION ET PERSPECTIVES DES SPECTROMETRES DYNAMIQUES

Les spectromètres dynamiques développés comme interrogateur de FBG ont permis d'effectuer des mesures de pression de choc au cœur de matériaux inertes ou énergétiques à une fréquence supérieure à 100 MHz et des mesures de déformations à une fréquence supérieure à 10 MHz. Le Tableau 8 résume les propriétés des spectromètres dynamiques utilisés.

Tableau 8 – Propriétés des spectromètres dynamiques utilisés.

Spectromètres dynamiques	IBSEN (commercial)	Czerny-Turner avec une barrette Hamamatsu	AWG	BraggPulse
Bande passante	19 kHz	100 MHz	400 MHz	100 MHz
Nombre de points par spectre	512	16	40	800
Résolution	0,01 nm	6 nm	0,8 nm	0,1 nm
Nombre de FO mesurées	1	1	1	3
Nombre de numériseurs nécessaires	X	16	40	4
Fréquence d'acquisition des numériseurs	X	250 Méch/s	1,5 Géch/s	80 Géch/s

En quelques années, le système *BraggPulse*, un spectromètre opérationnel sur site d'essais, a été conçu avec une très bonne résolution spectrale et trois voies de mesures. Les spectrogrammes sont obtenus mais la conversion entre un décalage spectral et un niveau de pression reste à généraliser quel que soit le matériau à étudier. Le traitement d'un spectrogramme pour une mesure de déformations est quant à lui beaucoup plus simple car la conversion est linéaire. Plusieurs démonstrations avec huit FBG par fibre ont été réalisées à 100 MHz. Le système *BraggPulse* s'avère être même trop rapide pour ce type de mesures et la durée maximale du signal enregistrable un peu trop courte (exemple : 640 μ s pour 200 millions de points de mémoire sur l'oscilloscope). Nous développons en parallèle des systèmes dans lesquels la mesure du décalage en longueur d'onde de Bragg est réalisée par un filtre dont la réponse augmente en amplitude avec la longueur d'onde [Kim 2001]. Un premier système pour deux FBG a été réalisé par le CEA Saclay [Magne 2018-2] et permet d'effectuer deux mesures de déformations sur une plage de [-10 000, 10 000] μ m à 10 MHz. A cette fréquence, la mémoire des oscilloscopes est largement suffisante pour acquérir des signaux au-delà de la dizaine de ms. Pour autant, le système *BraggPulse* sera toujours utilisé pour effectuer des mesures de déformations avec multiplexage en longueur d'onde et les mesures de pression de choc pour lesquelles la bande passante de 100 MHz est essentielle. Pour cette dernière application, la fibre en silice est limitée à un niveau de pression de choc de \sim 60 kbar. Une autre perspective est de remplacer le matériau par un autre afin de tripler la plage de mesure. Ceci est décrit dans la Section 6.3.

L'architecture du spectromètre dynamique AWG n'a pas été gardée pour la mesure de spectres de réseaux de Bragg mais un système similaire a été dimensionné pour une application de spectrométrie rapide afin de mieux analyser l'évolution rapide des produits de combustion entre 650 et 1100 nm [Dabos 2019]. L'un des challenges est la réalisation de l'AWG pour cette gamme de longueur d'onde.

CHAPITRE 6 : CONCLUSION ET PERSPECTIVES DE RECHERCHE

6.1. CONCLUSION GENERALE

Ce mémoire regroupe les principales activités de recherche en photonique que j'ai menées de 2007 à 2011 à l'ETHZ et de 2013 à 2020 au CEA Gramat. Entre ces deux périodes, mes activités à Imec étaient purement en microélectronique et ne sont pas abordées dans ce mémoire. L'évolution de mes domaines de recherche, leurs imbrications et ma production scientifique ont fait l'objet du premier Chapitre.

Tout d'abord, j'ai mené principalement deux projets lorsque j'étais en poste à l'ETHZ. Le premier projet de recherche EP-VECSEL, un laser à cavité verticale étendue à émission par la surface à pompage électrique, a été présenté en détail dans le Chapitre 2. Ce laser a été conçu entièrement et dans le but de pouvoir générer de brèves impulsions (quelques picosecondes). Les deux principaux défis pour ce type de laser ont été relevés. Il s'agissait de parvenir à alimenter électriquement et uniformément la large surface du laser et de réaliser, par épitaxie à jet moléculaire, le *wafers* contenant plus de 400 couches de semi-conducteurs. La démonstration finale avec un verrouillage de mode de l'un de nos designs a été démontrée en 2013 par l'un de mes doctorants [Pallmann 2013]. Ce développement ne semble plus être une priorité à l'ETHZ bien que les performances obtenues pourraient encore être améliorées. De mon point de vue, les perspectives seraient d'intégrer l'élément de verrouillage des modes, le SESAM, comme dans le projet présenté au Chapitre 3 pour la version à pompage optique (OP-MIXSEL), et d'améliorer la dissipation thermique avec les matériaux disponibles actuellement. Il faut noter que les applications identifiées à l'époque ne sont plus d'actualité à ce jour. En effet, la génération d'horloges optiques pour les microprocesseurs multi-cœurs utilise les technologies de la photonique sur silicium [Heck 2013] et les projecteurs laser des diodes laser à base de nitrure de gallium [DenBaars 2013].

Le second projet à l'ETHZ consistait à intégrer monolithiquement un SESAM à boîtes quantiques optimisées dans une structure VECSEL à pompage optique afin d'obtenir une nouvelle version du laser MIXSEL. Le nouveau design et la nouvelle version des boîtes quantiques ont permis d'augmenter la plage de fonctionnement, d'optimiser la dissipation thermique et enfin une démonstration à 6,4 W de puissance moyenne a été réalisée en 2010 avec une parfaite qualité de faisceau. Ce MIXSEL semble toujours détenir le record en puissance moyenne pour un laser impulsif en semi-conducteurs. Les développements qui ont suivis après mon départ du groupe en 2010 ont consisté à obtenir des impulsions de plus en plus brèves et des fréquences de répétition de plus en plus élevées. Au

regard du laser en lui-même, le projet semble avoir abouti. Les possibles suites au MIXSEL seraient des démonstrations à d'autres longueurs d'onde (LdO) et leur utilisation dans des systèmes innovants et compacts.

Les Chapitres 4 et 5 de ce mémoire couvrent le développement de systèmes à réseaux de Bragg au CEA Gramat depuis 2013. Etant toujours en poste, ces thématiques de recherche vont se poursuivre et s'élargir. Le système de mesure de vitesse de détonation décrit au Chapitre 4, le *BraggFast*, est opérationnel. La principale perspective pour ce système vise à améliorer la sensibilité de la mesure aux basses pressions, notamment pour des essais de transition-choc-détonation. La solution récemment lancée est détaillée dans la Section 6.2 suivante et porte sur l'emploi de fibres optiques à réseau de Bragg en polymères. Le spectromètre dynamique *BraggPulse* détaillé au Chapitre 5 est opérationnel pour les mesures de déformations avec multiplexage en LdO. La conversion entre les décalages des LdO et les niveaux de déformations est la même que pour les systèmes à basses fréquences d'acquisition. Concernant l'application de mesure dynamique de pression de choc, les courbes d'ajustage pour différentes cibles doivent être complétées en s'appuyant sur des simulations hydrodynamiques. L'une des perspectives du spectromètre *BraggPulse* est décrite dans la Section 6.3. L'objectif est de disposer de réseaux de Bragg en saphir pour pouvoir mesurer des niveaux de pression de choc à cœur plus élevés qu'avec les fibres en silice. Un projet transverse au sein du CEA vient de démarrer sur ce sujet (projet PTC-ID SAPHIR).

Les perspectives de recherche suivantes au CEA Gramat ne sont plus en lien avec les réseaux de Bragg. Elles visent à améliorer dans des cas particuliers la mesure laser de vitesse à une interface par effet Doppler-Fizeau [Doppler 1842] [Fizeau 1851] : la vélocimétrie hétérodyne. La première innovation proposée est un système multi-longueurs d'onde (MLdO) afin de contrer de possibles problèmes de diaphonie lorsque la densité de points de mesure augmente (Section 6.3). La deuxième innovation est l'emploi de fibres multimodes et d'un convertisseur de modes afin de capter le signal Doppler sur un angle élargi (Section 6.5). Le but est de pouvoir assurer des mesures sur des surfaces moins coopératives sans nécessairement augmenter la puissance laser. Enfin la dernière perspective abordée est un système hybride entre un système de vélocimétrie hétérodyne et un interféromètre Radio-Fréquence [Rougier 2018] à une LdO peu commune dans ce domaine et se situant autour de 10 μm (Section 6.6). A cette LdO, beaucoup de matériaux énergétiques sont suffisamment « transparents » pour être sondés par un fin faisceau laser. Les résolutions spatiale et temporelle seraient grandement améliorées par rapport un interféromètre Radio-Fréquence.

6.2. VITESSE DE DETONATION A CŒUR AVEC UNE FIBRE OPTIQUE A RESEAU DE BRAGG EN POLYMERE

Le Chapitre 4 présente un système pour mesurer le diagramme de marche d'une onde de choc ou de détonation utilisant une fibre optique à réseau de Bragg à pas variable (CFBG). Différentes configurations expérimentales ont été présentées notamment la TCD dans une géométrie conique (Section 4.6.3). Durant les quelques μs avant la phase de détonation, le niveau de pression dans le matériau énergétique (ME) peut ne pas être très élevé et cela est insuffisant pour détruire la fibre en silice. Le système *BraggFast* n'est pas sensible aux basses pressions de choc (20 - 50 kbar). La perspective pour améliorer le système est de développer des CFBG dans un matériau moins robuste. Le choix investigué se porte sur des fibres en polymère (POF – *Polymer Optical Fiber*) qui ont un module de Young au moins deux fois plus faible que celui de la silice fondue. Ce type de fibre optique a déjà été utilisé par le passé pour mesurer un diagramme de marche mais avec une série de trous dans la fibre [Prinse 2001]. En France, ce capteur est nommé une « fibre percée ». La fibre multimode en PMMA fait typiquement 1 mm de diamètre et des trous de 0,2 mm sont régulièrement percés sur quelques cm. Il s'agit d'un capteur passif. Lorsque le choc arrive sur un trou, l'air est ionisé, un pic de lumière visible est produit et une partie est guidée par la fibre jusqu'à un système de détection. L'écartement entre les trous détermine la résolution spatiale qui est typiquement millimétrique et équivalente à celle obtenue par des AdC.

Les POF se sont développées pour des réseaux de télécommunication à courte distance (<100 m) à des LdO autour de 650 ou 850 nm. Leur coût est du même ordre de grandeur que les fibres optiques en silice multimodes mais leur mise en œuvre est beaucoup moins contraignante. Les nouvelles POF sont à gradient d'indice et leur cœur peut être réduit à un diamètre de 50 μm notamment depuis l'émergence des fibres CYTOP™ en poly(PerFluoro-ButenylVinylEther). Depuis peu, quelques laboratoires développent des FBG monochromatiques sur des fibres CYTOP bien que multimode mais également sur des POF monomodes grâce à une microstructuration de la fibre [Broadway 2019]. La réalisation de CFBG en polymère semble donc possible afin de disposer d'un système *BraggFast* plus sensible. Ce projet vient de débiter au CEA Gramat avec deux startups européennes pour l'approvisionnement de prototypes de CFBG sur des fibres CYTOP et des fibres microstructurées.

6.3. MESURE DE PRESSION DE CHOC A CŒUR AVEC UNE FIBRE OPTIQUE A RESEAU DE BRAGG EN SAPHIR

Le Chapitre 5 présente le développement de deux spectromètres dynamiques pour notamment mesurer des niveaux de pression de choc avec une FBG en silice. Le système de mesure retenu est le *BraggPulse* pour sa très bonne résolution spectrale et son étage de détection simplifié. L'intégration de la fibre dans les cibles reste à optimiser mais la fibre optique en silice reste, dans tous les cas, limitée à un niveau de pression maximal liée à une limite élastique d'Hugoniot autour de 60 kbar. Dans une expérimentation de TCD, le niveau de pression évolue typiquement entre 50 et 150 kbar avant la phase de détonation. Une fibre dans un matériau plus robuste est donc nécessaire pour couvrir la gamme de pression de cette application. Les matériaux transparents bien connus dans la physique des chocs sont le fluorure de lithium (LiF) et l'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) dans sa forme cristalline (scalénoèdre - ditrigonal) bien plus connue sous le nom de saphir. La limite élastique d'Hugoniot du LiF n'est pas suffisante mais celle du saphir se trouve autour de 190 kbar.

Des fibres optiques en LiF ont été caractérisées optiquement et mécaniquement [Alshourbagy 2006] mais à notre connaissance aucune FBG en LiF n'a été créée. Par contre des réseaux de Bragg ont déjà été élaborés à la surface d'une plaque de LiF [Bonfigli 2009].

Depuis quelques années, des FBG en saphir sont en cours de développement dans différents laboratoires [Yang 2018] pour principalement des applications de mesure de températures extrêmes approchant les 2000 °C. Nous avons remporté en 2020 un projet transverse (PTC-ID SAPHIR) entre le centres CEA de Saclay, Cadarache et Gramat afin de développer une FBG en saphir qui réponde à nos besoins de mesure de très haute pression en dynamique (Gramat) et de mesure de température extrême en quasi-statique (Cadarache). Le CEA Gramat est le coordinateur de ce projet. Les réseaux de Bragg seront gravés avec un laser femtoseconde sur un banc dédié à Saclay par un post-doctorant financé par ce projet.

6.4. VELOCIMETRIE HETERODYNE MULTI-LONGUEURS D'ONDE

Ce paragraphe et les deux suivants ne s'intéressent pas aux réseaux de Bragg mais visent à améliorer dans des cas particuliers les mesures de vitesse d'une interface par effet Doppler-Fizeau [Doppler 1842] [Fizeau 1851] : la vélocimétrie hétérodyne (VH). Le CEA développe et utilise depuis les années 1970 [Barker 1972] des vélocimètres qui se sont grandement simplifiés depuis l'arrivée des fibres optiques télécoms [Mercier 2006] [Chanal 2009]. L'interface visée pour le CEA est le plus souvent une onde de choc ou de détonation initiée dans un lanceur à gaz ou à poudre. La mesure est directe si le matériau est transparent mais cela est rarement le cas. Le plus souvent, l'expérience consiste à analyser la vitesse du choc débouchant du matériau d'étude opaque dans un matériau transparent à son contact. Ce matériau, appelé « matériau fenêtre », est adapté suivant l'expérimentation à l'impédance du matériau cible et peut être en PMMA, LiF ou encore en saphir. Un autre type de caractérisation communément réalisé au CEA Gramat consiste à appliquer au matériau une rampe de pression avec un générateur électrique [Lefrançois 2011]. Avec cette mesure, une analyse Lagrangienne permet de remonter à l'évolution du chemin thermodynamique du matériau [Zinszner 2014]. Le comportement multidimensionnel de certains matériaux, comme les matériaux composites, demande une augmentation de la densité des points de mesure de vitesse sur la cible. Une ligne de collimateurs fibrés comme celle présentée sur la Figure 104. Une telle densification peut cependant conduire à des problèmes de diaphonie optique entre les collimateurs voisins surtout si le matériau cible diffuse fortement les faisceaux lasers.

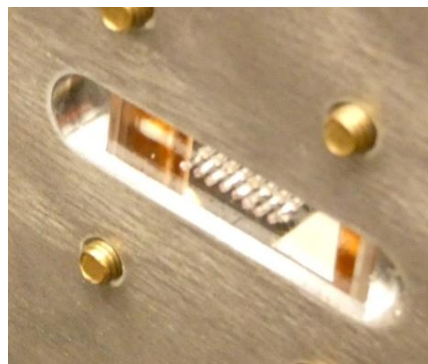


Figure 104 Photographie d'une ligne de 8 collimateurs espacés chacun de 1 mm.

La solution proposée et étudiée afin de contrer les éventuels problèmes de diaphonie est un système de vélocimétrie multi-longueurs d'onde (MLdO). Si chaque collimateur possède sa propre LdO et que, dans le domaine fréquentiel, ces LdO sont suffisamment espacées par rapport aux fréquences Doppler, le problème

de diaphonie peut être ainsi résolu. Le système de vélocimétrie MLdO actuellement développé est schématisé sur la Figure 105 et possède 16 voies de mesure. Les LdO sont générés individuellement par des lasers télécoms accordables qui sont regroupés dans un rack.

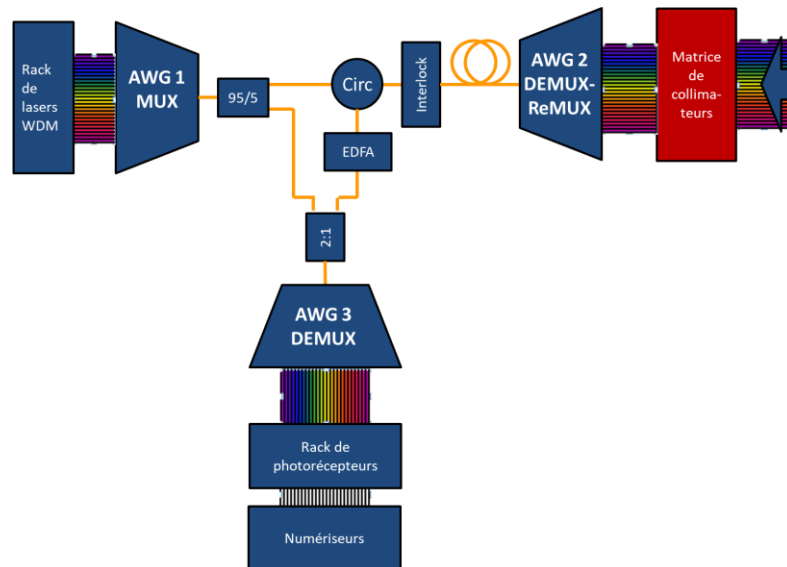


Figure 105 – Schéma du système VH MLdO.

Grâce à l'emploi de multiplexeurs-démultiplexeurs télécoms nommés AWGs [Barbarin 2004], toutes les LdO circulent dans les principaux composants de l'interféromètre que sont les deux coupleurs, le circulateur et la fibre déportant le système de l'expérience. Les canaux des AWGs sont espacés de 100 GHz, soit dix fois la fréquence Doppler maximale attendue. Les lasers télécoms sont moins puissants (~ 30 mW) que les lasers fibrés habituellement utilisés mais un amplificateur optique fibré (EDFA) est utilisé pour « booster » les 16 signaux Doppler et également compenser les pertes optiques des trois AWGs. Une fois les LdO combinées dans la fibre de déport, le système devient un système laser de classe 4 et un interlock doit être ajouté. Un premier système sera testé en 2021 sur notre générateur de rampe de pression. L'utilisation du multiplexage optique pour viser simultanément plusieurs points sans diaphonie avec des lasers fait l'objet d'un brevet (N° FR3098603 du 15/01/2021).

6.5. VELOCIMETRIE HETERODYNE AVEC DES FIBRES MULTIMODES

Depuis la généralisation des systèmes fibrés VH [Mercier 2006] en lieu et place des anciens systèmes VISAR (*Velocity Interferometer System for Any Reflector*) [Barker 1972], les fibres optiques multimodes (MM - *MultiMode*) sont de moins en moins utilisées. En effet, les composants standards télécoms en fibres monomodes (SM - *SingleMode*) de 9 μm de cœur comme les coupleurs et les circulateurs se sont avérés plus performants et les têtes optiques fibrées offrent, quant à elles, des critères de performances recherchés sur les techniques VH comme des angles de divergence et des diamètres de faisceaux plus faibles. Néanmoins, l'usage de fibres MM aux diamètres de cœur de 50, 62,5, ou 100 μm reste malgré tout intéressant à étudier car cela permettrait de limiter la puissance optique par voie de mesure et de collecter davantage de flux optique de rétrodiffusion. Ce dernier paramètre est bénéfique pour sonder efficacement la variation de vitesse de surfaces complexes, diffusantes et/ou opaques comme celles des matériaux composites. Un verrou technologique bloque cependant le développement de systèmes VH à fibres entièrement MM. En effet la dispersion des modes dans une fibre MM réduit le contraste des interférences Doppler [Strand 2014]. La solution mise en perspective consiste à utiliser un système, précisément assemblé avec des optiques miniatures sur une dalle de verre, intégrant une fibre MM en sortie pour la visée VH, et deuxièmement, de faire interférer le bras de référence issue d'une fibre SM avec le signal de rétrodiffusion Doppler multimode dans une cellule holographique adaptative à cristaux liquides [Peigne 2015]. Cette cellule met en phase, à l'ordre 1 de diffraction, les nombreux modes (> 200) du signal Doppler. Le premier prototype convertit efficacement les modes sur une durée limitée à ~ 300 ms, ce qui est suffisant pour la majorité des essais de détonique ou de compression isentropique [Lefrançois 2011]. Des premiers essais réalisés à faibles vitesses en 2019 sur un banc de caractérisation ont démontré le bon fonctionnement du système pour l'application VH. Un projet national DGA RAPID 2022-2024 est en discussion afin de mettre à niveau le convertisseur de modes pour répondre aux besoins futurs de deux des partenaires (THALES et CEA).

6.6. VELOCIMETRIE HETERODYNE MOYEN INFRAROUGE AU CŒUR DES MATERIAUX

La mesure de vitesse de choc par effet Doppler se fait actuellement dans le visible (~ 530 nm) ou aux LdO télécoms (~ 1550 nm) au travers de matériaux transparents avec des vélocimètres VHs [Mercier 2006], ou encore au travers de matériaux radio-transparents avec des systèmes radio-interférométriques (RIFs) [Rougier 2018] dont les fréquences d'émission varient entre 10 et 100 GHz. Les systèmes VHs ont de très bonnes résolutions temporelle et spatiale mais les mesures à cœur sont fortement limitées car peu de matériaux sont transparents optiquement, notamment les matériaux énergétiques (MEs). La mesure est facilement déportée avec des fibres optiques avec très peu de pertes optiques. En comparaison, les systèmes RIFs pénètrent un grand nombre de matériaux, sauf les métaux, mais la résolution spatiale est fortement limitée par la LdO importante (> 3 mm à 100 GHz), ce qui conduit à une taille de faisceau d'environ 20 mm de diamètre. La résolution temporelle est également limitée avec peu de franges d'interférences durant la courte période que dure un choc (1 à 10 μ s). La mesure déportée est possible mais limitée à quelques mètres (~ 5 m) car le guide d'ondes souple en téflon apporte beaucoup de pertes diélectriques. La perspective proposée est de garder les avantages de ces deux techniques en exploitant la bande du moyen infrarouge à une fréquence autour de 30 THz correspondant à une LdO de 10 μ m. Le Tableau 9 compare, suivant cinq critères, les caractéristiques des systèmes pour trois LdO et montre qu'un interféromètre à 10 μ m validerait tous ces critères.

Tableau 9 – Comparaison suivant cinq critères des trois techniques de vélocimétrie par effet Doppler.

	VH ($\lambda = 1550$ nm)	RIF ($\lambda = 3,3$ mm)	Interféromètre proposé ($\lambda = 10$ μ m)
Transparence des cibles	non	oui	oui
Résolution spatiale (taille de faisceau collimaté)	~ 15 μ m	~ 33 mm	$\sim 0,1$ mm
Nombre de franges sur 10 μ s à 8000 m/s	103 000	50	16 000
Pertes du guide d'onde de déport	0,2 dB/km	10 dB/m	1 dB/m
Bande passante nécessaire pour 8000 m/s	10 GHz	5 MHz	1,6 GHz

A 10 μm (ou 30 THz), beaucoup de matériaux dont les matériaux explosifs sont suffisamment transparents (HMX, RDX, TNT, ...). A cette LdO, la fréquence Doppler d'un choc ou d'une détonation à 8000 m/s est de l'ordre de 1,6 GHz, ce qui est facilement enregistrable par des numériseurs. La source laser à faible largeur de raie envisagée serait une source lasers QCL (*Quantum Cascade Laser*) ou ICL (*Interband Cascade Laser*). Le transport du signal serait effectué par une fibre optique monomode fonctionnant à cette LdO. Cela peut être une fibre micro-structurée dans un verre de chalcogénure formé à partir d'éléments tels que le sélénium et le tellure. Le verre de composition $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$, communément appelé TAS, semble très indiqué [Houizot 2007]. La détection du battement du signal Doppler semble possible dans la bande passante requise (< 2 GHz). A cette LdO, les résolutions spatiale et temporelle seraient 5 à 10 fois inférieures au système VH mais 300 à 1000 fois supérieures au système RIF tout en pouvant sonder au cœur un grand nombre de matériaux. Une collaboration est en train de se mettre en place avec des laboratoires spécialisés en instrumentation dans le moyen infrarouge et les fibres optiques en chalcogénure. Un projet de doctorat va être déposé avec les laboratoires identifiés pour un démarrage en octobre 2021.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE DU MÉMOIRE

[Bragg 1913] William Henry Bragg and William Lawrence Bragg, “The reflection of X-rays by crystals” Proceedings of the Royal Society, London, A88428–438, 1913.

De l’auteur du mémoire durant le doctorat :

[Barbarin 2004] Y. Barbarin, X.J.M. Leijtens, E.A.J.M. Bente, C.M. Louzao, J.R. Kooiman, M.K. Smit, “Extremely small AWG demultiplexer fabricated on InP by using a double-etch process” IEEE Photonics Technology Letters 16 (11), 2478-2480, 2004.

[Barbarin 2007] Yohan Barbarin, “1.55 μm integrated modelocked semiconductor lasers” PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 2007.

De l’auteur du mémoire depuis le doctorat :

[Barbarin 2009] Y. Barbarin, A.R. Bellancourt, D.J. Maas, M. Shafiei, M. Hoffmann, M. Golling, T. Südmeyer, U. Keller, “Low saturation fluence antiresonant quantum dot SESAMs for MIXSEL integration”, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), paper CThO4, 2009.

[Barbarin 2011] Y. Barbarin, M. Hoffmann, W.P. Pallmann, I. Dahhan, P. Kreuter, M. Miller, J. Baier, H. Moench, M. Golling, T. Südmeyer, B. Witzigmann, U. Keller “Electrically Pumped Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers Suitable for Passive Modelocking” IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 17 (6), 1779-1786, 2011.

[Barbarin 2015] Y. Barbarin, A. Lefrançois, G. Zaniolo, V. Chuzeville, L. Jacquet, S. Magne, J. Luc, A. Osmont, “Optimization of detonation velocity measurements using a Chirped Fiber Bragg Grating” Proc. SPIE 2015, 9480, 94800S-1, 2015.

[Barbarin 2015-2] Y. Barbarin, A. Lefrançois, S. Magne, V. Chuzeville, G. Zaniolo, K. Woirin, L. Jacquet, F. Sinatti, J. Luc, “Mesures continues de la vitesse de détonation et du profil de contrainte par fibres optiques à réseau de Bragg” 14^{ème} colloque international francophone du club CMOI/SFO, Lannion, 2015.

[Barbarin 2016] Y. Barbarin, A. Lefrançois, S. Magne, K. Woirin, F. Sinatti, A. Osmont, J. Luc, “Dynamic high pressure measurements using a Fiber Bragg Grating probe and an arrayed waveguide grating spectrometer” SPIE Interferometry XVIII, 9960, 2016.

[Barbarin 2016-2] Y. Barbarin, A. Lefrançois, F. Sinatti, A. Bey, M. Balbarie, A. Osmont, J. Luc, “Dynamic dispersive spectrometer using a fiber Bragg grating for high pressure measurements”, 2016 IEEE SENSORS, Orlando, FL, 2016.

[Barbarin 2017] Y. Barbarin, A. Lefrançois, S. Magne, V. Chuzeville, M. Balbarie, L. Jacquet, F. Sinatti, A. Osmont, J. Luc, “Dynamic measurements of physical quantities in extreme environment using fiber Bragg grating” In Proceedings of the 25th International Conference on Optical Fiber Sensors, Jeju, South Korea, 2017.

[Barbarin 2018] 1

[Barbarin 2019] Y. Barbarin, V. Chuzeville, V. Colas, J.M. Chevalier, P. Hereil, L. Jacquet, J. Luc, “Dynamic Strain Measurements by Fiber Bragg Gratings and a 100 MHz Dispersive Spectrometer” IEEE Photonics Conference (IPC), 8908530, 2019.

[**Barbarin 2020**] Y. Barbarin, A. Lefrançois, V. Chuzeville, S. Magne, L. Jacquet, T. Elia, K. Woirin, C. Collet, A. Osmont, J. Luc “Development of a Shock and Detonation Velocity Measurement System Using Chirped Fiber Bragg Gratings” *Sensors* 20 (4), 1026, 2020.

Citations du mémoire :

[**Alshourbagy 2006**] M. Alshourbagy, D. Parisi, A. Toncelli, M. Tonelli, F. Marchetti, “Growth and characterization of LiF single crystal fibers” *Crystal Research and Technology*, 41: 1154-1158, 2006.

[**Alfieri 2019**] C.G.E. Alfieri, D. Waldburger, J. Nürnberg, M. Golling, and U. Keller, “Sub-150-fs pulses from an optically pumped broadband modelocked integrated external-cavity surface emitting laser” *Optics Letters* 44, 25-28, 2019.

[**Aschwanden 2005**] A. Aschwanden, D. Lorensen, H.J. Unold, R. Paschotta, E. Gini, and U. Keller, “2.1-W picosecond passively mode-locked external-cavity semiconductor laser” *Optics Letters* 30, 272-274, 2005.

[**Balzer 2013**] J.C. Balzer, T. Schlauch, A. Klehr, G. Erbert, G. Tränkle and M.R. Hofmann, “High peak power pulses from dispersion optimised modelocked semiconductor laser” *Electronics Letters*, Vol. 49, No. 13, 838 -839, 2013.

[**Barker 1972**] L.M. Barker, R.E. Hollenbach, “Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface” *Journal of Applied Physics* 43:11, 4669-4675, 1972.

[**Baudin 2013**] Gérard Baudin, “Physique des explosifs : de l’amorçage aux effets des explosifs condensés” *Mémoire d’Habilitation à Diriger des Recherches, Science des matériaux, Université Paris Ouest Nanterre La Défense*, 2013.

[**Bellancourt 2009**] Aude-Reine Bellancourt, “Modelocking of Semiconductor Vertical Emitters: From VECSEL to MIXSEL” *Hartung-Gorre Verlag, Series in Quantum Electronics*, Vol. 47, XXII, 122 pages, ISBN-10: 3-86628-242-7, 2009.

[**Bellancourt 2009-2**] A.R. Bellancourt, Y. Barbarin, D.J.H.C. Maas, M. Shafiei, M. Hoffmann, M. Golling, T. Südmeyer, U. Keller, “Low saturation fluence antiresonant quantum dot SESAMs for MIXSEL integration” *Opt. Express* 17, 9704-9711, 2009.

[**Benier 2014**] J. Benier “Device for characterizing a physical phenomenon by ablation of an optical fiber with bragg gratings having a total flux of reflected radiation measurement” *US Patent No: US 9,897,470B2*, 2014-2018.

[**Benier 2015**] J. Benier, L.M. Adolf “Development of optical fiber sensor for detonation velocity measurement” *Europyro conference*, 2015.

[**Benier 2018**] J. Benier, P. Mercier, V. Guyot, “CEA Multiplexed PDV” *PDV Workshop*, 2018.

[**Benterou 2007**] J. Benterou, E. Udd, P. Wilkins, F. Roeske, E. Roos, D. Jackson, “In-Situ Continuous Detonation Velocity Measurements Using Fiber-Optic Bragg Grating Sensors” *LLNL e-report, UCRL-Proceedings-233137, LLNL, Livermore, CA, USA*, 2007.

[**Benterou 2009**] J. Benterou, C.V. Bennett, G. Cole, D.E. Hare, C. May, E. Udd, S.J. Mihailov, P. Lu, “Embedded fiber optic Bragg grating (FBG) detonation velocity sensor” *Proc. SPIE 2009*, 7316, 73160E, 2009.

[**Benterou 2011**] J. Benterou, C. May, E. Udd, E.; S.J. Mihailov, P. Lu, “High speed measurements using fiber-optic Bragg gratings” *Proc. SPIE 2011*, 8028, 802808, 2011.

- [**Bonfigli 2009**] F. Bonfigli, M. Aurora Vincenti, S. Almaviva, R.M. Montereali, E. Nichelatti, R.N. Nogueira, H.J. Kalinowski, "Photo-induced gratings in thin color center layers on lithium fluoride" *Applied Optics* 48, G38-G43 (2009).
- [**Both 1990**] W. Both, J. Piprek, "Thermal resistance of InGaAs/InP laser diodes" *Journal of Thermal Analysis* 36, 1441–1456, 1990.
- [**Bouyeron 2013**] L. Bouyeron, A. Lefrançois, J. Luc, H.C. Seat, "Modélisation du comportement dynamique d'un capteur à réseau de Bragg pour la mesure de pression en détonique" 13^{ème} colloque international francophone du club CMOI/SFO, Orléans, 2013.
- [**Broadway 2019**] C. Broadway, R. Min, A. G. Leal-Junior, C. Marques, C. Caucheteur, "Toward Commercial Polymer Fiber Bragg Grating Sensors: Review and Applications" *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 37, No. 11, 2605-2615, 2019.
- [**Carlson 1981**] G.H. Carlson, J.A. Charest, "Pressure measurements of nonplanar stress waves", rapport LA-UR-81-2343, 1981.
- [**Chanal 2009**] P.Y. Chanal and J. Luc, "Development of fibered velocity interferometers for dynamical material behaviour studies" *Proc. 60th Meeting Aero-ballistic Range Assoc.*, Baltimore, MD, Sep. 20-25, 2009.
- [**Chilla 2020**] J.L.A. Chilla, H. Zhou, E. Weiss, A.L. Caprara, Q.-Z. Shou, S.V. Govorkov, M.K. Reed, L. Spinelli, "Blue and green optically pumped semiconductor lasers for display," *Proc. SPIE* 5740, *Projection Displays XI*, 2005.
- [**Chilwell 1984**] J. Chilwell, I. Hodgkinson, "Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides" *Journal of the Optical Society of America A*, Vol. 1, 742-753, 1984.
- [**Chuzeville 2016**] Vincent Chuzeville, "Amorçage en détonation des explosifs hétérogènes de type coulé fondu : Etablissement de corrélations entre microstructure et réactivité" *Mémoire de thèse chimie théorique et/ou physique*, Université Paris-Saclay, 2016.
- [**Chuzeville 2017**] V. Chuzeville, G. Baudin, A. Lefrançois, M. Genetier, Y. Barbarin, L. Jacquet, J.L. Lhopitault, J. Peix, R. Boulanger, L. Catoire, "Detonation initiation of heterogeneous melt-cast high explosives" *AIP Conference Proceedings* 1793 (1), 030009, 2017.
- [**Dabos 2019**] M. Dabos, K.H. Tran, N. Lecysyn, G. Baudin, M. Genetier, I. Ranc, B. Serio, A. Osmont "Investigation of alumina's emission in the deflagration of gas-aluminum particles mixtures" *Europyro conference*, Tours, France, 2019
- [**DenBaars 2013**] S.P. DenBaars, D. Feezell, K. Kelchner, S. Pimputkar, C.C. Pan, C.C. Yen, S. Tanaka, Y. Zhao, N. Pfaff, R. Farrell, M. Iza, S. Keller, U. Mishra, J.S. Speck, S. Nakamura, "Development of gallium-nitride-based light-emitting diodes (LEDs) and laser diodes for energy-efficient lighting and displays" *Acta Materialia*, Volume 61, Issue 3, 2013.
- [**Deng 2011**] X. Deng, G. Chen, Q. Peng, Z. Li, J. Meng, "Research on the fiber grating sensor for the shock stress measurement" *Review of Scientific Instruments* 82, 103109, 2011.
- [**Diebold 2016**] A. Diebold, T. Zengerle, C.G.E. Alfieri, C. Schriber, F. Emaury, M. Mangold, M. Hoffmann, C.J. Saraceno, M. Golling, D. Follman, G.D. Cole, M. Aspelmeyer, T. Südmeyer, U. Keller, "Optimized SESAMs for kilowatt-level ultrafast lasers" *Optics Express* 24, 10512-10526, 2016.
- [**Doppler 1842**] C. Doppler, "Über das farbige Licht der Doppelsterne und einiger anderer Gestirne des Himmels" *Abhandlungen der k. Böhm. Gesellschaft der Wissenschaften*, V. Folge, Bd. 2, S. 465-482, 1842.

[Elia 2018] T. Elia, A. Lefrançois, M. Genetier, G. Baudin, “Diverging spherical run-distance to detonation characterization” International Symposium on Detonation, paper A3.5, 2018.

[Elzinga 1987] A. Elzinga, R.J. Kneisler, F.E. Lytle, Y.Jiang, G.B. King, N.M. Laurendeau, “Pump/probe method for fast analysis of visible spectral signatures utilizing asynchronous optical sampling” Applied Optics 26, 4303-4309, 1987.

[Ferdinand 1992] Pierre Ferdinand “Capteurs à fibres optiques et réseaux associés” Lavoisier-Tec & Doc, ISBN 2-85206-781-1, 1992.

[Fizeau 1851] H. Fizeau, “Sur les hypothèses relatives à l'éther lumineux, et sur une expérience qui paraît démontrer que le mouvement des corps change la vitesse avec laquelle la lumière se propage dans leur intérieur” Comptes Rendus de l'Académie des Sciences 33, 349–355, 1851.

[Gilbertson 2015] S. Gilbertson, S.I. Jackson, S.W. Vincent, G. Rodriguez, “Detection of high explosive detonation across material interfaces with chirped fiber Bragg gratings” Applied Optics 2015, 54, 3849, 2015.

[Goda 2013] K. Goda, B. Jalali, “Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements” Nature Photonics 7, 102–112, 2013.

[Goosman 2005] D.R. Goosman, J.T. Wade, R. Garza, G.R. Avara, T.R. Crabtree, A.T. Rivera, D.E. Hare, D. Tolar Jr., B.A. Bratton, “Optical probes for continuous Fabry-Perot velocimetry inside materials” Proc. SPIE 5580, 26th International Congress on High-Speed Photography and Photonics, 2005.

[Hamilton 2016] C. Hamilton, G. Malcolm, U. Keller, T. Südmeyer, K. Weingarten, P. Loza-Alvarez, Y. Barbarin, E. Rafailov, “Semiconductor disk laser for nonlinear microscopy applications in living organisms” US patent 9454060B2, 2016.

[Head 2018] C.R. Head, D. Paboeuf, T. Ortega, W. Lubeigt, B. Bialkowski, J. Lin, N. Hempler, G.T. Maker, G.P.A. Malcolm, “Commercial mode-locked vertical external cavity surface emitting lasers” Proc. SPIE 10515, Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers (VECSEL) VIII, 105150S, 2018.

[Heck 2013] M.J.R. Heck, J. E. Bowers, “Energy Efficient and Energy Proportional Optical Interconnects for Multi-Core Processors: Driving the Need for On-Chip Sources” IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 20, No. 4, 332-343, 2014.

[Hoffmann 2010] M. Hoffmann, O.D. Sieber, D.J.H.C. Maas, V.J. Wittwer, M. Golling, T. Südmeyer, U. Keller, “Experimental verification of soliton-like pulse-shaping mechanisms in passively mode-locked VECSEL” Optics Express 18, 10143-10153, 2010.

[Hoffmann 2011] Martin Hoffmann, “Electrically and optically pumped semiconductor disk lasers – continuous-wave and modelocked” Dissertation ETH Nr. 19745, 2011.

[Houizot 2007] P. Houizot, C. Boussard-Plédel, A.J. Faber, L.K. Cheng, B. Bureau, P.A. Van Nijnatten, W.L.M. Gielesen, J. Pereira do Carmo, and J. Lucas, “Infrared single mode chalcogenide glass fiber for space” Optics Express 15, 12529-12538, 2007.

[Huan 2003] Y. Han and B. Jalali, “Photonic Time-Stretched Analog-to-Digital Converter: Fundamental Concepts and Practical Considerations” Journal of Lightwave Technology, Vol. 21, Issue 12, 3085-3103, 2003.

[Ibsen 2005] P.E. Ibsen, B Rose, M Rasmussen, “Spectrometer” US Patent 6, 862, 092, 2005.

[Illek 2007] S. Illek, T. Albrecht, P. Brick, S. Lutgen, I. Pietzonka, M. Furitsch, W. Diehl, J. Luft, K. Streubel, “Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser with Monolithically Integrated Pump Lasers” IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 19, 1952-1954, 2007.

- [**Islam 1989**] M.N. Islam, E.R. Sunderman, C.E. Soccolich, I. Bar-Joseph, N. Sauer, T.Y. Chang, B.I. Miller, "Color center lasers passively mode locked by quantum wells" *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25, no. 12, 2454-2463, 1989.
- [**Jacquesson 1694**] J. Jacquesson "Précurseurs élastoplastiques d'ondes de choc en milieu solide isotrope" Chapitre de Kolsky H., Prager W. "Stress Waves in Anelastic Solids" International Union of Theoretical and Applied Mechanics. Springer, Berlin, Heidelberg, 1964.
- [**Jasim 2003**] K. Jasim, Q. Zhang, A.V. Nurmikko, A. Mooradian, G. Carey, W. Ha, E. Ippen, "Passively modelocked vertical extended cavity surface emitting diode laser" *Electronics Letters*, Vol. 39, No. 4, 373-375, 2003.
- [**Jasim 2004**] K. Jasim, Q. Zhang, A.V. Nurmikko, E. Ippen, A. Mooradian, G. Carey, W. Ha, "Picosecond pulse generation from passively modelocked vertical cavity diode laser at up to 15 GHz pulse repetition rate" *Electronics Letters*, Vol. 40, 34-35, 2004.
- [**Juodawlkis 2011**] P.W. Juodawlkis, J.J. Plant, W. Loh, L.J. Missaggia, F.J. O'Donnell, D.C. Oakley, A. Napoleone, J.T. Gopinath, D.J. Ripin, P.J. Delfyett, J.P. Donnelly, "High-Power, Low-Noise 1.5- μm Slab-Coupled Optical Waveguide (SCOW) Emitters: Physics, Devices, and Applications" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 17, No. 6, 1698-1714, 2011.
- [**Kelkar 1999**] P.V. Kelkar, F. Coppinger, A. S. Bhushan, B. Jalali, "Time-domain optical sensing" *Electronics Letters*, Vol. 35, No. 19, 1661-1662, 1999.
- [**Keller 1992**] U. Keller, D.A.B. Miller, G.D. Boyd, T.H. Chiu, J.F. Ferguson, M.T. Asom, "Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber" *Optics Letters* 17, 505-507, 1992.
- [**Keller 2020**] U. Keller, "Tutorial on short pulse generation with VECSEL and MIXSELS" *Proc. SPIE 11263*, Paper 11263-1, 2020.
- [**Kim 1989**] B.G. Kim, E. Garmire, "Nonlinear Bragg reflector based on saturable absorption", *Applied Physics Letters* 54, 1095, 1989.
- [**Kim 2001**] S. Kim, J. Kwon, B. Lee, "Fiber Bragg grating strain sensor demodulator using a chirped fiber grating" *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, No. 8, 839-841, 2001.
- [**Kreuter 2008**] P. Kreuter, B. Witzigmann, D.J.H.C. Maas, Y. Barbarin, T. Südmeier, U. Keller, "On the Design of Electrically-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers" *Applied Physics B*, Vol. 91, 257-264, 2008.
- [**Kreuter 2010**] P. Kreuter, "Modeling of Electrically Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers" Hartung-Gorre Verlag, Series in microelectronics, Vol. 207, XVIII, 166 pages. ISBN 3-86628-317-2 and 978-3-86628-317-6, 2010.
- [**Lawrence 1997**] C.M. Lawrence, D.V. Nelson, E. Udd, "Measurement of transverse strains with fiber Bragg gratings" *Proc. SPIE 3042*, Smart Sensing, Processing, and Instrumentation, 1997.
- [**Lefrançois 2011**] A. Lefrançois, P.Y. Chanal, G. Le Blanc, J. Petit, G. Avriaud, M. Delchambre, "High-velocity flyer-plate developments on two high-pulsed-power generators based on a strip-line design (GEPI and CEPAGE)" *IEEE Transactions on Plasma Science*, 39, 288-293, 2011.
- [**Le Gallic 2002**] C. Le Gallic, M. Labrunie, F. Davoine, P. Bouinot, A. Lefrançois, "Macro and Microstructural Analysis of TATB Samples Submitted to a Combined Thermal / Mechanical Insult" *Proc. of the 12th International Detonation Symposium*, 764-771 A, 2002.
- [**Li 2005**] H. Li, Y. Nakamura, K. Ogusu, Y. Sheng, J.E. Rothenberg, "Influence of cladding-mode coupling losses on the spectrum of a linearly chirped multi-channel fiber Bragg grating" *Optics Express*, Vol. 13, No. 4, 1281-1290, 2005.

- [**Lorensen 2006**] D. Lorensen, D.J.H.C. Maas, H.J. Unold, A.-R. Bellancourt, B. Rudin, E. Gini, Dirk Ebling, U. Keller, “50-GHz passively mode-locked surface-emitting semiconductor laser with 100-mW average output power” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 42, No. 8, 838-847, 2006.
- [**Maas 2007**] D.J.H.C. Maas, A.R. Bellancourt, B. Rudin, M. Golling, H.J. Unold, T. Südmeyer, U. Keller, “Vertical integration of ultrafast semiconductor lasers” *Applied Physics B* 88, 493-497, 2007.
- [**Maas 2008**] D.J.H.C. Maas, A.R. Bellancourt, M. Hoffmann, B. Rudin, Y. Barbarin, M. Golling, T. Südmeyer, U. Keller, “Growth parameter optimization for fast quantum dot SESAMs” *Optics Express* 16, 18646-18656, 2008.
- [**Maas 2008-2**] D.J.H.C. Maas, B. Rudin, A.R. Bellancourt, D. Iwaniuk, S.V. Marchese, T. Südmeyer, U. Keller, “High precision optical characterization of semiconductor saturable absorber mirrors” *Optics Express* 16, 7571-7579, 2008.
- [**Maas 2009**] Deran J.H.C. Maas, “MIXSELS – a new class of ultrafast semiconductor lasers” Hartung-Gorre Verlag, Series in Quantum Eletronics, Vol. 48, XXIV, 134 pages, ISBN-10: 3-86628-243-5, 2009
- [**Magne 1997**] S. Magne, S. Rougeault, M. Vilela, P. Ferdinand, “State-of-strain evaluation with fiber Bragg grating rosettes: application to discrimination between strain and temperature effects in fiber sensors” *OSA Applied Optics – Information Processing*, 36, 9437-9447, 1997.
- [**Magne 2013**] S. Magne, A. Lefrançois, J. Luc, G. Laffont, P. Ferdinand, “Real-time, distributed measurement of detonation velocities inside high explosives with the help of chirped fiber Bragg gratings” *Proc. SPIE* 2013, 8794, 87942K, 2013.
- [**Magne 2016**] S. Magne, G. Laffont, P. Ferdinand, Y. Barbarin, A. Lefrançois, V. Chuzeville, J. Luc, K. Woïrin, “Chirped Fiber Bragg gratings for distributed detonation velocity measurements Bragg gratings” *Proc. of the Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides*, Sydney, Australia, 2016.
- [**Magne 2018**] S. Magne, Y. Barbarin, A. Lefrançois, M. Balbarie, F. Sinatti, A. Osmont, J. Luc, K. Woïrin, “Real-time distributed monitoring of pressure and shock velocity by ultrafast spectrometry with Chirped Fiber Bragg Gratings: Experimental vs calculated wavelength-to-pressure sensitivities in the range [0–4 GPa]” *Journal of Applied Physics* 124, 145902, 2018.
- [**Magne 2018-2**] S. Magne, S. Nehr, N. Roussel, G. Laffont, G. Le Blanc, Y. Barbarin, J. Luc, O. Lassalle, F. Sinatti, “Fiber Bragg Grating Dynamic Extensometry on Metallic Samples submitted to High Pulse Power Magnetic Fields” *OSA Advanced Photonics Congress*, BM4A.4, 2018.
- [**Malik 1997**] S. Malik, C. Roberts, R. Murray, M. Pate, “Tuning self-assembled InAs quantum dots by rapid thermal annealing” *Applied Physics Letters* 71, 1987-1989, 1997.
- [**Mangold 2014**] M. Mangold, C.A. Zaugg, S.M. Link, M. Golling, B.W. Tilma, U. Keller, “Pulse repetition rate scaling from 5 to 100 GHz with a high-power semiconductor disk laser” *Optics Express* 22, 6099-6107, 2014.
- [**McClung 1962**] F.J. McClung, R.W. Hellwarth, “Giant optical pulsations from ruby” *Journal of Applied Physics* 33 (3), 828, 1962.
- [**McInerney 2003**] J.G. McInerney, A. Mooradian, A. Lewis, A.V. Shchegrov, E.M. Strzelecka, D. Lee, J.P. Watson, M. Liebman, G.P. Carey, B.D. Cantos, W.R. Hitchens, D. Heald, “High-power surface emitting semiconductor laser with extended vertical compound cavity” *Electronics Letters*, Vol. 39, 523-525, 2003.
- [**McInerney 2011**] J.G. McInerney, A. Mooradian, “Optimizing Electrically pumped Vertical Extended Cavity Surface Emitting Semiconductor Lasers (E-VECSEL)” *Proc. SPIE*, 7919, 79190L, 2011.

- [**Mercier 2006**] P. Mercier, J. Benier, A. Azzolina, J.M. Lagrange, D. Partouche, “Photonic Doppler velocimetry in shock physics experiments” *Journal de Physique IV*, Vol. 134, 805-812, 2006.
- [**Murphy 2010**] E. Murphy, “The semiconductor laser: Enabling optical communication” *Nature Photonics*, Vol. 4, 287-287, 2010.
- [**Nodenot 1985**] P. Nodenot, C. Imhoff, M. Bouchu, C. Cavailler, N. Fleurot, J. Launspach, “Performances Of The New Streak Camera TSN 506” *Proc. SPIE 0491*, 16th International Congress on High Speed Photography and Photonics, 1985.
- [**Paajaste 2013**] Paajaste, “J. GaSb-Based Gain and Saturable Absorber Mirrors for Lasers Emitting at 2–2.5 μm ” *Tampere University of Technology*, Vol. 1182, 2013.
- [**Paccou 2018**] Thibaut Paccou, “Vulnérabilité au souffle d'un fuselage composite : approche par évaluateur technologique multi-instrumenté” *Mémoire de thèse*, Toulouse 3, ED Megep, 2018.
- [**Pallmann 2013**] W.P. Pallmann C.A. Zaugg, M. Mangold, I. Dahhan, M. Golling, B.W. Tilma, B. Witzigmann, U. Keller, “Ultrafast Electrically Pumped VECSEL” *IEEE Photonics Journal*, Vol. 5, No. 4, 1501207, 2013.
- [**Pallmann 2013-2**] Wolfgang Pallmann, “Passively Modelocked Electrically Pumped VECSEL” *Hartung-Gorre Verlag, Series in Quantum Eletronics*, Vol. 62, XXVI, 148 pages, ISBN 978-3-86628-484-5, 2013.
- [**Paschotta 2002**] R. Paschotta, R. Häring, U. Keller, A. Garnache, S. Hoogland, and A.C. Tropper, “Soliton-like pulse-shaping mechanism in passively mode-locked surface-emitting semiconductor lasers” *Applied Physics B*, 75, 445-451, 2002.
- [**Peigne 2015**] A. Peigne, U. Bortolozzo, S. Residori, S. Molin, P. Nouchi, D. Dolfi, J.-P. Huignard, “Adaptive holographic interferometer at 1.55 μm based on optically addressed spatial light modulator” *Optics Letters*, Vol. 40, No. 23, 5482, 2015.
- [**Peng 2005**] J. Peng, F. Jing, D. Li, and L. Wang, “Pressure and temperature dependence of shear modulus and yield strength for aluminum, copper, and tungsten under shock compression” *Journal of Applied Physics* 98, 013508, 2005.
- [**Peters 1993**] M.G. Peters, B.J. Thibeault, D. B. Young, J. W. Scott, F. H. Peter, A. C. Gossard, and L. A. Coldren, “Band-gap engineered digital alloy interfaces for lower resistance vertical-cavity surface-emitting lasers” *Applied Physics Letters*, Vol. 63, No. 25, 3411-3413, 1993.
- [**Pickrell 2005**] G.W. Pickrell, D.A. Louderback, M.A. Fish, J.J. Hindi, H.C. Lin, M.C. Simpson, P.S. Guilfoyle, K.L. Lear, “Compositional grading in distributed Bragg reflectors, using discrete alloys, in vertical-cavity surface-emitting lasers” *Journal of Crystal Growth*, Vol. 280, 2005.
- [**Poeuf 2018**] S. Poeuf, G. Baudin, M. Genetier, A. Lefrançois, L. Jacquet, A. Chinnayya, “Emission spectroscopy for monitoring condensed carbon in detonation products of oxygen-deficient high explosives” *AIP Conference Proceedings*, 1979, 100031, 2018.
- [**Pooley 2019**] J. Pooley, E. Price, J.W. Ferguson, M. Ibsen, “Optimized chirped fibre Bragg gratings for detonation velocity measurements” *Sensors* 2019, 19, 3333, 2019.
- [**Pooley 2019-2**] J. Pooley, E. Price, J.W. Ferguson, M. Ibsen, “Detonation velocity measurements with uniform fibre Bragg gratings” *Optics Express* 27, 23464-23475, 2019.
- [**Pooley 2019-3**] J. Pooley, E. Price, J.W. Ferguson, M. Ibsen, “Detonation velocity measurements using rare-earth doped fibres” *Sensors* 2019, 19, 1697, 2019.
- [**Prinse 2001**] W.C. Prinse, B.J. van der Meer, J.H.G. Scholtes, L.K. Cheng, C. Smorenburg, J.L.M.J. van Bree, R.H.B. Bouma, “Development of Fibre Optic Sensors at TNO for Explosion and Shock

Wave measurements” 24th International Congress on High-Speed Photography and Photonics, SPIE Vol. 4183, 2001.

[Ravid 2014] A. Ravid, E. Shafir, S. Zilberman, G. Berkovic, B. Glam, G. Appelbaum, G.A. Fedotov, “Fiber Bragg Grating sensor for shock wave diagnostics” *Journal of Physics: Conference Series*, 500, 142029-142033, 2014.

[Ramakrishnan 2016] M. Ramakrishnan, G. Rajan, Y. Semenova, G. Farrell, “Overview of Fiber Optic Sensor Technologies for Strain/Temperature Sensing Applications in Composite Materials” *Sensors* 2016, 16, 99, 2016.

[Ren 2020] Z.Q. Ren, Q.M. Li, B. Li, K.C. Song, “High wall-plug efficiency 808-nm laser diodes with a power up to 30.1 W” *Journal of Semiconductors*, 41(3): 032901, 2020.

[Rodriguez 2013] G. Rodriguez, R.L. Sandberg, S.I. Jackson, D.M. Dattelbaum, S.W. Vincent, Q. McCulloch, R.M. Martinez, S.M. Gilbertson, E. Udd, “Fiber Bragg grating sensing of detonation and shock experiments at Los Alamos National Laboratory” *Proc. SPIE* 2013, 8722, 872204, 2013.

[Rodriguez 2015] G. Rodriguez, R.L. Sandberg, Q. McCulloch, S.I. Jackson, S.W. Vincent, E. Udd, “Chirped fiber Bragg grating detonation velocity sensing” *Review of Scientific Instruments*, 84, 015003, 2015.

[Rodriguez 2017] G. Rodriguez, S.M. Gilbertson, “Ultrafast Fiber Bragg Grating Interrogation for Sensing in Detonation and Shock Wave Experiments” *Sensors* 17, 248, 2017.

[Rodriguez 2015-2] G. Rodriguez, M. Jaime, F. Balakirev, C.H. Mielke, A. Azad, B Marshall, B.M. La Lone, B. Henson, L. Smilowitz, “Coherent pulse interrogation system for fiber Bragg grating sensing of strain and pressure in dynamic extremes of materials” *Optics Express*, Vol. 23, No. 11, 14219-14233, 2015.

[Rougier 2018] B. Rougier, H. Aubert, A. Lefrançois, E. Bouton, J. Luc, A. Osmont, Y. Barbarin, “Simultaneous shock and particle velocities measurement using a single microwave interferometer on pressed TATB composition T2 submitted to plate impact” *International Symposium on Detonation*, D3.6, 2018.

[Rudin 2008] B. Rudin, A. Rutz, M. Hoffmann, D. Maas, A. Bellancourt, E. Gini, T. Südmeyer, and U. Keller, “Highly efficient optically pumped vertical-emitting semiconductor laser with more than 20 W average output power in a fundamental transverse mode” *Optics Letters* 33, 2719-2721, 2008.

[Rudin 2010] Benjamin Rudin, “High-Power Optically Pumped VECSEL and MIXSELS”, Hartung-Gorre Verlag, Series in Quantum Electronics, Vol. 5, XXVIII, 160 pages, ISBN 978-3-86628-368-8, 2010.

[Rudin 2010-2] B. Rudin, V.J. Wittwer, D.J.H.C. Maas, Y. Barbarin, M. Golling, T. Südmeyer, U. Keller, “Modelocked integrated external-cavity surface emitting laser (MIXSEL) with output power up to 660 mW and repetition rate up to 10 GHz” *CLEO/QELS: 2010 Laser Science to Photonic Applications*, San Jose, CA, 2010.

[Rudin 2010-3] B. Rudin, V.J. Wittwer, D.J.H.C. Maas, M. Hoffmann, O.D. Sieber, Y. Barbarin, M. Golling, T. Südmeyer, U. Keller, “High-power MIXSEL: an integrated ultrafast semiconductor laser with 6.4 W average power” *Optics Express* 18, 27582-27588, 2010.

[Sandberg 2014] R.L. Sandberg, G. Rodriguez, L.L. Gibson, D.M. Dattelbaum, G.D. Stevens, M. Grover, B.M. Lalone, E. Udd, “Embedded optical probes for simultaneous pressure and temperature measurements of materials in extreme conditions” *Journal of Physics: Conference Series* 500, 142031, 2014.

- [Savitzky Golay 1965] A. Savitzky, M.J.E. Golay, "Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures" *Analytical Chemistry*, Vol. 8, no 36, 1964.
- [Scheller 2012] M. Scheller, T. Wang, B. Kunert, W. Stolz, S.W. Koch, J.V. Moloney, "Passively modelocked VECSEL emitting 682 fs pulses with 5.1W of average output power" *Electronics Letters*, Vol. 48, No. 10, 588-589, 2012.
- [Siegman 1986] A.E. Siegman, "Lasers", University science books, Mill Valley, CA, 1986.
- [Soller 2005] B.J. Soller, D.K. Gifford, M.S. Wolfe, M.E. Froggatt, "High resolution Optical Frequency-Domain Reflectometry for characterization of components and assemblies" *Optics Express*, 13, 666–674, 2005.
- [Strand 2014] O.T. Strand, "Early History of the PDV" PDV Workshop, 2014.
- [Tilma 2015] B.W. Tilma, M. Mangold, C.A. Zaugg, S.M. Link, D. Waldburger, A. Klenner, A.S. Mayer, E. Gini, M. Golling, U. Keller, "Recent advances in ultrafast semiconductor disk lasers" *Light: Science & Applications* 4, e310, 2015.
- [Tosi 2017] D. Tosi "Review and Analysis of Peak Tracking Techniques for Fiber Bragg Grating Sensors" *Sensors* 2017, 17, 2368, 2017.
- [Udd 2010] E. Udd, J. Benterou, C. May, S.J. Mihailov, P. Lu, "Review of high-speed fiber optic grating sensor systems" *Proc. SPIE* 2010, 7677, 76770B, 2010.
- [Udd 2016] E. Udd, I. Udd, J. Benterou, G. Rodriguez, "Ultrafast fiber grating sensor systems for velocity, position, pressure, and temperature measurements" *Proc. SPIE* 2016, 9852, 98520Q, 2016.
- [Udd 2018] S.I. Udd, E. Udd, "Nanosecond resolution pressure, temperature, position and velocity measurements in energetic materials" *SPIE Fiber Optic Sensors and Applications XV*, Vol. 10654, 106540O, 2018.
- [Van't Hof 2007] P.G. Van't Hof, L.K. Cheng, J.H.C. Scholtes, W.C. Prinse, "Dynamic pressure measurement of shock waves in explosives by means of a fiber Bragg grating sensor" *Proc. SPIE* 6279, 62791Y-1, 2007.
- [Vantine 1980] H. Vantine, J. Chan, L. Erickson, J. Janzen, R. Weingart, "Precision stress measurements in severe shock wave environments with low impedance manganin gauges" *Review of Scientific Instruments* 51, 116, 1980.
- [Vengsarkar 1993] A.M. Vengsarkar, W.A. Reed, "Dispersion-compensating single-mode fibers: efficient designs for first- and second-order compensation" *Optics Letters* 18, 924-926, 1993.
- [Walczak 2015] J. Walczak, R.P. Sarzala, M. Wasiaak, W. Nakwaski, A. Sirbu, T. Czyszanowski, E. Kapon, "Electrically Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers With Patterned Tunnel Junction for Single Transversal-Mode Emission" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 21, No. 6, 485-492, 1701108, 2015.
- [Waldburger 2016] D. Waldburger, S.M. Link, M. Mangold, C.G.E. Alfieri, E. Gini, M. Golling, B.W. Tilma, U. Keller, "High-power 100 fs semiconductor disk lasers" *Optica* 3, 844-852, 2016.
- [Wei 2017] P. Wei, H. Lang, T. Liu, D. Xia, "Detonation velocity measurement with Chirped Fiber Bragg Grating" *Sensors*, 17, 2552, 2017.
- [Wilcox 2013] K.G. Wilcox, A.C. Tropper, H.E. Beere, D.A. Ritchie, B. Kunert, B. Heinen, W. Stolz, "4.35 kW peak power femtosecond pulse mode-locked VECSEL for supercontinuum generation" *Optics Express* 21, 1599-1605, 2013.

- [Wittwer 2011] V.J. Wittwer, C.A. Zaugg, W.P. Pallmann, A.E.H. Oehler, B. Rudin, M. Hoffmann, M. Golling, Y. Barbarin, T. Südmeyer, U. Keller, “Timing Jitter Characterization of a Free-Running SESAM Mode-locked VECSEL” *IEEE Photonics Journal*, Vol. 3, No. 4, 658-664, 2011.
- [Wittwer 2011-2] V.J. Wittwer, B. Rudin, D.J.H.C. Maas, M. Hoffmann, O.D. Sieber, Y. Barbarin, M. Golling, T. Südmeyer, U. Keller, “10-GHz MIXSEL: A High Power Integrated Ultrafast Semiconductor Disk Laser” *CLEO/Europe and EQEC 2011*, paper CB10_4, 2011.
- [Wittwer 2012] Valentin J. Wittwer, “New Frontiers of Ultrafast Semiconductor Disk Lasers High Power MIXSELS and Low Noise VECSEL” Hartung-Gorre Verlag, Series in Quantum Electronics, Vol. 57, XXVI, 130 pages, ISBN 978-3-86628-451-7, 2012.
- [Witzigmann 2008] B. Witzigmann, A. Bäcker, S. Odermatt, “Physics and Simulation of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers” *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience* 5(6):1058-1071, 2008.
- [Woirin 2017] K. Woirin, Y. Barbarin, A. Lefrançois, M. Balbarie, S. Magne, C. Collet, “Transition and detonation processes characterization with *Braggfast*, a new fiber Bragg grating analysis system for energetic materials” *Proc. of the 48th International Annual Conference of the Fraunhofer ICT*, Germany, 2017.
- [Woirin 2017-2] K. Woirin, Y. Barbarin, A. Lefrançois, M. Balbarie, S. Magne, C. Collet, J. Moriceau, “A new fiber Bragg grating analysis system for transition and detonation processes characterizations” *Proc. of the 6th International Symposium on Energetic Materials and their applications*, Sendai, Japan, 2017.
- [Yang 2018] S. Yang, D. Homa, G. Pickrell, A. Wang, “Fiber Bragg grating fabricated in micro-single-crystal sapphire fiber” *Optics Letters*, 43, 62-65, 2018.
- [Zaugg 2014] Christian A. Zaugg, “Novel Concepts in Modelocked VECSEL” Hartung-Gorre Verlag, Series in Quantum Electronics, Vol. 62, XXII, 129 pages, ISBN 978-3-86628-515-6, 2014.
- [Zervas 2014] M.N. Zervas, C.A. Codemard, “High Power Fiber Lasers: A Review” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, no. 5, pp. 219-241, 2014.
- [Zha 1994] C.S. Zha, R.J. Hemley, H.K. Mao, T.S. Duffy, C. Meade, “Acoustic velocities and refractive index of SiO₂ glass to 57.5 GPa by Brillouin scattering” *Physical Review B*, 50(18), 13105, 1994.
- [Zinszner 2014] Jean-Luc Zinszner, “Identification des paramètres matériau gouvernant les performances de céramiques à blindage” *Mémoire de thèse, Université de Lorraine, NNT : 2014LORR0337*, 2014.

LISTE DE PUBLICATIONS

(Source Google Scholar en mars 2020)

Journaux

N°	Auteurs	Titre	Journal	Année
1	Barbarin, Y.; Leijtens, XJM; Bente, EAJM; Louzao, CM; Kooiman, JR; Smit, MK	Extremely small AWG demultiplexer fabricated on InP by using a double-etch process	IEEE Photonics Technology Letters	2004
2	Bente, EAJM; Barbarin, Y; den Besten, JH; Smit, MK; Binsma, JJM	Wavelength selection in an integrated multiwavelength ring laser	IEEE journal of quantum electronics	2004
3	Barbarin, Y.; Bente, EAJM; Marquet, C; Leclere, EJS; Binsma, JJM; Smit, MK	Measurement of reflectivity of butt-joint active-passive interfaces in integrated extended cavity lasers	IEEE Photonics Technology Letters,	2005
4	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Heck, MJR; Den Besten, JH; Guidi, G; Oei, YS; Binsma, JJM; Smit, MK	Realization and modeling of a 27-GHz integrated passively mode-locked ring laser	IEEE photonics technology letters	2005
5	Anantathanasarn, S; Notzel, R; van Veldhoven, PJ; van Otten, FWM; Barbarin, Y; Servanton, G; de Vries, T; Smalbrugge, E; Geluk, Erik Jan; Eijkemans, TJ;	Lasing of wavelength-tunable (1.55 μm region) InAs/InGaAsP/InP (100) quantum dots grown by metal organic vapor-phase epitaxy	Applied physics letters	2006
6	Nötzel, R; Anantathanasarn, S; Van Veldhoven, RPJ; Van Otten, FWM; Eijkemans, TJ; Trampert, A; Satpati, B; Barbarin, Y; Bente, EAJM; Oei, YS;	Self-assembled InAs/InP quantum dots for telecom applications in the 1.55 μm wavelength range: wavelength tuning, stacking, polarization control, and lasing	Japanese journal of applied physics	2006
7	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Heck, MJR; Oei, YS; Nötzel, Richard; Smit, MK;	Characterization of a 15 GHz integrated bulk InGaAsP passively modelocked ring laser at 1.53 μm	Optics Express	2006
8	Barbarin, Y; Anantathanasarn, S; Bente, EAJM; Oei, YS; Smit, MK; Notzel, R;	1.55- μm Range InAs-InP (100) Quantum-Dot Fabry-Pérot and Ring Lasers Using Narrow Deeply Etched Ridge Waveguides	IEEE photonics technology letters	2006
9	Hanfoug, R; Augustin, LM; Barbarin, Y; van der Tol, JJGM; Bente, EAJM; Karouta, F; Rogers, D; Cole, S; Oei, YS; Leijtens, XJM;	Reduced reflections from multimode interference couplers	Electronics Letters	2006
10	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Lenstra, D; Smit, MK;	Simulation and design of integrated femtosecond passively mode-locked semiconductor ring lasers including integrated passive pulse shaping components	IEEE Journal of selected topics in quantum electronics	2006
11	Barbarin, Y.; Bente, EAJM; Servanton, G; Mussard, L; Oei, YS; Nötzel, R; Smit, MK;	Gain measurements of Fabry-Perot InP/InGaAsP lasers using an ultrahigh-resolution spectrometer	Applied optics	2006
12	Anantathanasarn, S.; Nötzel, R.; van Veldhoven, PJ; van Otten, FWM; Barbarin, Y.; Servanton, G; de Vries, Tjibbe; Smalbrugge, E; Geluk, Erik Jan; Eijkemans, TJ;	Wavelength controlled InAs/InP quantum dots for telecom laser applications	Microelectronics journal	2006

N°	Auteurs	Titre	Journal	Année
13	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Lenstra, D; Smit, MK;	Semiconductor Diode Lasers- Simulation and Design of Integrated Femtosecond Passively Mode-Locked Semiconductor Ring Lasers Including Integrated Passive Pulse Shaping Components	IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics	2006
14	Yousefi, M; Barbarin, Y; Beri, S; Bente, EA; Smit, MK; Nötzel, R; Lenstra, D;	New role for nonlinear dynamics and chaos in integrated semiconductor laser technology.	Physical review letters	2007
15	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Lenstra, D; Smit, MK;	Monolithic semiconductor waveguide device concept for picosecond pulse amplification, isolation, and spectral shaping	IEEE Journal of Quantum Electronics	2007
16	Anantathanasarn, S.; Nötzel, R.; van Veldhoven, PJ; van Otten, FWM; Eijkemans, TJ; Barbarin, Y.; de Vries, T; Smalbrugge, E; Geluk, E.J.; Bente, EAJM;	Stacking, polarization control, and lasing of wavelength tunable (1.55 μm region) InAs/InGaAsP/InP (100) quantum dots	Journal of crystal growth	2007
17	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Lenstra, D; Smit, MK;	Semiconductor Diode Lasers- Simulation and Design of Integrated Femtosecond Passively Mode-Locked Semiconductor Ring Lasers Including Integrated Passive Pulse Shaping Components	IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics	2006
18	Maas, DJHC; Bellancourt, AR; Hoffmann, M; Rudin, B; Barbarin, Y; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	Growth parameter optimization for fast quantum dot SESAMs	Optics Express	2008
19	Kreuter, P; Witzigmann, B; Maas, DJHC; Barbarin, Y; Südmeyer, T; Keller, U;	On the design of electrically pumped vertical-external-cavity surface-emitting lasers	Applied Physics B	2008
20	Heck, MJR; Muñoz, P; Tilma, BW; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Oei, YS; Notzel, R; Smit, MK;	Design, fabrication and characterization of an InP-based tunable integrated optical pulse shaper	Quantum Electronics, IEEE Journal of	2008
21	Hoffmann, M; Barbarin, Y; Maas, DJHC; Golling, M; Krestnikov, IL; Mikhlin, SS; Kovsh, AR; Südmeyer, T; Keller, U;	Modelocked quantum dot vertical external cavity surface emitting laser	Applied Physics B	2008
22	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Fryda, A; Jung, H; Oei, YS; Notzel, R; Lenstra, D; Smit, MK;	Characterization of a monolithic concatenated SOA/SA waveguide device for picosecond pulse amplification and shaping	IEEE Journal of Quantum Electronics	2008
23	Bente, EAJM; Barbarin, Y; Heck, MJR; Smit, MK;	Modeling of integrated extended cavity InP/InGaAsP semiconductor modelocked ring lasers	Optical and quantum electronics	2008
24	Anantathanasarn, S; Barbarin, Y; Cade, NI; van Veldhoven, PJ; Bente, EAJM; Oei, YS; Kamada, H; Smit, MK; Nötzel, R;	Wavelength tunable InAs/InP (1 0 0) quantum dots in 1.55- μm telecom devices	Materials Science and Engineering: B	2008
25	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Fryda, A; Jung, HD; Oei, YS; Notzel, R; Lenstra, D; Smit, MK;	Pulse Shaping-Characterization of a Monolithic Concatenated SOA/SA Waveguide Device for Picosecond Pulse Amplification and Shaping	IEEE Journal of Quantum Electronics	2008
26	Bellancourt, AR; Barbarin, Y; Maas, DJHC; Shafiei, M; Hoffmann, M; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	Low saturation fluence antiresonant quantum dot SESAMs for MIXSEL integration	Optics express	2009

N°	Auteurs	Titre	Journal	Année
27	Rudin, B; Wittwer, VJ; Maas, DJHC; Hoffmann, M; Sieber, OD; Barbarin, Y; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	High-power MIXSEL: an integrated ultrafast semiconductor laser with 6.4 W average power	Optics express	2010
28	Hoffmann, M; Sieber, OD; Wittwer, VJ; Krestnikov, IL; Livshits, DA; Barbarin, Y; Südmeyer, T; Keller, U;	Femtosecond high-power quantum dot vertical external cavity surface emitting laser	Optics Express	2011
29	Aviles-Espinosa, R; Filippidis, G; Hamilton, C; Malcolm, G; Weingarten, K. J; Südmeyer, T; Barbarin, Y; Keller, U; Santos, SICO; Artigas, D;	Compact ultrafast semiconductor disk laser: targeting GFP based nonlinear applications in living organisms	Biomedical Optics Express	2011
30	Wittwer, VJ; Zaugg, CA; Pallmann, WP; Oehler, AEH; Rudin, B; Hoffmann, M; Golling, M; Barbarin, Y; Südmeyer, T; Keller, U;	Timing jitter characterization of a free-running SESAM mode-locked VECSEL	Photonics Journal, IEEE	2011
31	Barbarin, Y; Hoffmann, M; Pallmann, WP; Dahhan, I; Kreuter, P; Müller, M; Baier, J; Moench, H; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U.	Electrically pumped vertical external cavity surface emitting lasers suitable for passive modelocking	IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics	2011
32	Tahvili, MS; Barbarin, Y; Leijtens, XJM; de Vries, T; Smalbrugge, E; Bolk, J; Ambrosius, HPMM; Smit, MK; Bente, EAJM;	Directional control of optical power in integrated InP/InGaAsP extended cavity mode-locked ring lasers	Optics letters	2011
33	Zhao, L.; Pantouvaki, M.; Croes, K.; Tókei, Zs; Barbarin, Y.; Wilson, CJ; Baklanov, MR; Beyer, Gerald P; Claeys, C;	Role of copper in time dependent dielectric breakdown of porous organo-silicate glass low-k materials	Applied Physics Letters	2011
34	Vanstreels, K.; Ciofi, I; Barbarin, Y.; Baklanov, M.;	Influence of porosity on dielectric breakdown of ultralow-k dielectrics	Journal of Vacuum Science & Technology B	2013
35	Wojcik, H; Hossbach, C; Kubasch, C; Verdonck, P; Barbarin, Y; Ulrich, M; Bartha, JW.; Hübner, R; Engelmann, HJ; Friedemann, M;	Enhanced growth and Cu diffusion barrier properties of thermal ALD TaNC films	Microelectronic Engineering	2013
36	Van Besien, E; Singh, A; Barbarin, Y; Verdonck, P; Dekkers, HFW; Vanstreels, K; de Marneffe, JF; Baklanov, MR; Van Elshocht, S;	Low-k a-SiCO:H films as diffusion barriers for advanced interconnects	Microelectronic Engineering	2013
37	Wu, C; Li, Y; Barbarin, Y; Ciofi, I; Croes, K; Bömmels, J; De Wolf, Ingrid; Tókei, Zs;	Correlation between field dependent electrical conduction and dielectric breakdown in a SiCOH based low-k (k= 2.0) dielectric	Applied Physics Letters	2013
38	Jourdan, N; Barbarin, Y; Croes, K; Siew, YK; Van E, Shocht, S; Tókei, Zs; Vancoille, E;	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition of Manganese on Low-k Dielectrics for Copper Diffusion Barrier Application	ECS Solid State Letters	2013
39	Swerts, J; Siew, YK; Van Besien, E; Barbarin, Y; Opsomer, K; Bömmels, J; Tókei, Zs; Van Elshocht, S;	Scalability of RuTiN barriers deposited by plasma-enhanced atomic layer deposition for advanced interconnects	Microelectronic Engineering	2014
40	Vanpaemel, J; Sugiura, M; Barbarin, Y; De Gendt, S; Tókei, Zs; Vereecken, PM; van der Veen, MH;	Growth and integration challenges for carbon nanotube interconnects	Microelectronic Engineering	2014
41	Zhao, L; Barbarin, Y; Croes, K; Baklanov, MR; Verdonck, P; Tókei, Zs; Claeys, Cor;	Impact of carbon-doping on time dependent dielectric breakdown of SiO ₂ -based films	Applied Physics Letters	2015
42	Rougier, B; Aubert, H; Lefrançois, A; Barbarin, Y; Luc, J; Osmont, A;	Reflection of Electromagnetic Waves From Moving Interfaces for	Radio Science	2016

N°	Auteurs	Titre	Journal	Année
		Analyzing Shock Phenomenon in Solids		
43	Magne, S; Barbarin, Y; Lefrançois, A; Balbarie, M; Sinatti, F; Osmont, A; Luc, J; Woirin, K;	Real-time distributed monitoring of pressure and shock velocity by ultrafast spectrometry with Chirped Fiber Bragg Gratings: Experimental vs calculated wavelength-to-pressure sensitivities in the range [0–4 GPa]	Journal of Applied Physics	2018
44	Barbarin, Y.; Lefrançois, A; Chuzeville, V; Magne, S; Jacquet, L; Elia, T; Woirin, K; Collet, C; Osmont, A; Luc, J;	Development of a Shock and Detonation Velocity Measurement System Using Chirped Fiber Bragg Gratings	Sensors	2020

Conférences internationales

N°	Auteurs	Titre	Conférence	Année
1	Bente, EAJM; Barbarin, Y; Den Besten, JH; Smit, MK; Binsma, JJM;	Characterisation and modelling of a compact multiwavelength ringlaser	11th European Conference on Integrated Optics (ECIO'03)	2003
2	Barbarin, Y; EAJM Bente, E; Heck, MJR; den Besten, JH; Guidi, G; Smit, MK; Binsma, JJM;	Integrated passively modelocked InGaAsP ringlasers with active-passive integration	Integrated Photonics Research	2004
3	Barbarin, Y; Leijtens, XJM; Bente, EAJM; Louzao, CM; Kooiman, JR; Smit, MK;	Extremely small AWG demultiplexer fabricated on InP by using a double-etch process	Integrated Photonics Research	2004
4	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Marquet, C; Leclère, E; de Vries, T; van Veldhoven, P; Oei, Y; Nötzel, R; Smit, M; Binsma, J;	Butt-joint reflectivity and loss in InGaAsP/InP waveguides	12th European Conference on Integrated Optics (ECIO'05)	2005
5	Babaud, L; Groen, FH; Leijtens, XJM; Bertogna, M; Den Besten, JH; Barbarin, Y; Oei, YS; Karouta, F; Binsma, JJM; Smit, MK;	First integrated continuously tunable AWG-based laser using electro-optical phase shifters	12th European Conference on Integrated Optics (ECIO)	2005
6	Heck, MJR; Muñoz, P; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Lenstra, D; Smit, MK;	Simulation and design of integrated pulse shaping components for femtosecond modelocked ring lasers	12th European Conference on Integrated Optics (ECIO)	2005
7	Bente, EAJM; Heck, MJR; Barbarin, Y; Lenstra, D; Smit, MK;	Simulation of semiconductor mode-locked ring lasers with monolithically integrated passive pulse shaping elements	5th International conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices	2005
8	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Heck, MJR; Oei, YS; Notzel, R; Smit, MK;	Passively Modelocked 20 and 40GHz Bulk InGaAsP Lasers	31st European Conference on Optical Communication (ECOC 2005)	2005
9	Notzel, R; Anantathanasarn, S; van Veldhoven PJ; van, Otten FWM; Eijkemans, TJ; Barbarin, Y; Bente, EAJM; de, Vries T; Smalbrugge, E; Geluk, EJ;	Wavelength Tunable (1.55 μm Region) InAs/InGaAsP/InP (100) Quantum Dots in Telecom Laser Applications	Conference on Solid State Devices and Materials	2006
10	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Heck, MJR; Oei, YS; Nötzel, R; Lenstra, D; Smit, MK;	Detailed characterization of a 15GHz integrated bulk InGaAsP passively modelocked ring laser	EOS Topical Meeting on Extreme Optics	2006
11	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Heck, MJR; Pozo, J; Rorison, JM; Oei, YS; Nötzel, R; Smit, MK;	18GHz Fabry-Pérot integrated extended cavity passively modelocked lasers	13th European Conference on Integrated Optics (ECIO 2007)	2007
12	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Jung, HD; Oei, YS; Nötzel, R; Lenstra, D; Smit, MK;	Integrated Optical Waveguide Device for Picosecond Pulse Compression	13th European Conference on Integrated Optics (ECIO 2007)	2007
13	Yousefi, M.; Beri, S; Barbarin, Y; Bente, EAJM; Smit, MK; Lenstra, D;	Observation of nonlinear dynamics and transition to chaos in Photonic Integrated Circuits	Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)	2007
14	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Fryda, A; Jung, HD; Oei, YS; Notzel, R; Lenstra, D; Smit, MK;	Semiconductor waveguide device for picosecond pulse amplification and spectral shaping at 1560 nm	Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)	2007
15	Nötzel, R; Anantathanasarn, S; van Veldhoven, PJ; Barbarin, Y; Bente, EAJM; Smit, MK; Cade, NI; Kamada, H; Satpati, B; Trampert, A;	1.55- μm range InAs/InP (100) quantum dot telecom devices	SPIE Nanophotonics for Communication: Materials, Devices, and Systems IV;	2007

N°	Auteurs	Titre	Conférence	Année
16	Yousefi, M; Beri, S; Barbarin, Y; Bente, EAJM; de Vries, T; Smalbrugge, E; Van Veldhoven, PJ; Oei, YS; Smit, MK; Nötzel, R;	Towards a compact laser for chaos encryption	13th European Conference on Integrated Optics (ECIO 2007)	2007
17	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Lenstra, D; Smit, MK;	Novel concept for an integrated optical waveguide isolator for picosecond pulse operation	European Conference on Lasers and Electro-Optics	2007
18	Notzel, R; Anantathanasarn, S; van Veldhoven, PJ; Barbarin, Y; Bente, EAJM; Smit, MK; Cade, NI; Kamada, H; Satpati, B; Trampert, A;	1.55- μm range InAs/InP (100) quantum dot telecom devices (Invited Paper)[6779-03]	SPIE The International Society For Optical Engineering	2007
19	Bente, E; Heck, M; Barbarin, Y; Anantathanasarn, S; Nötzel, R; Smit, M;	Monolithic InP-based passively modelocked semiconductor ring lasers at 1.5 μm	Physics and Simulation of Optoelectronic Devices XVI	2008
20	Raz, Oded; Dorren, HJS; Beri, S; Barbarin, Y; Bente, EAJM; Anantathanasarn, S; Notzel, R;	Non inverting and non-filtered wavelength converter based on an InAs/InP (100) QD ring laser at 1.55 μm	Optical Fiber Communication (OFC 2008)	2008
21	Bente, EAJM; Heck, M; Barbarin, Y; Anantathanasarn, S; Notzel, R; Smit, MK;	Monolithic InP-based passively modelocked semiconductor ring lasers at 1.5 μm (Invited Paper)	SPIE Physics and Simulation of Optoelectronic Devices XVI	2008
22	Barbarin, Y.; Bellancourt, AR; Maas, DJ; Shafiei, M; Hoffmann, M; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	Low saturation fluence antiresonant quantum dot SESAMs for MIXSEL integration	Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)	2009
23	Hoffmann, M; Barbarin, Y; Maas, DJ; Bellancourt, AR; Shafiei, M; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U; Krestnikov, Igor L; Mikhrin, SS;	All quantum dot modelocked vertical external cavity surface emitting laser	Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)	2009
24	Maas, DJ; Hoffmann, M; Bellancourt, AR; Rudin, Benjamin; Barbarin, Y; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	Growth Parameter Optimization for Fast Quantum Dot Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (QD-SESAMs)	Advanced Solid-State Photonics	2009
25	Hoffmann, M; Maas, DJHC; Sieber, O; Wittwer, VJ; Bellancourt, AR; Rudin, B; Barbarin, Y; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	First experimental verification of soliton-like pulse-shaping mechanisms in passively mode-locked VECSEL	European Conference on Lasers and Electro-Optics	2009
26	Hoffmann, M; Barbarin, Y; Maas, DJHC; Bellancourt, AR; Shafiei, M; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U; Krestnikov, IL; Mikhrin, SS;	First modelocked Vertical External Cavity Surface Emitting Laser using quantum dot layers for gain and SESAM	European Conference on Lasers and Electro-Optics	2009
27	Hoffmann, M; Barbarin, Y; Maas, DJ; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U; Krestnikov, Igor L; Mikhrin, SS; Kovsh, Alexey R;	First Modelocked Quantum Dot Vertical External Cavity Surface Emitting Laser	Advanced Solid-State Photonics	2009
28	Shafiei, M; Barbarin, Y; Bellancourt, AR; Maas, DJHC; Hoffmann, M; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	Fast antiresonant quantum-dot SESAMs for MIXSEL integration	European Conference on Lasers and Electro-Optics	2009
29	Barbarin, Y; Pallmann, WP; Hoffmann, M; Dahhan, I; Kreuter, P; Golling, M; Südmeyer, T; Witzigmann, B; Keller, U;	Electrically-pumped VECSEL suitable for passive modelocking: Design, simulation and characterization in continuous wave	22nd IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC)	2010
30	Hoffmann, M; Barbarin, Y; Pallmann, WP; Maas, D J; Kreuter, P; Witzigmann, B; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	Simulation, design, and characterization of electrically-pumped VECSEL for future passive modelocking	European Conference on Lasers and Electro-Optics	2010

N°	Auteurs	Titre	Conférence	Année
31	Pallmann, WP; Hoffmann, M; Wittwer, VJ; Rudin, B; Kreuter, P; Witzigmann, B; Golling, M; Barbarin, Y; Südmeyer, T; Keller, U;	Novel Ultrafast Vertically Emitting Semiconductor Lasers	European Conference on Optical Communication (ECOC)	2010
32	Wittwer, VJ; Rudin, B; Maas, D J; Barbarin, Y; Hoffmann, M; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	Modelocked Integrated External-Cavity Surface Emitting Laser (MIXSEL) generates 660 mW average power in 23-ps pulses at 3 GHz repetition rate	Advanced Solid-State Photonics	2010
33	Rudin, Benjamin; Wittwer, VJ; Maas, D J; Barbarin, Y; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	Modelocked Integrated External-Cavity Surface Emitting Laser (MIXSEL) with output power up to 660 mW and repetition rate up to 10 GHz	Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)	2010
34	Rudin, B; Hoffmann, M; Wittwer, V J; Pallmann, W P; Golling, M; Barbarin, Y; Südmeyer, T; Keller, U;	Ultrafast Semiconductor Lasers in the Thin Disk Geometry	Latin America Optics and Photonics Conference	2010
35	Pallmann, WP; Barbarin, Y; Hoffmann, M; Kreuter, P; Witzigmann, B; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	Design and Continuous-Wave Characterization of Electrically Pumped VECSEL Suitable for Passive Modelocking	European Conference on Integrated Optics	2010
36	Wittwer, V; Rudin, B; Maas, D; Hoffmann, M; Sieber, Oliver; Barbarin, Y; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	MIXSEL: an integrated passively modelocked external-cavity semiconductor laser with 6.4 W average power	4th EPS-QEOD Europhoton Conference	2010
37	Witzigmann, B; Dahhan, Imad; Kreuter, P; Barbarin, Y; Hofmann, M; Pallmann, Wolfgang; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	Design and simulation of electrically pumped mode-locked VECSEL	SPIE LASE (Photonics West)	2011
38	Barbarin, Y;	Recent advances in electrically pumped VECSEL for modelocking	SPIE LASE (Photonics West)	2011
39	Aviles-Espinosa, R; Filippidis, G; Hamilton, C; Malcolm, G; Weingarten, KJ; Südmeyer, T; Barbarin, Y; Keller, U; Artigas, D; Loza-Alvarez, P;	Portable semiconductor disk laser for in vivo tissue monitoring: a platform for the development of clinical applications	European Conferences on Biomedical Optics	2011
40	Wittwer, VJ; Rudin, B; Maas, D JHC; Hoffmann, M; Sieber, OD; Barbarin, Y; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	10-GHz MIXSEL: An Integrated Ultrafast Semiconductor Disk Laser with 2.2 W Average Power	Conference on Lasers and Electro-Optics	2011
41	Pallmann, WP; Hoffmann, M; Miller, M; Baier, J; Moench, H; Dahhan, I; Witzigmann, B; Golling, M; Barbarin, Y; Südmeyer, T;	Beam quality optimization of electrically pumped VECSEL for passive modelocking	SPIE LASE (Photonics West)	2011
42	Hoffmann, M; Sieber, OD; Pallmann, WP; Wittwer, VJ; Krestnikov, IL; Mikhrin, SS; Livshits, DA; Malcolm, G; Hamilton, C; Barbarin, Y;	All quantum dot based femtosecond VECSEL	SPIE LASE (Photonics West)	2011
43	Wittwer, VJ; Pallmann, WP; Oehler, AEH; Rudin, B; Golling, M; Barbarin, Y; Südmeyer, T; Keller, U;	Timing jitter characterization of a quantum dot SESAM modelocked VECSEL	SPIE LASE (Photonics West)	2011
44	Sieber, OD; Hoffmann, M; Wittwer, VJ; Pallmann, WP; Golling, M; Barbarin, Y; Südmeyer, T; Keller, U;	Scaling high-power ultrafast VECSEL into the femtosecond regime	SPIE LASE (Photonics West)	2011
45	Golling, M; Barbarin, Y; Südmeyer, T; Keller, U;	MBE growth challenges of quantum dot saturable absorbers integrated into a MIXSEL	SPIE LASE (Photonics West)	2011

N°	Auteurs	Titre	Conférence	Année
46	Sieber, OD; Hoffmann, M; Wittwer, VJ; Pallmann, WP; Krestnikov, IL; Mikhrin, Sergey S; Livshits, Daniil A; Golling, M; Barbarin, Y; Südmeyer, T;	Femtosecond VECSEL with up to 1-W average output power	Conference on Lasers and Electro-Optics	2011
47	Aviles-Espinosa, R; Filippidis, G; Hamilton, C; Malcolm, G; Weingarten, KJ; Südmeyer, T; Barbarin, Y; Keller, U; Artigas, D; Loza-Alvarez, P;	Compact ultrafast semiconductor disk laser for nonlinear imaging in living organisms	SPIE Multiphoton Microscopy in the Biomedical Sciences XI	2011
48	Tahvili, MS; Barbarin, Y; Leijtens, XJM; de Vries, T; Smalbrugge, E; Bolk, J; Ambrosius, HPMM; Smit, MK; Bente, EAJM;	An asymmetric integrated extended cavity 20GHz mode-locked quantum well ring laser fabricated in the JePPIX technology platform	European Conference on Lasers and Electro-Optics	2011
49	Wittwer, VJ; Rudin, B; Maas, D JHC; Hoffmann, M; Sieber, OD; Barbarin, Y; Golling, M; Suedmeyer, T; Keller, U;	10-GHz MIXSEL: A high power integrated ultrafast semiconductor disk laser	European Conference on Lasers and Electro-Optics	2011
50	Wittwer, VJ; Zaugg, CA; Pallmann, WP; Oehler, A EH; Rudin, B; Hoffmann, M; Golling, M; Barbarin, Y; Suedmeyer, T; Keller, U;	Free-Running Quantum Dot SESAM Modelocked VECSEL with Record-Low Timing Jitter	European Conference on Lasers and Electro-Optics	2011
51	Hoffmann, M; Sieber, OD; Wittwer, VJ; Pallmann, WP; Krestnikov, IL; Mikhrin, SS; Livshits, DA; Golling, M; Barbarin, Y; Südmeyer, T;	Femtosecond VECSEL with up to 1 W Average Output Power	European Conference on Lasers and Electro-Optics	2011
52	Südmeyer, T; Wittwer, VJ; Hoffmann, M; Sieber, OD; Rudin, B; Maas, DJHC; Barbarin, Y; Golling, M; Keller, U;	Ultrafast VECSEL and MIXSELS: Gigahertz semiconductor lasers with multiwatt average power	24th IEEE Photonic Society Annual Meeting	2011
53	Dahhan, I; Barbarin, Y; Hoffmann, M; Pallmann, WP; Zaugg, C; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U; Witzigmann, B;	Current confinement in EP-VECSEL for high power single-mode operation suitable for passive mode-locking	SPIE Photonics Europe	2012
54	Croes, K; Cherman, VO; Li, Y; Zhao, L; Barbarin, Y; De Messemaeker, J; Civale, Y; Velenis, D; Stucchi, M; Kauerauf, T;	Reliability concerns in copper TSV's: Methods and results	19th IEEE International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits	2012
55	Barbarin, Y; Zhao, L; Verdonck, P; Baklanov, MR; Croes, K; Tókei, Zs;	Time dependent dielectric breakdown study of organo silicate glass materials over a wide range of k-values	2012 IEEE International Interconnect Technology Conference	2012
56	Verecke, B.; van der Veen, M.; Barbarin, Y.; Masahito, S.; Kashiwagi, Y.; Cott, D.; Huyghebaert, C. and Tokei, Z.;	Characterization of carbon nanotubes based vertical interconnects	International Conference on Solid State Devices and Materials - SSDM	2012
57	Siew, YK; Swerts, J; Dictus, D; El-Mekki, Z; Armini, S; Dordi, Y; Yoon, A; Kolics, A; Barbarin, Y; Croes, K;	Enabling sub 20nm Cu metallization with PEALD Ru-TiN barrier and ELD seed	Advanced Metallization Conference	2012
58	Orchard, JR; Childs, David T; Lin, LC; Stevens, BJ; Williams, DM; Hogg, RA; Butkus, M; Rafailov, EU; Gronenborn, S; Kolb, J;	Development of EP-VECSEL for Mode Locking Applications	SPIE Photonics West 2012	2012
59	Barbarin, Y; Croes, K; Roussel, PJ; Li, Y; Verdonck, P; Baklanov, M; Tókei, Zs; Zhao, L;	Reliability Characteristics of Thin Porous Low-K Silica-Based Interconnect Dielectrics	IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)	2013

N°	Auteurs	Titre	Conférence	Année
60	Croes, K; Roussel, P; Barbarin, Y; Wu, C; Li, Y; Bömmels, J; Tókei, Zs;	Low field TDDB of BEOL interconnects using > 40 months of data	IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)	2013
61	Li, Y; Wu, Chen; Degraeve, R; Croes, K; Barbarin, Y; Baklanov, MR; Tókei, Zs;	Trap Spectroscopy and Ta Penetration Induced Charge Trapping in Porous SiOCH Low-k Dielectrics	IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)	2013
62	Van Besien, E.; Wang, C.; Verdonck, P.; Singh, A.; Barbarin, Y.; Schaekers, M.; Baklanov, M. Van Elshocht, S.;	Development and evaluation of a-SiC:H films using a dimethylsilacyclopentane precursor as a low -k Cu capping layer in advanced interconnects	Materials for Advanced Metallization - MAM	2013
63	Siew, YK; Jourdan, N; Barbarin, Y; Machillot, J; Demuyne, S; Croes, K; Tseng, J; Ai, H; Tang, J; Naik, M;	CVD Mn-based self-formed barrier for advanced interconnect technology	IEEE International Interconnect Technology Conference - IITC	2013
64	van der Veen, MH; Barbarin, Y; Vereecke, B; Sugiura, M; Kashiwagi, Y; Cott, DJ; Huyghebaert, C; Tókei, Zs;	Electrical improvement of CNT contacts with Cu damascene top metallization	IEEE International Interconnect Technology Conference - IITC	2013
65	Ciofi, I; Lazzaro, P.; Silipigni, S.; Barbarin, Y.; Croes, K.;	Triangular Voltage Sweep Measurements after Current-Ramp Temperature Stress	224 th ElectroChemical Society Fall Meeting (ESC)	2013
66	Jourdan, N.; Machillot, J.; Barbarin, Y.; Siew, YK; Ai, H.; Cockburn, A.; Nguyen, MP; Van Elshocht, S.; Boemmels, J.; Lakshmanan, A.;	CVD/ALD-Mn (Nx) as Copper Diffusion Barrier for Advanced Interconnect Technologies	224 th ElectroChemical Society Fall Meeting (ESC)	2013
67	Van Besien, E; Wang, C; Verdonck, P; Singh, A; Barbarin, Y; de Marneffe, JF; Vanstreels, K; Tielens, H; Schaekers, M; Baklanov, MR;	Development and evaluation of a-SiC:H films using a dimethylsilacyclopentane precursor as a low-k Cu capping layer	IEEE International Interconnect Technology Conference - IITC	2013
68	Kim, TG; Verdonck, P; Ciofi, I; Barbarin, Y; Tokei, Zs; Baklanov, M;	Characterization of metal permeation in porous low-k films by spectroscopic ellipsometry	6th International Conference on Spectroscopy Ellipsometry	2013
69	Van Besien, E; Singh, A; Barbarin, Y; Verdonck, P; Baklanov, M;	Development and evaluation of a-SiCO: H films as Cu and moisture diffusion barriers with a low dielectric constant, for advanced interconnects	Materials for Advanced Metallization-MAM	2013
70	Vanstreels, Kris; Ciofi, Ivan; Barbarin, Y; Baklanov, Mikhail;	Influence of porosity on dielectric breakdown of ultralow-k dielectrics	Journal of Vacuum Science & Technology B	2013
71	van der Veen, M H; Barbarin, Y; Kashiwagi, Y; Tókei, Zs;	Electron mean-free path for CNT in vertical interconnects approaches Cu	IEEE International Interconnect Technology Conference	2014
72	Wu, C; Li, Y; Barbarin, Y; Ciofi, I; Tang, B; Kauerauf, T; Croes, K; Bommels, J; De Wolf, I; Tokei, Zs;	Towards the understanding of intrinsic degradation and breakdown mechanisms of a SiOCH low-k dielectric	IEEE International Reliability Physics Symposium	2014
73	Tang, BJ; Croes, K; Barbarin, Y; Wang, YQ; Degraeve, R; Li, Y; Toledano-Luque, M; Kauerauf, T; Bömmels, J; Tókei, Zs;	As-grown donor-like traps in low-k dielectrics and their impact on intrinsic TDDB reliability	Microelectronics Reliability	2014
74	Eid, M.; Kling, T.; Hakkarainen, T.; Grangeat, A.; Barbarin, Y.; Serafin, D.;	Cascading Failures: Dynamic Model for CIP Purposes - Case of Random Failures following Poisson Stochastic Process	9th International Conference on Critical Information Infrastructures Security	2014
75	Barbarin, Y.; Lefrançois, A.; Zaniolo, G.; Chuzeville, V.; Jacquet, L.; Magne, S.; Luc, J.; Osmont, A.;	Optimization of detonation velocity measurements using a chirped fiber Bragg grating	SPIE Fiber Optic Sensors and Applications XII	2015

N°	Auteurs	Titre	Conférence	Année
76	Xie, J; Theocharidou, M; Barbarin, Y;	Knowledge-Driven Scenario Development for Critical Infrastructure Protection	10 th International Conference on Critical Information Infrastructures Security	2015
77	Magne, S; Barbarin, Y; Lefrançois, A; Chuzeville, V; Luc, J; Woirin, K; Laffont, G; Ferdinand, P;	Chirped Fiber Bragg gratings for distributed detonation velocity measurements	Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides	2016
78	Barbarin, Y; Lefrançois, A; Magne, S; Woirin, K; Sinatti, F; Osmont, A; Luc, J;	Dynamic high pressure measurements using a Fiber Bragg Grating probe and an arrayed waveguide grating spectrometer	SPIE Interferometry XVIII	2016
79	Barbarin, Y; Lefrançois, A; Sinatti, F; Bey, A; Balbarie, M; Osmont, A; Luc, J;	Dynamic dispersive spectrometer using a fiber Bragg grating for high pressure measurements	IEEE SENSORS	2016
80	Chuzeville, V; Baudin, G; Lefrançois, A; Genetier, M; Barbarin, Y; Jacquet, L; Lhopitault, JL; Peix, J; Boulanger, R; Catoire, L;	Detonation initiation of heterogeneous melt-cast high explosives	AIP Conference Proceedings	2017
81	Barbarin, Y; Lefrançois, A; Magne, S; Chuzeville, V; Balbarie, M; Jacquet, L; Sinatti, F; Osmont, A; Luc, J;	Dynamic measurements of physical quantities in extreme environment using fiber Bragg grating	25th Optical Fiber Sensors Conference (OFS)	2017
82	Rougier, B; Lefrançois, A; Aubert, H; Bouton, E; Luc, J; Osmont, A; Barbarin, Y;	Simultaneous Shock and Particle Velocities Measurement using a Single Microwave Interferometer on Pressed TATB Composition T2 Submitted to Plate Impact	International Detonation Symposium	2018
83	Magne, S; Nehr, S; Roussel, N; Laffont, G; Le Blanc, G; Barbarin, Y; Luc, J; Lassalle, O; Sinatti, F;	Fiber Bragg Grating Dynamic Extensometry on Metallic Samples submitted to High Pulse Power Magnetic Fields	Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides and Materials	2018
84	Barbarin, Y; Lefrançois, A; Rougier, B; Sinatti, F; Lassalle, O; Osmont, A; Luc, J;	Shocks Sensing by Fiber Bragg Gratings and a 100 MHz Dynamic Dispersive Interrogator	IEEE Research and Applications of Photonics In Defense Conference (RAPID)	2018
85	Barbarin, Y; Chuzeville, V; Colas, V; Chevalier, JM; Hereil, P; Jacquet, L; Luc, J;	Dynamic Strain Measurements by Fiber Bragg Gratings and a 100 MHz Dispersive Spectrometer	IEEE Photonics Conference (IPC)	2019

Conférences nationales et « workshops »

N°	Auteurs	Titre	Workshop	Année
1	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Lenstra, D; Smit, MK;	Dispersion management in passively modelocked integrated semiconductor lasers	8th Symposium IEEE/LEOS Benelux, Enschede, The Netherlands	2003
2	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Heck, MJR; Lenstra, D; Smit, MK;	Simulation of injection seeding of an integrated passively modelocked ring laser	8th Symposium IEEE/LEOS Benelux, Enschede, The Netherlands	2003
3	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Heck, MJR; Lenstra, D; Smit, MK;	Modelling of an integrated passively modelocked ring laser for clock recovery	European semiconductor laser workshop, Torino, Italy	2003
4	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Heck, MJR; Lenstra, D; den Besten, JH; Smit, MK; Binsma, JJM;	Modelling and experimental results of a 26GHz integrated passively modelocked ring laser	9th Symposium IEEE/LEOS Benelux, Ghent, Belgium	2004
5	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Lenstra, D; Smit, MK;	Simulation of mode-locked ring lasers including integrated passive components for dispersion compensation	9th Symposium IEEE/LEOS Benelux, Ghent, Belgium	2004
6	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Marquet, C; Leclère, EJS; Smit, MK; Binsma, JJM;	Measurements of reflectivities on butt-joint active-passive interfaces in extended cavity Fabry-Pérot lasers	9th Symposium IEEE/LEOS Benelux, Ghent, Belgium	2004
7	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Heck, MJR; Lenstra, D; den Besten, JH; Smit, MK; Binsma, JJM;	Modelling and experimental results of a 26GHz integrated passively modelocked ring laser	9th Symposium IEEE/LEOS Benelux, Ghent, Belgium	2004
8	Hanfoug, R; Augustin, LM; Barbarin, Y; van der Tol, JJGM; Bente, EAJM; Karouta, F; Rogers, D; Oei, YS; Leijtens, XJM; Smit, MK;	A Multimode Interference coupler with low reflections	10th Annual Symposium of the IEEE/LEOS Benelux Chapter, Mons, Belgium	2005
9	Marell, MJH; van der Tol, JJGM; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Heck, MJR; Khalique, U; Smit, MK;	An all-active 2R regenerator using POLIS	10th Annual Symposium of the IEEE/LEOS Benelux Chapter, Mons, Belgium	2005
10	Heck, MJR; Muñoz, P; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Oei, YS; Nötzel, R; Lenstra, D; Smit, MK;	Tunable integrated pulse shaping devices	10th Annual Symposium of the IEEE/LEOS Benelux Chapter, Mons, Belgium	2005
11	Munoz, P; Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Smit, MK; Pastor, D; Capmany, J;	Design of short pulse compressors based on arrayed waveguide gratings and phase modulators	Optoelectrónica conference, Alicante, Spain	2005
12	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Lenstra, D; Smit, MK;	Simulation of Modelocked Ring Lasers Including Integrated Pulse Shaping Components	Scientific ICT Research Event Netherlands (SIREN) Eindhoven, Netherlands	2005
13	Verdurmen, EJM; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Smit, MK; Koonen, AMJ; de Waardt, H;	All-optical add-drop multiplexing towards 320 Gb/s using HNLF in a NOLM	Scientific ICT Research Event Netherlands (SIREN) Eindhoven, Netherlands	2005
14	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Verdurmen, EJM; Waardt, de, H; Koonen, AMJ; Smit, MK;	Mode-locked lasers for optical time domain multiplexing (OTDM) systems	Scientific ICT Research Event Netherlands (SIREN) Eindhoven, Netherlands	2005
15	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Fryda, A; Jung, HD; Oei, YS; Nötzel, R; Lenstra, D; Smit, MK;	Integrated waveguide device for picosecond pulse amplification and spectral shaping	11th Annual Symposium of the IEEE/LEOS Benelux Chapter, Eindhoven, The Netherlands	2006
16	Barbarin, Y; Anantathanasarn, S; Bente, EAJM; Oei, YS; Smit, MK; Nötzel, R;	InAs/InP Quantum Dot Fabry-Pérot and Ring Lasers in the 1.55 μm Range using Deeply Etched Ridge Waveguides	11th Annual Symposium of the IEEE/LEOS Benelux Chapter, Eindhoven, The Netherlands	2006

N°	Auteurs	Titre	Workshop	Année
17	Beri, S; Raz, O; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Anantathanasarn, S; Nötzel, R; Dorren, HJS; Smit, MK; Verschaffelt, G; Tassin, P;	Spectral investigation of the operation of multi-longitudinal mode semiconductor ring lasers	12th Annual Symposium of the IEEE/LEOS Benelux Chapter, Brussels, Belgium	2007
18	Barbarin, Y; Bente, EAJM; Heck, MJR; Lenstra, D; Smit, MK;	Simulation of symmetric and asymmetric integrated extended cavity passively mode-locked ring lasers	12th Annual Symposium of the IEEE/LEOS Benelux Chapter, Brussels, Belgium	2007
19	Heck, MJR; Bente, EAJM; Barbarin, Y; Nötzel, R; Smit, MK;	Femtosecond pulse sources on an optical chip	Fotonica Evenement 2007, The Hague, The Netherlands	2007
20	Barbarin, Y; Anantathanasarn, S; Bente, EAJM; Oei, YS; Smit, MK; Nötzel, R;	Lasers in optisch geïntegreerde circuits op basis van nieuwe InAs/InP quantum dot materialen	Fotonica Evenement 2007, The Hague, The Netherlands	2007
21	Yousefi, M; Beri, S; Barbarin, Y; Smit, MK; Lenstra, D;	Investigation of the nonlinear dynamics of photonic integrated circuits	PHASE workshop 2007, Metz, France.	2007
22	Tahvili, MS; Barbarin, Y; Leijtens, XJM; de Vries, T; Smalbrugge, E; Bolk, J; Ambrosius, HPMM; Smit, MK; Bente, EAJM;	A Monolithic 20 GHz Integrated Extended Cavity Mode-locked Quantum Well Ring Laser at 1.58 μm Fabricated in the JEPPIX Platform	15th Symposium of the IEEE Photonics Benelux Chapter, Delft, the Netherlands	2010
23	Südmeyer, T; Rudin, B; Wittwer, VJ; Maas, DJHC; Barbarin, Y; Golling, M; Keller, U;	Modelocked Integrated External-Cavity Surface Emitting Laser (MIXSEL) with output power up to 660 mW and repetition rate up to 10 GHz	Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. DPG-Tagung	2010
24	Wittwer, VJ; Rudin, B; Maas, DJHC; Sieber, OD; Hoffmann, M; Barbarin, Y; Golling, M; Südmeyer, T; Keller, U;	High power MIXSEL: Picosecond pulses with 4 W average power from an integrated ultrafast semiconductor disk laser	6th International Conference on Laser Assisted Net Shape Engineering (LANE)	2010
25	Südmeyer, T; Wittwer, VJ; Rudin, B; Maas, DJHC; Hoffmann, M; Sieber, OD; Barbarin, Y; Golling, M; Keller, U;	High power MIXSEL: 6.4 W average power from an ultrafast semiconductor laser	19th International Laser Physics Workshop 2010 (LPHYS'10)	2010
26	Barbarin, Y;	Simulation, Design, and Characterization of Electrically-Pumped VECSEL for Future Passive Modelocking	VCSEL Day 2010, Turin, Italy	2010
27	Aviles-Espinosa, R; Filippidis, G; Hamilton, C; Malcolm, G; Weingarten, KJ; Südmeyer, T; Barbarin, Y; Keller, U; Artigas, D;	Efficient nonlinear excitation of encoded fluorescent proteins in living samples using a semiconductor disk laser	Focus on Microscopy 2011 Konstanz, Germany April 17 - April 20, 2011	2011
28	Zaugg, CA; Pallmann, WP; Hoffmann, M; Barbarin, Y; Golling, M; Dahhan, I; Südmeyer, T; Witzigmann, B; Keller, U;	Recent advances in electrically pumped VECSEL for modelocking	The European Semiconductor Laser Workshop (ESLW 2011)	2011
29	Golling, M; Rudin, B; Wittwer, VJ; Maas, DJHC; Barbarin, Y; Hoffmann, M; Sieber, OD; Südmeyer, T; Keller, U;	MBE growth of high power Modelocked Integrated External-Cavity Surface Emitting Laser (MIXSEL) with 6.4 W output power	16th European Molecular Beam Epitaxy Workshop (Euro-MBE 2011)	2011
30	Südmeyer, T; Wittwer, VJ; Rudin, B; Maas, DJHC; Hoffmann, M; Sieber, OD; Barbarin, Y; Golling, M; Keller, U;	The MIXSEL: An integrated ultrafast gigahertz semiconductor laser with multiwatt average output power	Photonics North Conference 2011	2011

N°	Auteurs	Titre	Workshop	Année
31	Sieber, OD; Hoffmann, M; Wittwer, VJ; Pallmann, WP; Golling, M; Barbarin, Y; Südmeyer, T; Keller, U; Krestnikov, IL; Mikhrin, SS;	Novel femtosecond semiconductor lasers with more than 1 W average power	20th International Laser Physics Workshop (LPHYS'11)	2011
32	Südmeyer, T; Wittwer, VJ; Sieber, OD; Mangold, M; Hoffmann, M; Barbarin, Y; Golling, M; Keller, U;	Recent advances in ultrafast VECSEL and MIXSELS	Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. DPG-Tagung.	2012
33	Magne, S; Barbarin, Y; Lefrançois, A; Chuzeville, Vincent; Luc, J; Woirin, Karol; Laffont, Guillaume; Ferdinand, Pierre;	Mesure repartie in situ de vitesses de détonation par réseaux de Bragg à périodes variables	Journées Nationales d'Optique Guidée - SFO	2016
34	Magne, S; Barbarin, Y; Lefrançois, A; Balbarie, M; Sinatti, Frédéric; Osmont, A; Luc, J;	Mesure de profils de vitesse et de pression de choc par spectrométrie Bragg ultrarapide (GHz)	Journées Nationales d'Optique Guidée - SFO	2017
35	Magne, S; Nehr, S; Roussel, N; Laffont, G; Le Blanc, G; Barbarin, Y; Luc, J; Lassalle, O; Sinatti, F;	Extensométrie dynamique par réseaux de Bragg d'échantillons sollicités sous pressions magnétiques	Journées Nationales d'Optique Guidée	2018

Brevets

C. Hamilton, G. Malcolm, U. Keller, T. Südmeyer, K. Weingarten, P. Loza-Alvarez, Y. Barbarin, E. Rafailov, “Semiconductor disk laser for nonlinear microscopy applications in living organisms” Brevet, mis à jour en 2016, US Patent 9,454,060.

Y. Barbarin et J. Luc, “Dispositif pour réaliser une série de mesures optiques sur des points voisins par multiplexage en longueur d'ondes” Brevet N° FR3098603 du 15/01/2021

ANNEXES

FIBRES OPTIQUE A RESEAUX DE BRAGG DES CHAPITRES 4 ET 5

Les caractéristiques des réseaux de Bragg développés pour nos différentes applications sont listées dans le tableau suivant :

Type	Application visée	Longueur (mm)	Longueur d'onde centrale (nm)	Largeur spectrale (nm)	Interrogateur
CFBG	Vitesse de détonation	20	1550	23	BraggFast (ou BraggPulse)
CFBG	Vitesse de détonation	50	1550	23	BraggFast (ou BraggPulse)
CFBG	Vitesse de détonation	100	1545	17	BraggFast (ou BraggPulse)
FBG	Déformations multi-points	2 espacement 25 mm	1535, 1540, 1545, 1550, 1555, 1560, 1565 et 1570	0,5	BraggPulse
FBG	Pression perpendiculaire au front de choc	2	1597	0,5	BraggPulse (ou Spectro AWG voire BraggStrong)
FBG	Pression parallèle au front de choc	2	1540	0,5	BraggPulse (ou Spectro AWG voire BraggStrong)
CFBG	Profil de pression	50	1605	4	BraggPulse (ou Spectro AWG)

AUTORISATION DE REUTILISATION DE FIGURES

[Bragg 1913]

THE ROYAL SOCIETY

W.H. Bragg and W.L. Bragg “The reflection of X-rays by crystals” Proceedings of the Royal Society, London, A88428–438, 1913.

You do not need to seek permission for re-use of material over 70 years old for up to 5 articles or figures – re-use is only subject to acknowledgement. Beyond this limit please contact us.

[Mangold 2014]

OSA Publishing

M. Mangold, C.A. Zaugg, S.M. Link, M. Golling, B.W. Tilma, U. Keller, “Pulse repetition rate scaling from 5 to 100 GHz with a high-power semiconductor disk laser” Optics Express 22, 6099-6107, 2014.

Open Access Licenses

OSA's "Copyright Transfer and Open Access Publishing Agreement" (OAPA) is the default option for most authors when publishing in one of our fully open access journals or when opting for open access in our hybrid journals. All articles published under our OAPA are freely accessible, while copyright is transferred to OSA. Authors may post the published version of their article to their personal website, institutional repository, or a repository required by their funding agency. Authors and readers may use, reuse, and build upon the article, or use it for text or data mining, as long as the purpose is non-commercial and appropriate attribution is maintained.

[Pallmann 2013]**Ultrafast Electrically Pumped VECSELS**

Author: W. P. Pallmann

Publication: IEEE Photonics Journal

Publisher: IEEE

Date: Aug. 2013

Copyright © 2013, IEEE

W.P. Pallmann C.A. Zaugg, M. Mangold, I. Dahhan, M. Golling, B.W. Tilma, B. Witzigmann, U. Keller, “Ultrafast Electrically Pumped VECSEL” IEEE Photonics Journal, Vol. 5, No. 4, 1501207, 2013.

Thesis / Dissertation Reuse

The IEEE does not require individuals working on a thesis to obtain a formal reuse license, however, you may print out this statement to be used as a permission grant:

Requirements to be followed when using any portion (e.g., figure, graph, table, or textual material) of an IEEE copyrighted paper in a thesis:

1) In the case of textual material (e.g., using short quotes or referring to the work within these papers) users must give full credit to the original source (author, paper, publication) followed by the IEEE copyright line © 2011 IEEE.

2) In the case of illustrations or tabular material, we require that the copyright line © [Year of original publication] IEEE appear prominently with each reprinted figure and/or table.

3) If a substantial portion of the original paper is to be used, and if you are not the senior author, also obtain the senior author's approval.

[Tilma 2015]

Publisher: Springer Nature

Copyright © 2015, Springer Nature

Creative Commons

B.W. Tilma, M. Mangold, C.A. Zaugg, S.M. Link, D. Waldburger, A. Klenner, A.S. Mayer, E. Gini, M. Golling, U. Keller, “Recent advances in ultrafast semiconductor disk lasers” *Light: Science & Applications* 4, e310, 2015.

This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons CC BY license, which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

ACTIVITES D'ENSEIGNEMENT, D'ENCADREMENT ET IMPLICATION DANS LES PROJETS FINANCES

Activités d'enseignement

- Travaux pratiques « *Praktikum Laser HeNe* » ETH Zurich de 2007 à 2009, 3h/semaine sur un semestre.
- Travaux pratiques « *Praktikum Lichtpolarisation* » ETH Zurich de 2009 à 2010, 3h/semaine sur un semestre.
- Cours « Capteurs » de la Licence Professionnelle Qualité Contrôle Métrologie, IUT Figeac, 16h/an depuis 2018.
- Formateur : « Personne Informée à la Sécurité Laser » (PISL) pour le CEA Gramat (4h), 3 sessions en 2018, puis 1 session /an.

Co-encadrement de doctorants

ETHZ

- Deran Maas, “MIXSELS – a new class of ultrafast semiconductor lasers” (2009)
- Aude-Reine Bellancourt, “Modelocking of semiconductor vertical emitters: from VECSEL to MIXSEL” (2009)
- Benjamin Rudin, “High-Power Optically Pumped VECSEL and MIXSELS” (2010)
- Martin Hoffmann, “Electrically and optically pumped semiconductor disk lasers – continuous-wave and modelocked” (2011)
- Valentin Wittwer, “New Frontiers of Ultrafast Semiconductor Disk Lasers: High Power MIXSELS and low Noise VECSEL” (2012)
- Wolfgang Pallmann, “Passively modelocked electrically pumped VECSEL” (2013)
- Oliver Sieber, “Scaling high-power ultrafast VECSEL into the femtosecond regime” (2013)
- Christian Zaugg, “Novel Concepts in Modelocked VECSEL” (2014)

CEA Gramat

- Benoit Rougier, “Étude à cœur des propriétés de matériaux innovants par la compréhension de la propagation d'une onde électromagnétique à travers une onde de choc” (2019)
- Jérémy Vich, “Intégration d'un système de préchauffage sur générateurs de hautes puissances pulsées et optimisation des capacités de diagnostics pour l'étude du comportement dynamique des matériaux” (2018-2021, en cours)

Encadrement de stagiaires et apprentis depuis le doctorat

IMEC

- Emil Dulęba, niveau Master, “Reliability of Cu interconnect” (2012)
- Jane O'Reilly, niveau Master, “Reliability studies of organosilicate glass low-K dielectric materials incorporated into planar capacitor test structures” (2012)
- Henry Hong-Yu Chen, niveau Master, “Electrical characterization of Carbon Nanotube based interconnects” (2012)
- Emil Dulęba, niveau Master, “Reliability and characterization of carbon nanotubes interconnections”(2012)
- Daniel Roache, niveau Master, “Reliability studies of novel Cu Barrier on low-K dielectric materials” (2013)

ETHZ

- Mohammad Shafiei, niveau Master, “Anti-resonant QD semiconductor saturable absorber mirrors for MIXSEL integration” (2009)

CEA Gramat

- Matthieu Balbarie, niveau Ingénieur, “Optimisation de la métrologie par fibre optique à réseau de Bragg pour caractériser l'état de choc et de détonation” (2016)
- Alexandre Corral, niveau ingénieur, “Amélioration et mise en œuvre d'un interféromètre par fibre optique à réseau de Bragg pour l'étude de matériaux sous choc” (2016)
- Marie-Reine Manlay, niveau Licence, “Évaluation de l'emploi de fibres multimodes pour des systèmes de vélocimétrie hétérodyne” (2017)
- Victor Colas, niveau ingénieur, “Optimisation d'un spectromètre dynamique BraggPulse” (2018)
- Marin Hamrouni, niveau Ingénieur, “Développement d'un interféromètre optique fibré multi-longueurs d'onde” (2018)
- Tanguy Rodzinka, niveau Master, “Caractérisation d'un système de vélocimétrie radiofréquence à 94 GHz” (2019)
- Sofiane Echaoui, niveau Master, “Fibres de Bragg pour des diagnostics de mesures de contrainte et de vitesse de choc” (2019-2020)
- Grégory Lefrère, niveau Master, “Optimisation des systèmes de vélocimétrie hétérodyne” (2020-2021)
- Augustin Nogier, niveau Ingénieur, “Mise en œuvre et caractérisation d'un système de vélocimétrie ultra-rapide à discriminateur fibré” (2021)

Implication dans les projets financés depuis le doctorat

Projets nationaux

- ETH Research Grant - TH-46/05-2 E-VECSEL
- Nanotera.ch, Research, Technology and Development, Projet “MIXSEL” 2009-2013, ETHZ et EPFL
- ANR ASTRID ANDROMEDE 2013-2016 “Analyse Nanoseconde en Détonique par Réseaux Optiques dans les Matériaux Energétiques de DEfense”, CEA Gramat, CEA LIST, HERAKLES (ARIANE group)
- ANR ASTRID BLAST 2016-2019 “vulnéraBiLité et effiCacité des Structures composites aux effeTs de souffle”, CEA Gramat, Institut Clément Ader, CES

Projets européens

- FP6-IST ePIXnet “European Network of Excellence on Photonic Integrated Components and Circuits” (2004-2009)
- FP7-ICT FAST-DOT (2008-2012)
- FP7-SECURITY CIPRNet “Critical Infrastructure Preparedness and Resilience Research Network” (2013-2017) (non « photonique »)
- FP7-SECURITY PREDICT “PREparing for the Domino effect in Crisis siTuations” (2014-2017) (non « photonique »)

Collaborations nationales

- LRC LICUR, Laboratoire de Recherche Conventionné CEA, Laboratoire Instrumentation et Capteurs Ultra-Rapides (2015-aujourd’hui), CEA Gramat, CEA DIF, CNRS-LAAS Toulouse
- Projet CEA dans le cadre du Programme Transversal de Compétences / Instrumentation et Détection : PTC-ID SAPHIR, (2019), CEA Gramat, CEA Saclay, CEA Cadarache

Contrats privés

- University Sponsored Research Agreement avec Intel Corporation (2007-2008), Projet “MIXSEL”
- “Ultrastable ultrafast semiconductor lasers for distance measurements” pour le compte d’une entreprise d’optique allemande (2009-2010)

ACRONYMES

Acronymes utilisés dans le mémoire	Français	Anglais
AdC	Aiguilles de chronométrie	<i>Electrical Shorting Pins (ESP)</i>
ADP	Absorption à Deux Photons	<i>Two Photons Absorption(TPA)</i>
AR	(Couches) AntiReflet	<i>AntiReflective (coating)</i>
ASE	Emission spontanée amplifiée	<i>Amplified Spontaneous Emission</i>
ASO	Analyseur de Spectre Optique	<i>Optical Spectrum Analyser (OSA)</i>
AWG	Réseau de diffraction intégré	<i>Arrayed Waveguide Grating (AWG ou PHASAR)</i>
BEOL	Ensemble des étapes de fabrication depuis le premier niveau de métallisation jusqu'au procédé de passivation de la puce.	<i>Back End Of Line</i>
BG	Bande d'énergie interdite	<i>BandGap</i>
BraggFast	Système de mesure de vitesse de choc et de détonation par fibre optique à réseau de Bragg	<i>Shock and detonation velocity measurement system by fiber Bragg grating</i>
BraggPulse	Système de mesure dynamique de pression de choc ou de déformation par fibre optique à réseau de Bragg	<i>Strain or shock pressure measurement system by fiber Bragg grating</i>
CCD	Dispositif à transfert de charges (capteur photographique)	<i>Charge-Coupled Device</i>
CdT	Coefficient de Transmission	<i>Transmission coefficient</i>
CEA	Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives	<i>Alternative Energies and Atomic Energy Commission</i>
CFBG	Fibre optique à réseau de Bragg à pas variable	<i>Chirped Fiber Bragg Gratings</i>
CIP	Protection des infrastructures vitales	<i>Critical Infrastructure Protection</i>
CR	Taux de changement de longueur d'onde	<i>Chirp Rate (CR)</i>
CRB	Centre de Recherches du Bouchet (ArianeGroup)	<i>Bouchet research center (currently part of ArianeGroup)</i>
CW	Emission continu	<i>Continuous Wave</i>
DBR	Réflecteur de Bragg distribué	<i>Distributed Bragg Reflector</i>
DCA	Diamètre de Contact Arrière	<i>Bottom Contact Diameter</i>
DLEC	Diode Laser à Emission par le Côté	<i>Edge-Emitting Laser Diode</i>
DRX	Diffusion des Rayons X	<i>X-Ray Scattering (XRS)</i>
DSP	Densité Spectrale de Puissance ≠ Digital Signal Processor	<i>Power spectral density (PSD)</i>
DMLA	Dégénérescence Maculaire Liée à l'Age	<i>Age-related macular degeneration (AMD)</i>
EDFA	Amplificateur à fibre dopée à l'erbium	<i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i>
EP-VECSEL	VECSEL à pompage électrique	<i>Electrically-Pumped VECSEL</i>
ETHZ	Ecole Polytechnique Fédérale de Zurich (EPFZ)	<i>En allemand: Eidgenössische Technische Hochschule Zürich</i>
FBG	Fibre Optique à Réseau de Bragg (FORB)	<i>Fiber Bragg Grating</i>
FO	Fibre Optique	<i>Optical Fiber (OF)</i>
FWHM	Largeur à mi-hauteur	<i>Full-Width Half-Maximum</i>
GDD	Retard de groupe par dispersion	<i>Group Delay Dispersion</i>
HEL	Limite élastique d'Hugoniot	<i>Hugoniot Elastic Limit</i>
ICL	Lasers à cascade inter-bandes	<i>Interband Cascade Laser</i>
ICP	Gravure plasma à couplage inductif	<i>Inductively Coupled Plasma (etching)</i>
IR	InfraRouge (700 nm – 1 mm)	<i>InfraRed (700 nm – 1 mm)</i>

Acronymes utilisés dans le mémoire	Français	Anglais
LANL	Laboratoire national américain du Los Alamos	<i>Los Alamos National Laboratory</i>
lase (laser)	Action d'émettre une radiation « laser »	<i>"is lasing" - a laser emitting a radiation</i>
LASER	Amplification de la lumière par émission stimulée de radiation	<i>Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i>
LdO	Longueur d'Onde	<i>Wavelength</i>
LdOC	Longueur d'Onde Centrale	<i>Central Wavelength</i>
LI	Lumière - Courant (Courbe)	<i>Light - Current (curve)</i>
LIV	Lumière, Courant, Voltage (Courbes)	<i>Light-Current-Voltage (curves)</i>
LLNL	Laboratoire National Lawrence Livermore	<i>Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL)</i>
M ²	Coefficient de qualité du faisceau	<i>Transverse beam quality factor</i>
MBE	Système d'épitaxie par jet moléculaire	<i>Molecular Beam Epitaxy (system)</i>
ME	Matériau Energétique	<i>High-Explosive (HE)</i>
MEB	Microscope Electronique à Balayage	<i>Scanning Electron Microscope (SEM)</i>
MET	Microscopie Electronique en Transmission.	<i>Transmission Electron Microscopy (TEM)</i>
MIXSEL	Laser à cavité verticale étendue à émission par la surface intégrant un SESAM	<i>Modelocked Integrated eXternal-Cavity Surface-Emitting Laser</i>
ML	Monocouche	<i>MonoLayer</i>
MLdO	Multi-Longueur d'Onde	<i>Multimavelength (MWL)</i>
MLL	Laser à verrouillage de modes - "laser modelocké"	<i>Mode-Locked Laser</i>
MM	MultiMode (fibre)	<i>Multimode (fiber)</i>
MMT	Machine à Mesurer Tridimensionnelle	<i>Coordinates Measuring Machine (CMM)</i>
MOVPE	Épitaxie en phase vapeur aux organométalliques	<i>Metal Organic Vapor Phase Epitaxy</i>
n-DBR	Réflecteur de Bragg distribué dopé négativement	<i>n-doped Distributed Bragg Reflector</i>
NIR	Proche infrarouge (780 nm – 3 µm)	<i>Near InfraRed (780 nm – 3 µm)</i>
OCR	Récupération d'horloge optique	<i>Optical Clock Recovery</i>
OFDR	Réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel	<i>Optical Frequency-Domain Reflectometry</i>
OP-VECSEL	VECSEL à pompage optique	<i>Optically-Pumped VECSEL</i>
p-DBR	Réflecteur de Bragg distribué dopé positivement	<i>p-doped Distributed Bragg Reflector</i>
PECVD	Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma	<i>Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition</i>
PL	PhotoLuminescence	<i>PhotoLuminescence</i>
POF	Fibre optique en polymère	<i>Polymer Optical Fiber</i>
PTS	Étirement temporel photonique	<i>Photonic Time-Stretch</i>
QCL	Laser à cascade quantique	<i>Quantum Cascade Laser</i>
QD	Boîte quantique, point quantique, îlot quantique	<i>Quantum Dot</i>
QW	Puits quantique	<i>Quantum Well</i>
RF	Fréquence radio	<i>Radio Frequency</i>
RIE	Gravure ionique réactive	<i>Reactive Ion Etching</i>
RIF	Radio-InterFéromètre	<i>Microwave interferometer</i>
RIN	Bruit d'intensité relative	<i>Relative Intensity Noise</i>
RLP	Relation Longueur d'onde - Position	<i>Wavelength Position Factor (WPF)</i>

Acronymes utilisés dans le mémoire	Français	Anglais
RMS	Valeur moyenne quadratique	<i>Root Mean Square</i>
RQI	Rendement Quantique Interne	<i>Differential quantum efficiency (DQE)</i>
RSB	Rapport Signal sur Bruit	<i>Signal-to-Noise Ratio (SNR)</i>
RTR	Recuit Thermique Rapide	<i>Rapid Thermal Processing (RTP)</i>
SESAM	Miroir absorbant saturable à semi-conducteurs	<i>SEMiconductor Saturable Absorber Mirror</i>
SHM	Contrôle de santé intégré (SCI)	<i>Structural Health Monitoring</i>
SLD	Diode superluminescente	<i>Super Luminescent Diode</i>
SM	Monomode (fibre)	<i>Single Mode (fiber)</i>
TCD	Transition Choc-Détonation	<i>shock-to-detonation transitions (SDT)</i>
TBP	Produit de la durée fois la largeur de bande de l'impulsion (en Hz)	<i>Time-Bandwidth Product</i>
TDOS	Détection optique dans le domaine temporelle	<i>Time Domain Optical Sensing</i>
TS-DFT	Transformée temps-tronçon de Fourier dispersive	<i>Time Stretch Dispersive Fourier Transform</i>
VCSEL	Laser à cavité verticale à émission par la surface	<i>Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser</i>
VECSEL	Laser à cavité verticale étendue à émission par la surface	<i>Vertical-External-Cavity Surface-Emitting-Laser</i>
VD	Vitesse de Détonation	<i>Detonation Velocity</i>
VDE	Vitesse de Détonation Etablie	<i>Steady Detonation Velocity</i>
VH	Vélocimétrie Hétérodyne	<i>Photonic Doppler Velocimetry (PDV)</i>
VISAR	Système interférométrique de vélocimétrie pour tout réflecteur	<i>Velocity Interferometer System for Any Reflector</i>
WB	Equipement pour réaliser une liaison des couches	<i>Wafer Bounder (wafer bonding processing)</i>
WDM	Multiplexage par répartition en longueur d'onde	<i>Wavelength Division Multiplexing</i>
ΔR	Profondeur de modulation	<i>Modulation depth</i>
ΔR_{ns}	Pertes non-saturables	<i>None-saturable loss</i>

Matériaux		
	Français	Anglais
Semi-conducteurs		
AlAs	Arséniure d'aluminium	<i>Aluminium Arsenide</i>
AlGaAs	Arséniure de gallium-aluminium	<i>Aluminium Gallium Arsenide</i>
GaAs	Arséniure de gallium	<i>Gallium Arsenide</i>
GaAsP	Phospho-arséniure de gallium	<i>Gallium Arsenide Phosphide</i>
InAs	Arséniure d'indium	<i>Indium Arsenide</i>
InGaAs	Arséniure d'indium-gallium	<i>Indium Gallium Arsenide</i>
InGaAsP	Phosphure indium-gallium-arsenic	<i>Indium Gallium Arsenide Phosphide</i>
InP	Phosphure d'indium	<i>Indium Phosphide</i>
SiN _x Si ₂ N ₄	Nitride de silicium	<i>Silicon Nitride</i>
SiO ₂	Dioxyde de silicium (Silice)	<i>Silicium Dioxide (Silica)</i>
Matériaux inertes et énergétiques		
Al6061-T6	Aluminium trempé afin d'obtenir le plus grand durcissement structural	<i>T6 temper 6061 aluminium treated to provide the maximum precipitation hardening</i>
B2238	Composite 85% RDX / 15% PBHT	<i>85% RDX / 15% HTPB (composite)</i>
B2273A	Composite 90% HMX / 10% PBHT	<i>90% HMX / 10% HTPB (composite)</i>

Matériaux		
	Français	Anglais
COMP B	Coulé-fondu 59,5% RDX / 39,5% TNT / 1% cire de paraffine	59.5% RDX / 39.5% TNT / 1% wax (melted cast)
HMX	Octogène (C ₄ H ₈ N ₈ O ₈)	Octogen, (High Melting point explosive)
ONTA	OxyNiTrotriAzole (C ₂ H ₂ N ₄ O ₃)	NitroTriazOlone (NTO)
Ontalite 2	Coulé-fondu 59,5% ONTA / 39,5% TNT / 1% cire de paraffine	TNTO: 59.5% NTO / 39.5% TNT / 1% wax (melted cast)
PBHT	PolyButadiène HydroxyTéléchélique	Hydroxyl-terminated polybutadiene (HTPB)
PMMA	Polyméthacrylate de méthyle ((C ₅ O ₂ H ₈) _n)	Poly(methylmethacrylate)
RDX	Hexogène - Cyclotriméthylènetrinitramine (C ₃ H ₆ N ₆ O ₆)	Hexogen, Cyclotrimethylenetrinitramin, (Research Department explosive aux Royaume-Unis)
TNT	TriNiTrotoluène (C ₆ H ₂ (NO ₂) ₃ CH ₃)	TriNitroToluene
V401	Comprimé HMX/Viton (liant en caoutchouc fluorocarbone) (96%/4% en masse)	HMX/Viton (pressed)
Alliages de métaux		
Au/Sn	Or - étain	Gold / Tin
CuW	Cuivre - tungstène	Copper - tungsten
Manganin	Alliage : 84% cuivre / 12% manganèse / 4% nickel	Alloy: 84% copper / 12% manganese / 4% nickel
Ti/Pt/Au	Titane / platine / or	Titanium / Platinum / Gold
Verres / Plastiques		
CYTOP™	X	poly(PerFluoro-ButenylVinylEther) (PFBVE)
Er	Erbium	Erbium
LiF	Fluorure de lithium	Lithium fluoride
Al ₂ O ₃	Oxyde d'aluminium En organisation cristalline scalénoèdre - ditrigonal => saphir	Aluminium oxide. If the crystal class is exagonal scalenohedral => sapphire
SiO ₂	Silice fondue (non déposée par PECVD)	Fused Silica
TAS	Te ₂ As ₃ Se ₅ : séléniure de tellure et arsenic	Te ₂ As ₃ Se ₅ tellurium-arsenic-selenium
Yb	Ytterbium	Ytterbium
Gaz / Acides		
Ar/Cl ₂	Argon / dichlore	Argon / Chlorine
C ₆ H ₈ O ₇	Acide citrique	Citric acid
HF	Acide fluorhydrique	Hydrofluoric acid
H ₂ O ₂	Peroxyde d'hydrogène	Hydrogen peroxide

Résumé

Photonique *Bragg* ultra-rapide appliquée aux lasers impulsionnels et aux capteurs à fibre optique

Ce mémoire couvre quatre activités de recherche en photonique ultra-rapide employant des miroirs de Bragg et appliquée aux lasers impulsionnels et aux capteurs à fibre optique. Ces activités ont été menées de 2007 à 2011 à l'ETHZ (CH - Zurich) et de 2013 à 2020 au CEA (FR - Gramat). Le premier projet consistait à concevoir un laser à cavité verticale étendue à émission par la surface à pompage électrique (EP-VECSEL) pour pouvoir générer de puissantes impulsions brèves avec une qualité de faisceau parfaite. Les deux principaux défis pour ce type de laser étaient de parvenir à alimenter électriquement et uniformément la large surface du laser et de réussir à fabriquer un tel design. Une première démonstration avec verrouillage de mode a été acquise en 2013. Le second projet avait quant à lui pour but d'intégrer monolithiquement un miroir saturable (SESAM) à boîtes quantiques optimisées dans une structure VECSEL à pompage optique afin d'obtenir une nouvelle version du laser, le MIXSEL. Le nouveau design proposé a permis d'augmenter la plage de fonctionnement, d'optimiser la dissipation thermique et une démonstration avec 6,4 W de puissance moyenne a été réalisée en 2010. Le troisième projet concernait le développement d'un système de mesure de vitesse de détonation à cœur par fibre optique à réseau de Bragg à pas variable, le BraggFast. Il s'agit d'un système de mesure opérationnel pour lequel les incertitudes de mesure ont été estimées et qui a été validé entre 2015 et 2020 sur de nombreux édifices pyrotechniques de différentes géométries. Enfin, un spectromètre dynamique, le BraggPulse, a été conçu pour pouvoir effectuer à très haute cadence (100 MHz) des mesures dynamiques de pression de choc ou de déformations par fibre optique à réseau de Bragg. Ces mesures se réalisent au sein des édifices et sont multiplexables en longueur d'onde. Les perspectives de recherche pour le CEA sont la conception de réseaux de Bragg innovants en saphir et polymère ainsi que des systèmes de vélocimétrie Doppler à composants optiques fibrés novateurs.

Mots clés : Laser à verrouillage de modes, miroir saturable, laser de haute puissance, semi-conducteurs, capteurs à fibre optique, fibre optique à réseau de Bragg, vitesse de détonation, physique des chocs.

Abstract

Ultrafast *Bragg* Photonics applied to Modelocked Lasers and Optical Fiber Sensors

This thesis covers 4 research activities in ultrafast photonics using Bragg mirrors and applied to modelocked lasers and optical fiber sensors. These activities were carried out from 2007 to 2011 at ETHZ (CH) and from 2013 to 2020 at CEA Gramat (FR). The 1st project consisted of designing an electrically pumped vertical extended cavity surface emitting laser (EP-VECSEL) to be able to generate powerful short optical pulses with perfect beam quality. The two main challenges for this type of laser managed were to supply electrically and uniformly the large surface of the laser and to be put in place fabrication of such a laser. A 1st demonstration with stable modelocking was demonstrated in 2013. The 2nd project aimed to monolithically integrate a saturable mirror (SESAM) with optimized quantum dots in an optically pumped VECSEL structure in order to create a new version of the laser, the MIXSEL. The new design allowed increasing the operating range, optimizing the heat dissipation and finally a demonstration with 6.4 W of average power was achieved in 2010. The 3rd project concerned the development of a detonation velocity measurement system using *in-situ* chirped fiber Bragg grating, the BraggFast. The measurement uncertainties of this "on-field" system were estimated and it was validated between 2015 and 2020 on many pyrotechnic experiments with different geometries. Finally, a dynamic spectrometer, the BraggPulse, has been built to realize high-speed (100 MHz) measurements of shock pressure levels or deformations with Fiber Bragg Grating probes. These measurements are as well *in-situ* and can be wavelength-multiplexed. The research perspectives at CEA are the design of innovative Bragg gratings in sapphire and polymer as well as innovative photonic Doppler velocimetry systems.

Keywords: Modelocked laser, SESAM, high power laser, semiconductors, fiber sensing, fiber Bragg grating, detonation velocity, physics of shock.