



**HAL**  
open science

# Métrologie optique ultra-rapide : des oscillateurs laser à l'imagerie single-shot

Thomas Godin

► **To cite this version:**

Thomas Godin. Métrologie optique ultra-rapide : des oscillateurs laser à l'imagerie single-shot. Optique / photonique. Université de Rouen - Normandie, 2025. <tel-05025791v2>

**HAL Id: tel-05025791**

**<https://hal.science/tel-05025791v2>**

Submitted on 22 Apr 2025

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.



Distributed under a Creative Commons CC BY 4.0 - Attribution - International License

## MÉMOIRE

Pour obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité **PHYSIQUE**

Préparé au sein du **laboratoire CORIA**

UMR 6614 CNRS - Université de Rouen Normandie - INSA Rouen

# Métrologie optique ultra-rapide : des oscillateurs laser à l'imagerie *single-shot*

Présenté et soutenu par

**Thomas GODIN**

le 31/03/2025

devant le jury composé de

|                    |   |            |
|--------------------|---|------------|
| M. Serge Bielawski | Professeur des Universités - Univ. de Lille et Lab. de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM) | Rapporteur |
| M. Nicolas Forget  | Directeur de Recherche au CNRS - Institut de Physique de Nice (INPHYNI)                                 | Rapporteur |
| M. Manuel Joffre   | Directeur de Recherche au CNRS - École Polytechnique et Lab. d'Optique et Biosciences                   | Rapporteur |
| M. Maxime Jacquot  | Professeur des Universités - Université de Franche-Comté et Institut FEMTO-ST                           | Examineur  |
| M. Marc Brunel     | Professeur des Universités - Université de Rouen Normandie et laboratoire CORIA                         | Examineur  |
| M. Ammar Hideur    | Professeur des Universités - Université de Rouen Normandie et laboratoire CORIA                         | Garant     |



# Table des matières

|   |            |
|---|------------|
| <b>Merci</b>  | <b>ii</b>  |
| <b>Guide de lecture</b>                                       | <b>iii</b> |
| <b>1 Curriculum Vitae</b>                                     | <b>1</b>   |
| 1.1 Avant-propos & contexte                                   | 1          |
| 1.1.1 Évolution des thématiques de recherche                  | 2          |
| 1.1.2 Le contexte particulier du CORIA                        | 2          |
| 1.2 Formation & Parcours                                      | 3          |
| 1.2.1 Thèse à l'Université de Caen [2009-2012]                | 3          |
| 1.2.2 Post-doc à l'Institut FEMTO-ST [2012-2014]              | 5          |
| 1.2.3 Maître de Conférences à l'Université de Rouen Normandie | 6          |
| 1.3 Résumé de la production scientifique                      | 7          |
| 1.4 Encadrement   | 7          |
| 1.4.1 Co-encadrement de thèses                                | 7          |
| 1.4.2 Projets avec des post-doctorants                        | 9          |
| 1.4.3 Co-encadrement de stagiaires de niveau master           | 10         |
| 1.5 Financement / projets                                     | 11         |
| 1.6 Responsabilités collectives                               | 14         |
| 1.6.1 Responsabilités administratives et pédagogiques         | 14         |
| 1.6.2 Comités, expertises et <i>chair</i>                     | 14         |
| 1.7 Enseignement  | 15         |
| 1.8 Diffusion et vulgarisation                                | 16         |
| <b>2 Synthèse des activités de recherche</b>                  | <b>19</b>  |
| 2.1 Introduction  | 19         |
| 2.2 Métrologie optique ultra-rapide                           | 19         |
| 2.2.1 Capture et analyse de dynamiques complexes              | 20         |
| 2.2.2 Imagerie ultra-rapide                                   | 33         |
| 2.3 Sources laser ultra-rapides et conversion de fréquence    | 51         |
| 2.3.1 Sources fibrées et solitons dissipatifs                 | 51         |
| 2.3.2 Oscillateurs paramétriques optiques fibrés (FOPO)       | 57         |
| 2.3.3 Sources moyen infrarouge                                | 66         |
| 2.3.4 Sources THz impulsionnelles hautes cadences             | 79         |
| <b>3 Bilan et perspectives</b>                                | <b>83</b>  |
| <b>4 Liste des publications et communications</b>             | <b>87</b>  |
| 4.1 Brevet  | 87         |
| 4.2 Chapitres / articles de vulgarisation                     | 87         |
| 4.3 Revues internationales à comités de lecture               | 87         |
| 4.4 Communications orales lors de conférences                 | 90         |
| 4.5 Posters lors de conférences                               | 95         |
| 4.6 Séminaires et présentations lors de GdR                   | 96         |
| <b>Bibliographie</b>  | <b>99</b>  |

## Remerciements

**J**E tiens tout d'abord à remercier chaleureusement les membres du jury de cette Habilitation à Diriger des Recherches : Serge Bielawski, Nicolas Forget, Manuel Joffre, et Maxime Jacquot. Mes sincères remerciements pour l'expertise de ce travail de synthèse et pour toutes les discussions constructives lors de la soutenance, qui fut sans aucun doute un moment marquant pour moi. Toute ma gratitude aussi à Marc Brunel, membre local de ce jury, pour sa bienveillance, son recul et son rappel nostalgique de l'époque où il siégeait dans mon jury de thèse. Enfin, un très grand merci à Ammar Hideur, garant de cette HDR, mais surtout formidable et infaillible collègue sans qui tout ce travail n'aurait pas vu le jour.

Je remercie profondément tous les chercheurs - du DOL, du laboratoire et d'ailleurs - qui ont participé de près ou de loin aux résultats qui seront présentés plus loin dans ce manuscrit. Mes remerciements vont spécialement aux doctorants et post-doctorants avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler au quotidien, en particulier Pierre-Henry Hanzard, Mohamed Touil, Tristan Guezennec et Alisson Rodrigues De Paula, avec qui j'ai pu forger mon expérience d'encadrant. J'espère que ce passage dans notre équipe leur laissera de bons souvenirs et de solides bases pour l'avenir. J'exprime aussi toute ma gratitude à Saïd Idlahcen, qui a participé à la réalisation de toutes les expériences de notre équipe et a clairement été l'un des rouages essentiel de leur réussite. Mes remerciements aussi à toutes les personnes de l'écosystème du laboratoire (le pôle administratif, l'atelier, les coureurs, ...) qui font que notre "travail" soit le plus agréable possible.

Un grand merci ne suffit pas pour la *Dream Team*, sans qui ma vie au laboratoire ne serait pas la même : Émilien, Corine, Léa, Julien, Gilles et ceux qui sont partis voir ailleurs. De vrais amis, cela compte vraiment au quotidien. Il n'y a pas que le labo dans la vie, et je me dois dans ces remerciements de citer l'*Équipe de Choc*, avec qui je ne compte plus les magnifiques moments passés ensemble depuis des années, à Rouen et ailleurs. Je n'oublie pas non plus les vieux copains bas-normands, avec qui j'ai parcouru un bon petit bout de chemin. Hâte de continuer ces aventures avec vous tous.

Le dernier mot est pour toute ma petite famille. Une pensée pour mes grands-parents qui, j'en suis sûr, auraient aimé assister à tout ce travail. Merci à mes parents et à ma sœur pour leur soutien indéfectible et leur curiosité permanente. Tout simplement merci d'être là à Mélaine, sans qui ce parcours d'une vingtaine d'années (!) n'aurait pas été le même. Et enfin, merci à Alix pour tous nos moments qui me rappellent où est l'essentiel. J'ai de la chance de vous avoir.

## Guide de lecture

**C**E mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches est constitué de deux parties distinctes et indépendantes.

La première partie est un résumé de mon parcours et de mes activités en tant qu'enseignant-chercheur. Le lecteur souhaitant avoir une vue globale de ma carrière, notamment en termes de production scientifique, d'encadrement et de projets, sans entrer dans les détails, pourra donc se contenter de parcourir celle-ci. Ce rapide bilan de mon parcours est aussi une opportunité pour moi de remercier les personnes qui ont compté et avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler. Cette occasion ne se présente pas si souvent dans une carrière et l'HDR est aussi pour moi un moment particulier permettant de prendre le temps de regarder un petit peu en arrière.

A contrario, le lecteur désireux de ne s'intéresser qu'à la partie scientifique pourra sauter cette première partie et se focaliser sur le deuxième volet, qui détaille mes activités de recherche. Celles-ci ne sont pas présentées de façon chronologique, mais séparées en deux branches connexes : une première centrée autour de la métrologie ultra-rapide, thématique que je porte depuis mon arrivée au CORIA, et une seconde portant sur les sources laser, thématique historique du département Optique et Lasers. Cette seconde partie est aussi l'occasion de faire le bilan de 10 ans de travail de la "mini-équipe" que je forme avec mon collègue Ammar, sur des thématiques finalement assez variées.

Enfin, le lecteur souhaitant tout lire est évidemment le bienvenu.

Bonne lecture!



# 1 Curriculum Vitae

*A ship in harbour is safe - but that is not what ships are built for.*

– John A. Shedd

## 1.1 Avant-propos & contexte

LE but de ce chapitre est de permettre au lecteur de retracer en quelques minutes mon parcours depuis la thèse puis d'avoir une vision de mes activités sur les différentes facettes du métier d'enseignant-chercheur : production scientifique et diffusion, encadrement, gestion de financements, enseignement, mais aussi responsabilités collectives. Ce manuscrit d'Habilitation à Diriger des Recherches est aussi une opportunité pour moi de prendre un peu de recul et de remercier formellement les collègues avec qui j'ai eu l'occasion de travailler, qui ont rendu ce parcours à la fois excitant intellectuellement et agréable humainement, et qui ont sans aucun doute façonné et orienté ma carrière scientifique. Il m'est impossible de lister exhaustivement toutes ces personnes, tant les bonnes rencontres ont été nombreuses (étudiants, doctorants, chercheurs, ingénieurs, techniciens, personnels administratifs), mais j'espère que toutes ces personnes se reconnaîtront. Je tiens néanmoins à commencer ce manuscrit par quelques mots - dans l'ordre chronologique - sur les rencontres qui ont été les réels jalons de ce parcours non-linéaire.

En premier lieu, je remercie Michael Fromager et Kamel Aït-Ameur (CIMAP, Caen) de m'avoir hameçonné dès le stage de Master et pour les trois années de thèse où j'ai eu la chance de pouvoir toucher à une grande variété de sujets - je m'en rends compte maintenant. Merci aussi à Richard Moncorgé pour toute la partie "cristaux" de cette thèse et pour l'expérience enrichissante qu'a été la collaboration avec Tomaz Catunda à Sao Carlos. On dit que "les voyages forment la jeunesse", et c'est on ne peut plus vrai dans mon cas : l'autre collaboration de cette thèse avec l'équipe d'Andrew Forbes et Darryl Naidoo, et les deux séjours de recherche à Pretoria, ont été une étape marquante de ma vie professionnelle.

Ensuite, je tiens tout particulièrement à remercier John Dudley (FEMTO-ST, Besançon) de m'avoir accueilli et formé (et convaincu de changer de trajectoire) dans son équipe pour deux années de post-doc extrêmement enthousiasmantes durant lesquelles j'ai beaucoup appris à son contact, et où j'ai finalement construit les fondations des recherches que je mène aujourd'hui. De ce séjour bisontin, je retiendrai aussi la grande bienveillance des personnes avec qui j'ai travaillé et qui ont été de réels guides pour ma carrière. En particulier, merci à Thibaut Sylvestre pour ses qualités scientifiques et humaines et à Nicolas Passilly, lui aussi normand égaré dans le Doubs, pour tous les "à côtés".

Passons à l'aventure rouennaise. J'exprime en premier lieu mon amitié à Ammar Hideur et le remercie d'être le garant de cette HDR mais surtout de former avec moi cette mini-équipe qui semble plutôt bien fonctionner depuis maintenant 10 ans! Merci de m'avoir guidé dans ce début de carrière, mais aussi pour la rigueur scientifique et la gentillesse au quotidien. Je re-signe pour les 20 (30?) années à venir les yeux fermés. Toute ma reconnaissance aussi à Claude Rozé - directeur de l'ESITech mais aussi collègue opticien - pour son aide à la fois pour le côté enseignement et le côté recherche. Je ne pourrais pas conclure cette introduction sans remercier Saïd Idlahcen, ingénieur de recherche en métrologie optique, qui a accompagné pour ainsi dire tous les développements qui seront détaillés dans la suite de ce manuscrit mais aussi fait tampon avec les collègues de domaines bien éloignés du mien, et sans qui beaucoup de projets n'auraient sans doute pas vu le jour.

### 1.1.1 Évolution des thématiques de recherche

Les différents sujets de recherche auxquels je me suis intéressé sont explicités dans les parties suivantes, mais pour les lecteurs ne souhaitant pas entrer dans les détails, je profite de cet avant-propos pour retracer les quelques virages thématiques qui ont été pris jusqu'à aujourd'hui. Avec un peu de recul, le fil rouge (s'il en faut un) de ma carrière pourrait être le développement de nouvelles techniques de métrologie optique. Retour en arrière. Une première partie de ma thèse (CIMAP, Caen) concernait le domaine de l'optique diffractive et la mise en forme spatiale de faisceaux laser : il s'agissait d'utiliser des objets de phase binaires (éléments optiques diffractifs transparents) pour réaliser de la focalisation diffractive et mettre en forme des faisceaux de pompe pour forcer des lasers à osciller sur un mode transverse d'ordre élevé. La deuxième partie de ces travaux de thèse a consisté quant à elle à travailler sur la caractérisation d'effets de lentille (non-linéaires) dans des cristaux laser avec des méthodes de type Z-scan, mais surtout de proposer de nouvelles techniques de mesure permettant d'améliorer leur sensibilité.

J'ai ensuite pris un premier virage thématique dans le cadre de mon post-doc (Institut FEMTO-ST, Besançon) en passant de la mise en forme spatiale et de la propagation en espace libre au domaine de l'optique ultra-rapide fibrée et de la mise en forme spectro-temporelle d'impulsions. Il s'agissait alors d'étudier les événements extrêmes pouvant apparaître lors de la génération de supercontinuum dans une fibre optique et donc d'utiliser une technique de mesure permettant de capturer en temps réel - c'est-à-dire tir-à-tir - les spectres consécutifs de ces impulsions larges bandes. Ce post-doc a aussi été l'occasion d'étudier et d'exploiter des effets non-linéaires dans différents types de guides d'ondes.

Le deuxième virage est arrivé suite à mon recrutement au CORIA où, fort du changement thématique effectué en post-doc, je me suis adapté au contexte local (voir paragraphe suivant) et me suis dédié d'un côté à l'implantation d'une nouvelle thématique concernant l'imagerie ultra-rapide et au développement de nouvelles techniques utilisables "hors laboratoire d'optique" et permettant de capturer des phénomènes brefs tels que ceux mis en jeu lors d'interactions lumière-matière, et de l'autre à la réalisation de nouvelles sources, thématique historique de l'équipe. Ainsi, aujourd'hui encore, le sujet central de mes recherches reste donc la réalisation de nouvelles techniques de métrologie, qui passe maintenant par la maîtrise et/ou le développement de sources lasers impulsives originales en termes de longueur d'onde, de façonnage spectro-temporel ou de dynamiques. Ces trois aspects seront détaillés dans la partie scientifique de ce manuscrit.

### 1.1.2 Le contexte particulier du CORIA

Ma thèse et mon post-doc ont été réalisés dans des laboratoires d'optique "pure", dans lesquels il était possible de réaliser naturellement des études relativement fondamentales. Le contexte du CORIA est différent au sens où il s'agit d'un laboratoire multi-disciplinaire orienté vers les sciences de l'ingénieur où le Département Optique et Lasers (DOL) co-existe dans un environnement centré autour de la physique des écoulements réactifs, des plasmas, des sprays et de la turbulence. De cet environnement ont émergé deux grands piliers du laboratoire : le développement de techniques de métrologie optique pour caractériser à différentes échelles (à la fois spatiales et temporelles) les nombreux phénomènes étudiés et les simulations numériques hautes performances. Mon activité doit ainsi s'inscrire, même si ce n'est pas exclusif, dans le cadre des activités en métrologie optique afin d'avoir une cohérence au sein du laboratoire. Au-delà de quelques difficultés techniques dues à un environnement expérimental loin des standards des salles d'optique "propres", notre équipe doit ainsi trouver un certain équilibre entre optique fondamentale et appliquée afin de développer ses activités. Les avancées réalisées sur des concepts relativement

"amont" (mesure en temps réel, dynamiques des systèmes lasers, mécanismes de génération d'impulsions ultra-courtes...) doivent en effet permettre de nourrir le développement de nouveaux systèmes de métrologie appliqués à ce contexte local afin de pouvoir accéder aux dispositifs de financements, notamment à l'échelle régionale. Il s'agit ainsi pour nous de jongler entre notre cœur de métier, nos collaborations "classiques" avec les acteurs du domaine de la photonique, et différents domaines applicatifs locaux (plasmas, physique des matériaux, etc). Ce jeu d'équilibriste présente évidemment quelques contraintes en nous éloignant souvent de notre réel champ d'expertise mais peut aussi être vu comme une réelle force, en ouvrant des perspectives applicatives excitantes mais aussi des mécanismes de financement (cf. [liste des projets](#)) nous permettant à travers la recherche appliquée de faire progresser notre compréhension des phénomènes fondamentaux. Ce manuscrit a aussi pour but de présenter cette dualité entre recherche fondamentale et sciences de l'ingénieur au Département Optique et Lasers du CORIA comme une originalité.

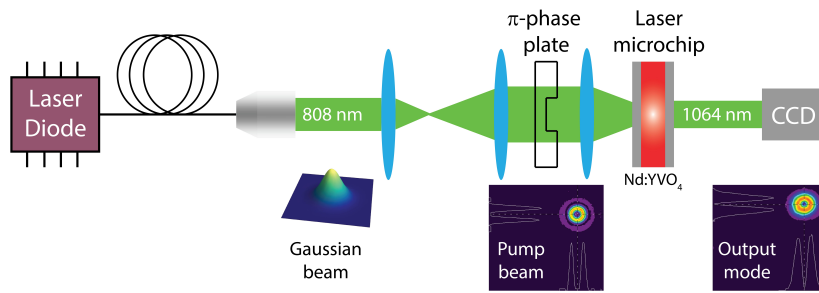
## 1.2 Formation & Parcours

|                  |   |
|------------------|---|
| Sept. 2014 - ... | <p><b>Maître de Conférences à l'Université de Rouen Normandie</b><br/>         Laboratoire CORIA UMR 6614 (CNRS - Univ. Rouen - INSA)<br/>         Département Optique et Lasers<br/> <b>Thématiques</b> : <i>Sources laser impulsionnelles, imagerie ultra-rapide, dynamiques non-linéaires</i></p>  |
| 2012 - 2014      | <p><b>Post-doctorant</b> (Projet ERC Multiwave, Porteur J.M. Dudley)<br/>         Institut FEMTO-ST UMR 6174, Besançon<br/>         Département d'Optique P.M. Duffieux<br/> <b>Thématiques</b> : <i>Phénomènes extrêmes dans les fibres optiques, optique non-linéaire, mesures en temps réel.</i></p>   |
| 2009 - 2012      | <p><b>Doctorat, Université de Caen</b><br/>         Laboratoire CIMAP UMR 6252<br/>         Encadrement : M. Fromager, K. Aït-Ameur et R. Moncorgé<br/>         Sujet : "<i>Caractérisation des effets de lentille de population dans les lasers à solide</i>"<br/> <a href="http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00745389">http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00745389</a></p> |

### 1.2.1 Thèse à l'Université de Caen [2009-2012]

*Les papiers cités ici font référence à la [liste de mes publications](#), en annexe.*

Les travaux menés durant ma thèse ont été centrés sur la métrologie des effets de lentilles non-linéaires induits par un pompage optique dans les lasers à solide et plus particulièrement sur la mesure d'effets dits "de population". Ces derniers désignent un processus de variation non-linéaire de l'indice de réfraction proportionnel à la population du niveau laser excité ainsi qu'à la différence de polarisabilité électronique entre ce niveau excité et le niveau fondamental. Ce phénomène peut avoir une influence néfaste considérable sur le fonctionnement des oscillateurs lasers à solide (dégradation de la qualité des faisceaux de sortie, aussi bien au niveau spatial que temporel) et s'avérer être le principal processus de variation d'indice dans le milieu laser. Ces effets de population peuvent en revanche être exploités pour diverses applications



**FIGURE 1.1** – Mise en forme du profil d’intensité du faisceau de pompe d’un laser microchip à l’aide d’un élément optique diffractif binaire (aussi appelé *trou de phase*) afin de forcer l’oscillation sur un mode d’ordre élevé [9].

telles que le nettoyage de faisceau ou l’auto-déclenchement d’une cavité laser. Dans le cadre d’une collaboration avec l’*Instituto de Física de São Carlos* (Brésil), où j’ai séjourné plus d’un mois, nous avons mis en place une technique de mesure (Z-scan résolu en temps) permettant d’évaluer avec une grande précision ces effets de population dans des cristaux lasers référence dopés avec des ions terres rares ou de transition [3,10]. Toutefois, afin de pouvoir détecter des non-linéarités plus faibles, cette technique n’est plus suffisante et il est nécessaire de développer des méthodes possédant des sensibilités accrues. Nous avons ainsi mis au point une expérience Z-scan comportant un élément diffractif (trou de phase) et permettant d’amplifier la sensibilité [1] puis développé une technique originale, appelée Baryscan, permettant d’atteindre une sensibilité 170 fois supérieure à celle du Z-scan (valeur record, à notre connaissance), tout en conservant le faible degré de complexité de la méthode originale [5,8]. Cette technique est basée sur l’utilisation de détecteurs sensibles en position (PSD) et permet de déduire les propriétés non-linéaires d’un matériau à partir de l’évolution du centre de masse d’un faisceau laser sonde. L’efficacité et la fiabilité de cette technique ont été empiriquement validées à travers la mesure d’effets de population dans des matériaux dopés  $\text{Yb}^{3+}$  et  $\text{Cr}^{3+}$  [11], à l’aide de laser continus de très faibles puissances.

Toujours dans la thématique des processus de focalisation, nous nous sommes intéressés durant cette thèse aux techniques alternatives permettant de concentrer la lumière et d’optimiser ce phénomène. Nous avons ainsi mis au point numériquement puis expérimentalement une méthode permettant de concentrer la lumière sur l’axe optique en utilisant la diffraction sur une cascade d’éléments optiques diffractifs de phase simples [2] en isolant les configurations idéales à l’aide d’algorithmes génétiques. Cette méthode s’est ainsi révélée être une solution originale et pertinente aux longueurs d’onde pour lesquelles les optiques réfractives usuelles n’offrent pas de solution. Nous avons également démontré numériquement qu’il était possible de réduire la taille de la zone dans laquelle le faisceau focalisé possède une intensité conséquente, appelée volume focal, en utilisant des optiques diffractives adaptées combinées à des faisceaux non plus Gaussiens, mais d’ordres élevés de type  $LG_{p0}$  [7]. Dans ce but, nous avons mis en place deux techniques efficaces de mise en forme de faisceaux lasers : l’une intra-cavité par insertion d’un objet diffractif dans la cavité laser, l’autre extra-cavité par mise en forme du faisceau de pompe. Concernant la mise en forme intra-cavité, nous avons montré dans un premier temps numériquement qu’un objet de phase binaire était suffisant pour forcer une cavité laser à osciller sur un mode transverse  $LG_{p0}$  d’ordre élevé mais unique. Une étude expérimentale a ensuite permis de vérifier ce principe et de générer ces modes par insertion de trous de phase déphasant de  $\pi$  dans la cavité [4].

En parallèle, nous avons montré que cette tâche pouvait aussi être accomplie par une mise en forme adéquate du profil d’intensité transverse du faisceau de pompe. En effet, nous avons observé qu’en mettant en forme le faisceau de pompe, et par conséquent le gain dans le milieu laser, selon le mode transverse souhaité, il était possible de forcer le laser à osciller sur ce mode [9], comme représenté sur la Fig. 1.1.

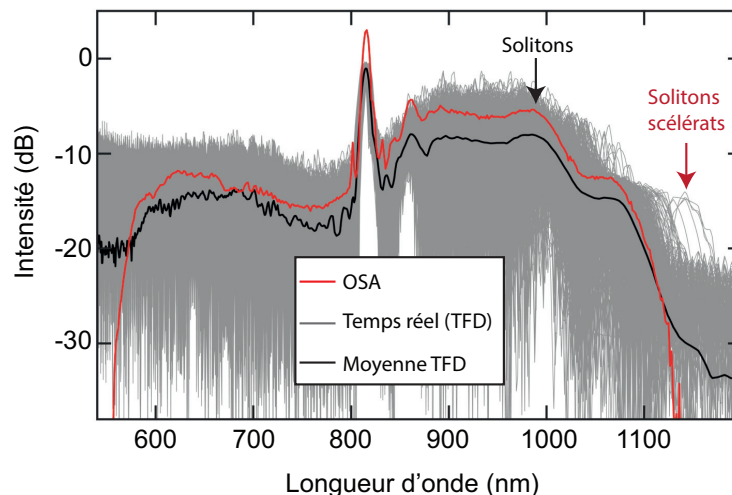
Cette dernière application, pouvant se révéler très utile lorsque l'accès à la cavité laser est restreint (cas des lasers *microchip*) a été développée en collaboration avec l'équipe d'Andrew Forbes (Prétoria, Afrique du Sud), au sein de laquelle j'ai été accueilli pour deux séjours de quelques mois.

Enfin, en s'appuyant sur ces différents travaux, nous avons mis en place une technique innovante dans le cadre de la métrologie des fronts d'ondes. En utilisant les PSD mentionnés précédemment, nous avons développé un système permettant de caractériser complètement des fronts d'onde avec une précision et une sensibilité inégalées, sans faire appel à un quelconque algorithme de reconstruction, contrairement aux techniques standards (e.g. Shack-Hartmann). Un prototype a ainsi été développé et appliqué avec succès à la détection de variations d'indice de réfraction mais aussi de discontinuités de phase [15].

### 1.2.2 Post-doc à l'Institut FEMTO-ST [2012-2014]

Les papiers cités ici font référence à la [liste de mes publications](#), en annexe.

En Octobre 2012, j'ai rejoint l'Institut FEMTO-ST à Besançon dans le cadre d'un post-doc sous la direction de John M. Dudley dans le cadre du projet ERC [Multiwave](#) se focalisant sur l'étude des événements extrêmes en optique et en hydrodynamique (vagues scélérates). Ce projet, conjointement au projet ANR Optiroc, rassemblait des spécialistes issus de milieux différents tels que l'optique non-linéaire ou les mathématiques (Prof. F. Dias, University College Dublin). Dans le cadre de ce projet, mon premier rôle concernait l'étude expérimentale de ces événements extrêmes et a donc été de mettre en place une technique de mesure en temps réel, dite d'étrépage temporel par transformée de Fourier dispersive (TFD), permettant de les caractériser à travers la capture des spectres tir-à-tir aux taux de répétition des lasers utilisés.



**FIGURE 1.2** – Spectres tir-à-tir d'un supercontinuum généré dans une PCF et enregistré par transformée de Fourier dispersive et comparaison avec le spectre moyen enregistré avec un OSA [13].

Dans un premier temps, nous avons appliqué cette technique à l'étude des instabilités spectrales lors de la génération de supercontinuum (SC) très large bande en régime femtoseconde, avec Thibaut Sylvestre. Nous avons donc généré un SC d'une octave dans le proche infrarouge et avons été en mesure

d'enregistrer un grand nombre de spectres consécutifs (Fig. 1.2), permettant ainsi d'étudier les corrélations en intensité entre ses différentes composantes spectrales. Nous avons alors pu identifier la présence de "vagues scélérates optiques" ainsi que différents mécanismes physiques complexes de couplage [13], notamment entre solitons et ondes dispersives, observations étant impossibles avec un spectromètre classique (e.g. analyseur de spectre optique). Les processus bruités sous-jacents ont de plus pu être caractérisés en s'appuyant sur des outils numériques.

En parallèle, je me suis intéressé à la possibilité de contrôler les propriétés spectrales et de bruit du phénomène d'instabilité de modulation (IM), correspondant à l'amplification paramétrique de bruit lors d'un pompage continu ou quasi-continu et à l'apparition dans le spectre de bandes latérales de part et d'autre de la fréquence de pompe. En effet, il a été démontré précédemment que la présence d'un faisceau secondaire de très faible intensité se co-propageant avec la pompe (seed) permettait de modifier les propriétés du phénomène d'instabilité de modulation. Nous avons alors considéré le cas d'un faisceau seed partiellement incohérent avec un niveau de puissance six ordres de grandeur inférieur à la pompe. Afin de quantifier son influence sur la largeur spectrale et le niveau de bruit du spectre d'IM, nous avons ainsi accordé la longueur d'onde de seed et avons alors constaté une augmentation significative de la largeur spectrale et une réduction du bruit de plus de 40 % lorsque la longueur d'onde de seed correspond au maximum de gain de l'IM. Là encore, cette quantification a été rendue possible par l'utilisation de la technique de TFD et les résultats expérimentaux validés par des simulations numériques basées sur un modèle stochastique basé sur l'équation de Schrödinger non-linéaire [17].

Enfin, dans un contexte visant à optimiser les performances des sources supercontinuum en explorant de nouvelles géométries de fibres et différents matériaux, nous nous sommes intéressés aux mécanismes d'élargissement spectral dans des microfils de chalcogénure ( $As_2Se_3$ ), du fait de leurs remarquables propriétés non-linéaires et de la transparence de ces verres dans le moyen infra-rouge. Cette étude a été rendue possible par la réalisation de microfils hybrides (cœur en chalcogénure, gaine en polymère) par le groupe de M. Rochette à l'Université McGill au Canada. Ainsi, après avoir constaté différentes dynamiques d'élargissement, nous avons notamment observé l'apparition de bandes d'instabilité de modulation séparée de 1500 nm dans un fil de 3  $\mu m$  de diamètre de cœur en pompant dans le régime de dispersion normale (à 2.6  $\mu m$  à l'aide d'un OPO) et en utilisant la dispersion d'ordre 4 [18].

Ce post-doc m'a ainsi complètement impliqué dans deux thématiques qui étaient nouvelles pour moi en sortie de thèse : la caractérisation d'évènements ultra-courts et non répétables et l'optique non-linéaire fibrée. Celles-ci sont restées au cœur du projet de recherche que j'ai porté lors de mon recrutement à l'Université de Rouen Normandie.

### 1.2.3 Maître de Conférences à l'Université de Rouen Normandie

*Il s'agit ici d'un résumé très succinct de mes activités, destiné au lecteur souhaitant une lecture rapide. Ces activités sont évidemment détaillées dans la [deuxième partie](#) du manuscrit.*

Depuis Septembre 2014, mes activités au laboratoire CORIA s'inscrivent autour de deux axes principaux et connexes : le **développement de sources lasers impulsionsnelles** et la **métrologie ultra-rapide**. Ces activités sont menées au sein du Département Optique et Laser dans un mini-groupe constitué de deux enseignants chercheurs (A. Hideur et moi-même), et à travers plusieurs collaborations nationales récurrentes et [projets nationaux et européens](#). À noter que depuis septembre 2022, notre groupe s'est renforcé avec le recrutement d'un troisième enseignant-chercheur, P.-H. Hanzard (Maître de Conférences Univ. Rouen, qui est aussi le premier doctorant que j'ai eu le plaisir d'encadrer en 2015).

Le premier axe concernant la conception de sources laser originales est une thématique historique de l'équipe, portée par A. Hideur avec de nombreux développements autour de 1 et 1.5  $\mu\text{m}$ , mais a connu une certaine évolution ces dernières années. Nous nous intéressons désormais principalement à la réalisation de lasers impulsionsnels, fibrés ou non, dans le **moyen infra-rouge** autour de 2 et 3  $\mu\text{m}$  mais aussi **d'oscillateurs paramétriques fibrés** pour atteindre des zones spectrales inaccessibles par émission directe. Les démonstrations réalisées ont ainsi été obtenues à travers plusieurs collaborations, notamment concernant les lasers à bases de fibres en verre fluoré (Le Verre Fluoré - Rennes, XLIM - Limoges), le pompage de guides d'ondes à orientation périodique en GaAs (Thales, III-V Lab - Palaiseau) ou encore l'utilisation de cristaux massifs (CIMAP - Caen). Enfin, à travers un projet régional et un projet européen EIC, nous travaillons actuellement aussi sur la réalisation de **sources TéraHertz impulsionsnelles** à haute cadence (collaborations GPM Rouen, ETS Montréal) dans le cadre d'applications originales en sonde atomique tomographique.

Le second axe, que j'ai initié suite à mon recrutement en 2014, est consacré à la **capture de phénomènes ultra-courts et non-répétables** pour lesquels les méthodes de mesure classiques sont inutilisables. D'une part, nous utilisons des techniques de mesure dites "en temps réel" (type transformée de Fourier dispersive), désormais répandues dans la communauté, pour suivre les différents régimes dynamiques des sources laser ou paramétriques que nous développons. Cela inclut par exemple le suivi tir-à-tir du spectre de ces sources à hautes cadences mais aussi des études fondamentales sur le contrôle des dynamiques complexes mises en jeu. D'autre part, motivés par le contexte particulier du laboratoire mentionné précédemment, nous nous intéressons au développement de nouvelles méthodes d'imagerie d'événements ultra-courts, tels ceux mis en jeu dans divers processus tels que l'ablation laser ou les écoulements diphasiques à hautes vitesses. Pour cela, nous avons démontré de nouvelles possibilités d'**imagerie ultra-rapide** dans différentes gammes temporelles (nanoseconde/picoseconde) avec d'un côté des techniques permettant d'enregistrer des événements brefs sur de larges fenêtres temporelles (imagerie dite par "étirage temporel") et de l'autre des technique *single-shot* permettant des résolutions temporelles à l'état de l'art (Tfps) tout en conservant une certaine flexibilité d'utilisation pour des applications en environnement hors laboratoire.

### 1.3 Résumé de la production scientifique

La liste complète des publications dans des revues internationales à comités de lecture (RICL), brevet, et autres communications est fournie [en fin de manuscrit](#). Le tableau ci-dessous résume la production scientifique depuis le début de ma carrière, ainsi que depuis mon recrutement en tant que Maître de Conférences à l'Université de Rouen Normandie (depuis 2015).

|                    | RICL | Brevet | Vulgarisation | Comm. orales (nat. + internat.) | Posters | Séminaires / GdR |
|--------------------|------|--------|---------------|---------------------------------|---------|------------------|
| <i>Depuis 2015</i> | 26   | 1      | 2             | 48 dont 10 invit.               | 18      | 7                |
| <i>Total</i>       | 44   | 1      | 2             | 67 dont 10 invit.               | 30      | 7                |

### 1.4 Encadrement

#### 1.4.1 Co-encadrement de thèses

Depuis mon recrutement en tant que Maître de Conférences en Septembre 2014, j'ai participé à l'encadrement de 9 thèses, dont 3 en tant qu'encadrant "principal" (P.H. Hanzard, M. Touil, A. Rodrigues De Paula) sur le développement et l'application de techniques de métrologie ultra-rapides. Ces 9 thèses ont

été dirigées par mon co-équipier Ammar Hideur ou par Claude Rozé, lui aussi collègue du Département Optique et Lasers.

**Mincheng  
Tang**

"*Etude du comportement dynamique des sources laser ultrarapides à base de fibres actives fortement dispersives*" [[Lien vers la thèse](#)]

Taux d'encadrement : **30%**, Directeur de thèse : Ammar Hideur (70%)

Soutenance : 23 Juin 2017, Durée : 40 mois

Publications (RICL) : 3

Devenir : post-doctorant au CORIA, puis au GPM (Rouen, équipe A. Vella), puis à l'ICB (Dijon, équipe P. Grellu), puis employé chez FemtoEasy (Bordeaux).

**Pierre-Henry  
Hanzard**

"*Imagerie en temps réel pour les écoulements hautes vitesses*" [[Lien vers la thèse](#)]

Taux d'encadrement : **50%**, Directeur de thèse : Claude Rozé (50%)

Publications (RICL) : 5

Soutenance : 11 Octobre 2018, Durée : 36 mois

Devenir : post-doctorant pendant 3 ans, University of Sussex, Brighton (UK), puis recrutement comme Maître de Conférences à l'Université de Rouen Normandie et au CORIA en 2022.

**Marlène  
Paris**

"*Lasers à impulsions ultracourtes dans le moyen infrarouge*"

Taux d'encadrement : **30%**, Directeur de thèse : Ammar Hideur (70%)

Publications (RICL) : 3

Sept. 2016 - Avr. 2020 : abandon en 4ème année pour raisons médicales

**Mohamed  
Touil**

"*Mesures en temps réel de phénomènes ultra-courts : applications aux oscillateurs laser et à la métrologie optique*" [[Lien vers la thèse](#)]

Taux d'encadrement : **50%**, Directeur de thèse : Claude Rozé (50%)

Publications (RICL) : 4

Soutenance : 5 Janvier 2022, Durée : 36 mois + 3 mois (Covid)

Devenir : ingénieur-docteur chez ASML (semiconducteurs) aux Pays-Bas

**Alexandre  
Kouta**

"*Sources lasers ultra-rapides performantes dans le moyen infrarouge*"

Taux d'encadrement : **30%**, Directeur de thèse : Ammar Hideur (70%)

Publications (RICL) : 1

Oct. 2020 - 2022 : abandon

|   |   |
|---|---|
| <b>Tristan Guezennec</b>                        | <p>"Lasers ultrarapides performants à base de fibres LMA toutes solides"</p> <p>Thèse <b>CIFRE</b> avec <b>Photonics Bretagne</b></p> <p>Taux d'encadrement : <b>50%</b>, Directeur de thèse : Ammar Hideur (50%)</p> <p>Encadrant 'industriel' chez Photonics Bretagne : Adil Haboucha</p> <p>Publications (RICL) : 3</p> <p>Soutenance : 18 Décembre 2024, Durée : 36 mois</p> <p>Devenir : post-doc dans notre équipe au CORIA</p> |
| <b>Alisson Rodrigues De Paula</b><br>(en cours) | <p>"Ultrafast optical metrology applied to laser dynamics and imaging of ultra-short phenomena"</p> <p>Taux d'encadrement : <b>50%</b>, Directeur de thèse : Ammar Hideur (50%)</p> <p>Publications (RICL) : 1</p> <p>Depuis Octobre 2022. Soutenance prévue : Décembre 2025</p>  |
| <b>Saad Hatim</b><br>(en cours)                 | <p>"Mid-infrared optical frequency comb generation and applications to spectroscopy"</p> <p>Taux d'encadrement : <b>20%</b>, Pierre-Henry Hanzard (30%), Directeur de thèse : Ammar Hideur (50%)</p> <p>Publications (RICL) : 1</p> <p>Depuis Octobre 2023. Soutenance prévue : Décembre 2026</p>   |
| <b>Alexandre Fahy</b><br>(en cours)             | <p>"Génération d'impulsions THz intenses et applications"</p> <p>Taux d'encadrement : <b>25%</b>, Angela Vella (25%), Directeur de thèse : Ammar Hideur (50%)</p> <p>Publications (RICL) : 0</p> <p>Depuis Octobre 2024. Soutenance prévue : Décembre 2027</p>  |

### 1.4.2 Projets avec des post-doctorants

Cette rubrique liste les post-doctorants avec qui j'ai eu l'occasion de collaborer à travers les différents projets (cf section [suivante](#)) que j'ai porté ou auxquels j'ai collaboré. Je parle ici de collaboration plus que d'encadrement sachant que les post-doctorants mentionnés ci-dessous ont été de réels collègues chercheurs, et les moteurs de notre recherche au quotidien. A noter que la plupart des post-docs nous ont quittés après leur expérience dans l'équipe pour rejoindre le milieu industriel.

|                       |  |
|-----------------------|--|
| <b>Adil Haboucha</b>  | <p>3 ans - Projet Labex PicoLIBS</p> <p>Devenir : Ingénieur chez Photonics Bretagne (Lannion)</p>  |
| <b>Mincheng Tang</b>  | <p>3 ans - Projet CPER BioEngine, puis projet Région Normandie TOFU</p> <p>Devenir : GPM (Rouen), ICB (Dijon), puis FemtoEasy (Bordeaux)</p> |
| <b>Khmaies Guesmi</b> | <p>1.5 ans - Projet ANR BISCOT</p> <p>Devenir : Ingénieur chez Keopsys (Lannion), puis Safran Electronics &amp; Defense (Massy)</p>          |

|                          |   |
|--------------------------|---|
| <b>Aleksey Tyazhev</b>   | 3 ans - Projets Labex FAST-MIR, puis ANR SPLENDID2, puis NOVAMAT<br>Devenir : post-doc au CIMAP (Caen), puis ingénieur à Novosibirsk (Russie) |
| <b>Rezki Becheker</b>    | 4 ans - Projets Région (RIN) SPIDER, IFROST et HAITY<br>Devenir : post-doc au LULI (Palaiseau)  |
| <b>Léo Guiramand</b>     | Projet européen (EIC) MIMOSA<br><i>En cours</i>   |
| <b>Tristan Guezennec</b> | Projet Carnot MIRLAS<br><i>En cours</i>   |

### 1.4.3 Co-encadrement de stagiaires de niveau master

Les stages, listés chronologiquement ci-dessous, ont été co-encadrés avec mon collègue Ammar Hideur. Les stagiaires que nous avons accueilli dans l'équipe proviennent essentiellement des deux filières locales proposant une formation en photonique : l'école d'ingénieurs ESITech (filiale Physique pour la Santé) et le Master FIRST (ex-DIODE, ex-EFEMO) de l'Université de Rouen Normandie.

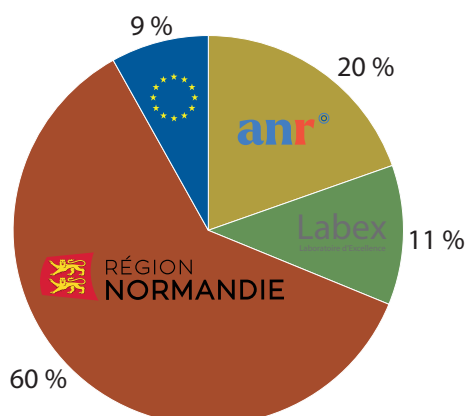
|                             |  |
|-----------------------------|--|
| <b>Mohamed Talbi</b>        | <i>"Étude de la dynamique d'un laser à fibre déclenché par diffusion Brillouin stimulée et évènements extrêmes"</i><br>Master 2 DIODE, Fév. - Juin 2015              |
| <b>Pierre-Henry Hanzard</b> | <i>"Conception, réalisation et étude d'un laser ultra-rapide moyen-infrarouge à base d'une fibre dopée Thulium"</i><br>Master 2 DIODE, Fév. - Juin 2015              |
| <b>Maxime Bouvier</b>       | <i>"Réalisation et étude d'un laser proche-infra-rouge à base de fibre optique dopée Thulium"</i><br>ESITech GP4, Avr. - Juill. 2016                                 |
| <b>Jonathan Moreau</b>      | <i>"Mise en forme spatiale dans une fibre optique"</i><br>ESITech GP4, Avr. - Juill. 2016  |
| <b>Mariam Melki</b>         | <i>"Conception et réalisation d'une source laser ultrarapide émettant dans le moyen IR autour de 3 <math>\mu\text{m}</math>"</i><br>Master 2 DIODE, Fév. - Juin 2017 |
| <b>Bilal Ouamara</b>        | <i>"Caractérisation d'un OPO fibré picoseconde émettant autour de 1.7 <math>\mu\text{m}</math>"</i><br>Master 2 DIODE, Fév. - Juin 2017                              |

|                        |  |
|------------------------|--|
| <b>Mohamed Mansour</b> | "Étude d'un système laser à fibre double impulsions pour des applications en spectroscopie LIBS"<br>Master 2 DIODE, Fév. - Juin 2017                       |
| <b>Alexandre Kouta</b> | "Réalisation d'une source laser ultrarapide émettant à 2.3 $\mu\text{m}$ "<br>Master 2 EFEMO, Fév. - Juin 2020 (Covid/distanciel : simulations numériques) |
| <b>Armand Cervera</b>  | "Mise en œuvre d'un oscillateur paramétrique optique à dérive de fréquence (FOPCPO)"<br>ESITech PS4, Nov. 2022 - Avril 2023                                |
| <b>Quentin Lavice</b>  | "Réalisation et étude d'un laser Thulium à blocage de modes passif émettant autour de 2.3 $\mu\text{m}$ "<br>M2 Université de Brest, Mar. 2023 - Juin 2023 |

## 1.5 Financement / projets

Depuis mon recrutement fin 2014, j'ai participé au montage et à la réalisation de **16 projets** avec différents degrés d'investissement. Tout d'abord, l'implantation de ma thématique sur l'imagerie ultra-rapide au CORIA a pu se faire à travers le **portage ou co-portage de 5 projets** (CPER BioEngine, ANR RIFT, projets région Normandie IFROST et TOFU, et projet Labex QuantiPHY). Parallèlement, je me suis impliqué dans d'autres projets portés par Ammar Hideur ainsi que par le laboratoire GPM (Rouen) avec qui nous entretenons une collaboration très proche. Ces projets sont orientés vers le développement de sources laser moyen infrarouge (CPER iMUST, ANR BISCOT, SPLENDID2 et récemment MIR-SESAM, projets région Normandie SPIDER et NOVAMAT) et, plus récemment, TéraHertz (projets région Normandie HAITY et Bio-TAP, projet européen EIC MIMOSA). Ces projets sont listés et décrits succinctement ci-dessous. Ils seront détaillés et contextualisés dans la [partie scientifique](#) de ce manuscrit.

⇒ Bilan des projets dans lesquels je suis impliqué depuis 2015 : **3.725 M€ au total (partie CORIA), dont 1.032 M€ en tant que responsable (PI)**.



**FIGURE 1.3** – Répartition des sources de financement de notre équipe [2015-2024].

- Partenaire du projet ANR **MIR-SESAM** (*Miroirs absorbants saturables Mid-IR pour peignes de fréquence à base de lasers à fibre*) porté par R. Colombelli (C2N, Saclay) : 10/2023-11/2027 [676 k€ au total, 165 k€ pour le CORIA]

Ce projet vise à démontrer la réalisation de miroirs absorbants saturables à semi-conducteurs (SESAM) pour la gamme spectrale de l'infrarouge moyen, dans laquelle ce type de technologie est très limitée. Pour cela, l'idée est d'utiliser le concept de transition inter-sous-bandes dans des structures à puits quantiques (expertise C2N Saclay et IES Montpellier) pour réaliser cette fonction et ensuite démontrer du blocage de modes dans des lasers à fibres en verre fluoré (CORIA et Le Verre Fluoré à Rennes).

- Partenaire du projet Labex EMC3 **QuantIPHy** (*Quantification et imagerie physico-chimique avancée : application à l'Hydrogène dans les matériaux*) avec L. Rigutti (GPM) : 10/2022-11/2025 [373,5 k€ au total, 189.5 k€ pour le CORIA]

Financement d'une thèse et de petits équipements afin d'implémenter une technique d'imagerie ultra-rapide *single-shot* en conditions réelles : ablation laser et sonde atomique tomographique.

- Partenaire du projet européen (EIC Pathfinder) **MIMOSA** (*4D Microscopy of biological materials by short pulse terahertz sources*) porté par le GPM : 2022-2026 [2.896 M€ au total, 300 k€ pour le CORIA]

Ce projet de grande envergure vise à démontrer de la microscopie 4D ultra-résolue (3D + composition chimique) en couplant des impulsions THz intenses avec une sonde atomique tomographique et en l'appliquant à des bio-matériaux. Le consortium regroupe ainsi des spécialistes laser et THz (CORIA Rouen, ETS Montréal, CNR-SON Naples, entreprise AFS Jena), sonde atomique (GPM Rouen), intégration d'échantillon biologiques (INSERM-EnVI Rouen, Chalmers Univ. en Suède), calcul de structures de protéines (FBK, Trento, Italie). Notre mini-groupe est responsable d'un WP sur quatre, correspondant à la génération d'impulsions THz à haute cadence.

- Partenaire du projet région Label Excellence **Bio-TAP** (*Sources THz et sonde atomique tomographique pour la biologie*) porté par le GPM : 2021-2024 [1.324 M€ au total, 379 k€ pour le CORIA]

Financement complémentaire à l'EIC Pathfinder MIMOSA par la région Normandie.

- Partenaire du projet ANR **SPLENDID2** (*Short pulse solid state Lasers and amplifiers Beyond 2 μm*) porté par le CORIA : 2020-2022 [586 k€ au total, 167.3 k€ pour le CORIA]

Développement de sources laser et d'amplificateurs hautes-puissances à 2.3 et 2.8 μm. Consortium composé des laboratoires CIMAP (Caen), IRCP (Chimie Paris), Charles Fabry (LCP, Palaiseau) et CORIA.

- Partenaire du projet Région **HAITY** (*Sources lasers ultrarapides haute cadence pour la spectroscopie des écoulements réactifs*) porté par le CORIA : 2020-2022 [495 k€ au total, 335 k€ pour le CORIA]

Réalisation de sources THz à partir de sources laser ultrarapides fibrées avec comme objectif l'application d'impulsions THz intenses dans une sonde atomique tomographique.

- Partenaire du projet RIN **NOVAMAT** (*Nouvelles sources moyen infraRouge à base de Matériaux fluorés*) porté par le CIMAP (Caen) : 2018-2021 [270 k€ au total, 40 k€ pour le CORIA]

Réalisation de nouvelles sources laser intégrées délivrant des impulsions ultra-courtes dans la gamme spectrale de l'infrarouge moyen (1.8 μm à 3.5 μm) avec des taux de répétition élevés et basées sur des cristaux et guides d'ondes à base de fluorures.

- **Porteur** plateforme régionale RIN (Normandie) **RENADIAG TOFU** (*Tracking of Ultrafast Phenomena*) : 2019-2020 [405 k€]
 

Mise en place d'une plateforme complète d'imagerie ultra-rapide (imagerie par étirage temporelle et imagerie *single-shot*). Développement de sources lasers ultrarapides adaptées et étude de leurs dynamiques.
- **Co-Porteur** projet RIN Tremplin **IFROST** (*Techniques d'Imagerie aux Frontières Spatiales et Temporelles*) : 2019-2021 [269 k€ au total, 120 k€ pour le CORIA]
 

Réalisation d'une technique d'imagerie *single-shot* ultra-rapide (Tfps) flexible basée une mise en forme spectro-temporelle dans un cristal acousto-optique et sur l'utilisation d'holographie numérique en ligne.
- Partenaire du projet RIN **SPIDER** (*Sources lasers ultrarapides haute cadence pour la spectroscopie des écoulements réactifs*) porté par le CORIA : 2018-2020 [554 k€ au total, 311 k€ pour le CORIA]
 

Implémentation et exploitation d'une source laser fibrée haute cadence et haute énergie sur une chaîne de mesure et étude des écoulements réactifs : DRASC et LIF au CORIA / FTIR au LCS.
- **Porteur** projet ANR Jeune Chercheur **RIFT** (*Real-time imaging of in-flow microparticles using dispersive Fourier transformation*) : 2016-2019 [175 k€]
 

Développement au CORIA d'un système d'imagerie ultra-rapide, tout-optique, basé sur le principe de transformée de Fourier dispersive et dédié à l'étude des jets et sprays hautes-vitesses.
- **Porteur** au niveau du CORIA du projet Labex **DUNFILM** (*Deep UV Nd doped Fibre Laser for Material processing*) : Déc.2017-Déc.2018 [90 k€ au total, 40 k€ pour le CORIA]
 

Développement, en collaboration avec le laboratoire CIMAP (Caen), de sources laser innovantes émettant en régime impulsionnel nanoseconde et picoseconde dans le domaine spectral *deep-UV* ( $\lambda = 200-300$  nm).
- Partenaire du projet ANR **BISCOT** (*Broadband mid-Infrared SuperCOntinuum sources*) porté par le CORIA (A. Hideur) : 2017-2020 [632 k€ au total, 220 k€ pour le CORIA]
 

Réalisation de sources supercontinuum moyen infra-rouge (2-15  $\mu\text{m}$ ) basées sur la combinaison de sources laser fibrées émettant à 3  $\mu\text{m}$  et de guides d'ondes GaAs. 2 partenaires académiques : CORIA et XLIM (Limoges). 3 partenaires industriels : Thales Research & Technology, III-V Lab, Novae.
- Partenaire du projet CPER/FEDER **iMUST** (*Instrumentations for Metrology using Ultrafast Science Technology*) : 2016-2019 [650 k€ au total, 397 k€ pour le CORIA]
 

Développement d'une plate-forme de spectroscopie ultrarapide à photons de basses énergies (de l'IR au THz) pour l'étude des nanomatériaux et composants pour l'électronique rapide. 2 partenaires académiques : GPM (Rouen) et CORIA.
- **Porteur** du sous-projet IMUL (*Imagerie ultra-rapide dans les milieux fluides*) faisant partie du projet CPER/FEDER **BioEngine** : 2015-2018 [265 k€]
 

Projet régional visant à améliorer l'efficacité de combustion dans les moteurs à travers une meilleure compréhension des phénomènes impliqués (atomisation, turbulence,...). Ce financement complète celui apporté par l'ANR RIFT pour la réalisation d'une technique d'imagerie haute cadence.
- Partenaire du projet Labex **FAST-MIR** (*High performance Thulium and Holmium doped crystals for mid-IR ultrafast lasers*) : 2015-2018 [380 k€ au total, 190 k€ pour le CORIA]
 

Développement de systèmes laser ultra-rapides émettant autour de 2  $\mu\text{m}$  basés sur des cristaux dopés Tm et Ho. 2 partenaires académiques : CIMAP (Caen) et CORIA.

- **Porteur** projet **BQR** (*Université de Rouen*) : 2015 [27 k€]

Financement complémentaire pour le montage de la plateforme d'imagerie en temps-réel, consécutif au recrutement en tant que MCF.

## 1.6 Responsabilités collectives

### 1.6.1 Responsabilités administratives et pédagogiques

Ces dernières années, j'ai aussi eu l'occasion de m'investir dans plusieurs tâches d'intérêt général au niveau national mais aussi local, détaillées ci-dessous. Après l'enseignement et la recherche, il s'agit de la 3ème facette du métier d'enseignant-chercheur, qui se révèle être assez chronophage mais essentielle au fonctionnement de notre communauté.

✓ Au niveau national, je suis depuis octobre 2019 **membre élu** (titulaire) de la section 30 du **Conseil National des Universités** (CNU). De 2019 à 2023, j'ai été **membre du bureau** en tant qu'**assesseur** (collège B) puis **vice-président** de 2023 à 2027. En tant que membre, mon rôle consiste à discuter et évaluer les dossiers (qualifications, avancements de grades, primes, suivis de carrières) des chercheurs relevant de la section 30. Mon rôle au sein du bureau consiste quant à lui à gérer avec mes trois collègues (président et vice-présidents A et B) la bonne organisation et le suivi des sessions (répartition des dossiers, prise de notes, interactions avec Galaxie/Odyssée, etc...).



✓ Je suis, depuis septembre 2017, **responsable pédagogique** de la première année (PS3 - Physique pour la Santé 3, anciennement Génie Physique 3) de l'école d'ingénieur ESI-Tech, interne à l'Université de Rouen Normandie, spécialité Physique pour la Santé (~30 étudiants/an). Je m'occupe ainsi du recrutement (Parcoursup, portail INSA, etc...), des emplois du temps, du suivi des étudiants, ainsi que de la gestion des stages. L'université de Rouen Normandie fournit à tous les responsables d'année de l'école un équivalent de 12h EqTD de "référentiel des tâches".



✓ Au niveau local, je suis depuis octobre 2019 membre élu du **Conseil de Laboratoire** (CL) du CORIA. Le laboratoire accueille ~170 personnes, dont une soixantaine de chercheurs/enseignants-chercheurs et une cinquantaine de doctorants. Le rôle du CL consiste à organiser la vie du laboratoire sur différents aspects (répartition des allocations de thèse, des appels à projets, gestion des services du laboratoire, etc...). Le CL se réunit entre 6 et 8 fois par an.



✓ Je suis, ou j'ai été, membre de 6 **comités de suivi individuel** (CSI - 2 chercheurs/doctorant) de l'ED PSIME pour les doctorants suivants (thèses à 9 mois et à 20 mois) : Y. Datti (GPM, Dir. E. Talbot), M. Karam (GPM, Dir. A. Vella, 2021-2024), S. Ndiaye (GPM, Dir. L. Rigutti, 2020-2023), M. Aldanawi (CORIA, Dir. F. Grisch, 2019-2022), L. Rousseau (GPM, Dir. F. Vurpillot, 2018-2021), D. Sanadi (CORIA, Dir. J.B. Blaisot, 2018-2021).



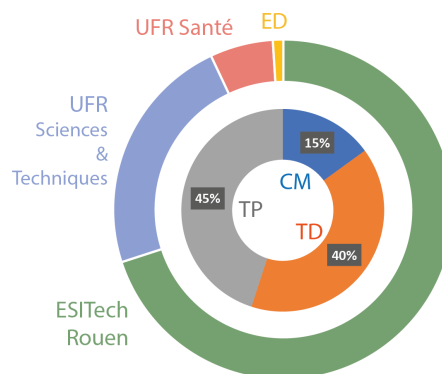
### 1.6.2 Comités, expertises et chair

✓ **Membre** du comité scientifique du GdR ELIOS (*effets non-linéaires dans les fibres optiques et en optique intégrée*), depuis sa création en 2020 : <https://www.gdr-elios.cnrs.fr/>. Organisation de tables rondes autour des thématiques du GdR.

- ✓ Membre des **comités de sélection** suivants :
  - Vice-président du comité de sélection du poste de Maître de Conférences n°4591 (section 30) à l'Université de Rouen Normandie / CORIA, en Mai 2022.
  - Membre du comité de sélection du poste de Maître de Conférences n°4505 (section 30) à l'Université Paris 13 / Laboratoire de Physique des Lasers (LPL, Villetaneuse), en Mai 2023.
  - Membre du comité de sélection du poste de Maître de Conférences n°4770 (section 30) à l'ISIFC / Institut FEMTO-ST (Besançon), en Mai 2024.
  
- ✓ **Expertises de dossiers** :
  - Agence Nationale de la Recherche (ANR) - 2 projets, 2019 et 2020.
  - Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) - 3 projets, 2020, 2021 et 2022.
  - Conseil Régional Nouvelle Aquitaine - 1 projet, 2018.
  - Narodowe Centrum Nauki (agence polonaise pour la recherche) - 1 projet, 2018.
  
- ✓ Implication dans l'organisation d'une session de la conférence CLEO/Europe à Munich en Juin 2017. **Chairman** de la session "New optical techniques and components".

## 1.7 Enseignement

J'effectue en moyenne un service légèrement supérieur à 200h/an, dans différentes filières de l'Université de Rouen Normandie tel que représenté dans la figure ci-contre. J'ai toutefois bénéficié de plusieurs décharges d'enseignement au cours des 10 dernières années : décharge de 48h en 2014-2015 suite à mon recrutement (décharge fournie par l'Université), **CRCT** de l'Université de Rouen Normandie en 2017-2018 (décharge de 50% du service) et accueil en **délégation au CNRS** en 2020-2021 (décharge de 50% du service). Une grande partie de ce service est effectuée au sein de l'**ESITech**, école d'ingénieurs interne à l'Université de Rouen Normandie, au sein de laquelle je suis responsable de la première année du cycle ingénieur en physique pour la santé (PS3).



Mon service a fluctué durant les premières années mais est désormais relativement stabilisé autour des enseignements listés ci-dessous, portant essentiellement sur l'optique et l'image. Parmi ceux-ci, j'ai créé (CM, TD et TP) deux UE d'optique non-linéaire en 4ème et 5ème année du cursus ingénieur de l'ESITech, mutualisées avec le Master FIRST de l'Université de Rouen Normandie. J'ai aussi créé, avec un collègue (B. Barviau), une UE de traitement d'images, en première année d'école d'ingénieurs, mutualisée entre les filières "Génie Physique" et "Technologie du Vivant", avec l'objectif de tisser des liens entre celles-ci.

- ✓ **Optique ondulatoire** [3ème année ESITech, L3 physique-chimie] : TD (24h) et TP (36h)  
*Interférométrie, diffraction, polarisation de la lumière.*  
 Effectif moyen : 25 étudiants en TD et groupes de 12 étudiants en TP.

✓ **Optique et lasers** [4ème année ESITech, Master 1 FIRST] : CM (6h), TD (4h) et TP (36h)

*Bases d'optique non-linéaire et principaux effets d'ordre 2.*

Effectif moyen : 30 étudiants en CM/TD et groupes de 15 étudiants en TP.

✓ **Lasers et Photonique** [5ème année ESITech] : CM (8h), TD (8h) et TP (15h)

*Optique non-linéaire d'ordre 2 et 3, optique ultra-rapide, effets non-linéaires dans les fibres optiques, applications (supercontinua, OCT, métrologie de fréquence, ...), et ouverture vers la bio-photonique.*

Effectif moyen : 25 étudiants en TD et groupes de 15 étudiants en TP.

✓ **Le domaine de l'optique** [PASS, UFR Santé] : CM (3h), TD (12h)

*Cours d'optique géométrique orienté "médecine" : défauts de l'œil, correction de ces défauts.*

Effectif moyen : 600 à 700 étudiants en CM et groupes de 100 étudiants en "TD".

NB : cet enseignement est mutualisé avec l'Université Le Havre Normandie, où je me déplace pour un groupe.

✓ **Physique** [LAS2, UFR Santé] : CM (8h), TD (6h)

*Cours d'optique ondulatoire : interférométrie et diffraction.*

Effectif moyen : 60 à 90 étudiants en CM et groupes de 30 étudiants en TD.

✓ **Traitement d'images** [3ème année ESITech] : CM (9h), TD/TP (18h)

*Capteurs, bases de représentation d'images, principales techniques de traitement d'image (seuillage, filtres, opérations morphologiques), réalisation de programme de traitement automatisé d'images sous Python.*

Effectif moyen : 50 étudiants (physiciens + biologistes) en CM et groupes de 12 étudiants en TP.

✓ **Advanced laser diagnostics** [Ecole Doctorale PSIME] : CM (3h)

*Métrologie ultra-rapide, imagerie avancée, optique non-linéaire ultra-rapide.*

Effectif moyen : 12 étudiants.

## 1.8 Diffusion et vulgarisation

Au-delà des actions mentionnées précédemment, je me suis aussi investi dans des tâches orientées vers la diffusion des sciences vers différents publics, spécialistes ou non :

✓ **Rapporteur** pour les RICL suivantes : Science Advances, Optics Letters, Scientific Reports, Optics Express, JOSA A, JOSA B, Applied Physics B, IEEE Photonics Journal, Photonics Research, Journal of Lightwave Technology.

✓ Rédaction d'un **article de vulgarisation** destiné aux étudiants de deuxième et troisième cycles ou aux non-spécialistes sur les événements extrêmes en optique, publié dans les *Techniques de l'Ingénieur* en Avril 2022 (voir [la liste de publications](#)).

✓ Participation active à des **actions de diffusion** de l'information et de la culture scientifique :

- Présentations du projet MIMOSA (sonde atomique tomographique et émission THz) devant des classes de collégiens et lycéens pendant la journée "*Quoi de 9 au labo*" organisée par l'association [Science Action Normandie](#) à l'Atrium Normandie, le 12 décembre 2024.

- Conférence à la "Nuit des Temps", manifestation grand public organisée conjointement par la Société Française de Physique (SFP), le CNRS et le CEA, le 10 Mars 2022. Titre : "*L'imagerie ultra-rapide ou comment capturer des images à la vitesse de la lumière*".  
<https://www.sfpnet.fr/la-nuit-des-temps-2022>
- Participation à la tenue du stand "Fête de la Science - CORIA" au Technopôle du Madrillet (Rouen), entre 2017 et 2022.
- Présentation des propriétés de la lumière dans une vidéo dans le cadre de l'exposition itinérante "*Voir la lumière*", montée par RéSiTech HN et Science Action Normandie en 2017.

✓ En 2022, j'ai intégré le comité local d'organisation d'**Optique Normandie 2024**, évènement majeur de la SFO ayant lieu tous les deux ans. Ce comité était piloté par Ammar Hideur et Patrice Camy, et j'ai de mon côté eu la charge d'organiser la session industrielle et d'assister Christophe Letailleur (inénarrable collègue du CORIA, chargé de l'évènementiel) dans l'organisation du repas de gala et de la soirée mémorable au 'Quartier Libre'. Tous les membres de ce comité local ont aussi pris part à l'organisation de la logistique sur place et ont assuré le bon déroulement de cet évènement, qui a (objectivement!) été un **réel succès** avec 650 participants de tous horizons. Cela restera un moment marquant dans la vie de notre département.





# 2 Synthèse des activités de recherche

*Hope clouds observation.*

– Frank Herbert, Dune

## 2.1 Introduction

LORS de mon recrutement à l'Université de Rouen Normandie et au CORIA en 2014, j'ai proposé un projet de recherche articulé autour de deux axes connexes : d'un côté l'implantation d'une nouvelle thématique avec le développement de techniques de métrologie ultra-rapide originales, permettant de faire le lien avec les besoins expérimentaux des autres communautés du laboratoire (écoulements, sprays, plasmas), et de l'autre l'intégration à l'axe "historique" de l'équipe, porté par Ammar Hideur, concernant le développement de sources lasers innovantes. Ce manuscrit d'HDR est aussi l'occasion de faire le bilan, 10 ans après (!), sur la mise en place et le déroulement de ce plan initial. Ce chapitre, visant ainsi à présenter une vue globale de mes activités de recherche, est séparé selon ces deux thématiques distinctes mais néanmoins connectées avec par exemple l'étude, dans la première partie, de la dynamique de processus qui sont exploités dans la seconde, le fil rouge restant toujours la photonique ultra-rapide.

La première section de ce chapitre porte ainsi sur la thématique que j'ai portée à mon arrivée au CORIA, sur la capture d'évènement ultra-brefs et/ou non répétables, allant de l'étude de la dynamique de divers systèmes laser jusqu'à l'imagerie ultra-rapide. Dans la seconde section, orientée "sources laser", nous aborderons deux aspects de nos travaux : d'un côté la réalisation de sources à émission directe dans différents domaines de longueurs d'onde (proche et moyen infrarouge) et basées sur différents milieux à gain (fibres silice ou verres fluorés, cristaux), de l'autre le développement de système de conversion de fréquences exploitant des non-linéarités d'ordre 2 et 3 dans des configurations variées. Dans chaque section, nous ferons un rapide bilan des projets et publications liés aux différentes thématiques mais surtout des co-encadrements de thèses réalisés, justifiant en quelque sorte la rédaction de ce manuscrit. De par le contexte local unique au laboratoire (voir [plus haut](#)), chacune de ces thèses (ou presque) a été construite suivant le même modèle, en panachant entre des études fondamentales permettant d'assurer aux doctorants et à l'équipe des publications pertinentes dans notre communauté et des études appliquées, liées à l'écosystème du laboratoire orienté vers les sciences de l'ingénieur et justifiées par les projets nous soutenant. Dans ce chapitre, l'accent sera mis en particulier sur les deux thématiques sur lesquelles je me suis principalement investi, à savoir l'imagerie ultra-rapide et la conversion paramétrique de fréquence dans les fibres. La partie sources à émission directe dans le proche et moyen IR, menée par Ammar Hideur, sera donc décrite un peu plus succinctement mais permettra néanmoins d'avoir une vue globale de nos activités et collaborations sur ce volet.

## 2.2 Métrologie optique ultra-rapide

La capture et la caractérisation d'évènements ultra-courts est en soi un sujet de recherche depuis de nombreuses années avec l'avènement des sources laser impulsives, et nous n'aborderons évidemment dans cette section que quelques facettes de ce vaste domaine. Les travaux rapportés ici pourraient

être séparés en deux familles : d'une part, des travaux assez fondamentaux sur les dynamiques complexes à l'œuvre dans les systèmes laser et les techniques utilisées pour les capturer, et de l'autre l'utilisation de ces mêmes concepts pour répondre à de réels besoins en métrologie dans des communautés parfois assez éloignées de la photonique. Notre communauté, quant à elle, a en effet vu émerger ces dernières années des sujets assez fondamentaux passionnants tels que l'étude des événements extrêmes ou bien le développement de techniques de métrologie permettant leur capture, et ces nouveaux outils se sont ensuite révélés pertinents pour de nombreuses applications avec des visées plus applicatives. Dans les sections suivantes, ces deux approches seront développées avec tout d'abord des travaux visant une meilleure compréhension de processus fondamentaux dans divers types de sources (laser, oscillateur paramétrique) avec des outils de mesure adaptés (e.g. en temps réel), puis dans un second temps le développement de techniques d'imagerie ultra-rapide tachant de répondre, à différentes échelles temporelles, à des problématiques bien précises (e.g. écoulements hautes vitesses, dynamiques des plasmas).

## 2.2.1 Capture et analyse de dynamiques complexes

### 2.2.1.1 Événements extrêmes dans les lasers

---

✓ **Encadrement** : M. Talbi (stage), D. Boukhaoui (stage), P.H. Hanzard (thèse)

✓ **Projets** : ANR JC RIFT, CPER BioEngine

✓ **Publications** : *Scientific Reports* (2017), *Physical Review A* (2019)

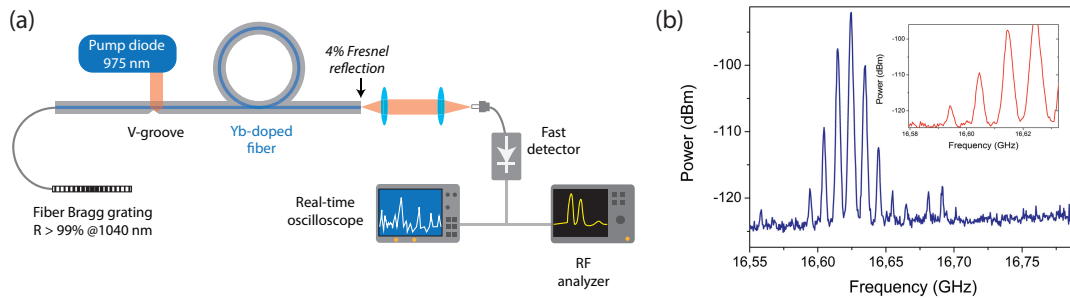
---

Ce sujet est chronologiquement le premier que j'ai abordé lors de mon arrivée au CORIA car il constituait la passerelle parfaite entre mes activités de [post-doc](#) concernant la physique des événements extrêmes et le domaine des sources lasers fibrées, thématique historique portée dans l'équipe par Ammar Hideur. Il constitue donc une bonne entrée en matière pour la partie scientifique de ce manuscrit, même si nous ne n'en donnerons qu'une vision synthétique, cette thématique étant assez marginale parmi les activités que j'ai menées depuis mon recrutement.

L'étude des événements d'amplitudes extrêmes et autres instabilités rares a été l'un des sujets marquant de notre communauté lors des quinze dernières années, et cette thématique s'est ramifiée dans de nombreuses branches de la photonique depuis l'introduction du terme "vague scélérate optique" en 2007 [1] et de l'analogie entre optique (propagation de lumière dans des fibres optiques) et hydrodynamique (propagations de groupes de vagues dans l'océan). Cette analogie est issue de l'observation de distributions statistiques d'intensités très asymétriques en forme de "L" avec une queue plate et étendue - typiques de la présence d'événements extrêmes - lors de la génération de supercontinuum dans une fibre optique a ouvert la voie à de nombreuses études théoriques et expérimentales [2, 3, 4]. L'évolution d'un groupe de vagues en eaux profondes et celle d'une impulsion lumineuse dans une fibre optique étant toutes deux régies par l'équation de Schrödinger non-linéaire, de nombreux travaux ont été dédiés à l'identification du rôle de différents effets dans l'apparition de dynamiques extrêmes (instabilité de modulation, solitons sur fond continu, focalisation non-linéaire,...). Nous ne ferons pas ici de bilan de l'état de l'art sur le sujet, tant celui-ci est riche, mais le lecteur désireux de rentrer dans les détails pourra se rapporter aux papiers de revues cités plus haut <sup>1</sup>.

---

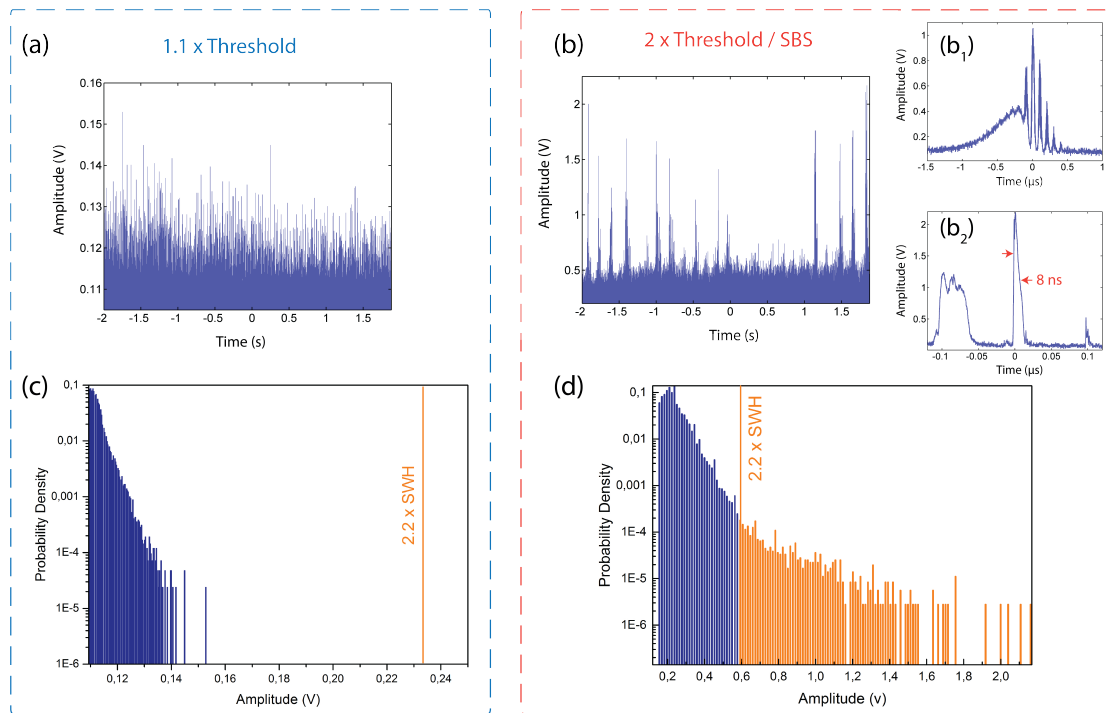
<sup>1</sup>. Le lecteur souhaitant une première approche plus "douce" sur le sujet pourra se rapporter à l'article écrit par B. Wetzel et moi-même dans les *Techniques de l'Ingénieur* [5].



**FIGURE 2.1** – (a) Schéma du laser auto-impulsionnel utilisé pour étudier l’influence de la diffusion Brillouin stimulée sur l’émergence d’évènements extrêmes. (b) Spectre RF autour de 16.6 GHz (décalage Brillouin) faisant apparaître une modulation à 10 MHz (ISL). *Issu de [17].*

Au-delà des systèmes dits conservatifs mentionnés plus haut, les comportements extrêmes ont aussi été observés dans les systèmes dits dissipatifs, c’est-à-dire en présence de gain et/ou de pertes, où le terme "onde scélérate" leur a aussi été attribué même si l’analogie avec l’hydrodynamique n’est généralement plus valide dans ce cas. L’attrait pour ces études a toutefois eu le mérite d’attirer l’attention sur la richesse des dynamiques rencontrées dans les oscillateurs laser - connue depuis des dizaines d’années - et de permettre avec les nouvelles techniques de mesures (voir section suivante) la capture de structures temporelles très localisées et l’observation de statistiques particulières dans une grande variété de systèmes : lasers Raman à fibres [6, 7], lasers à semi-conducteurs pompés optiquement [8], lasers à verrouillage de mode multi-impulsions [9], ou encore lasers à fibre à dispersion normale [10], pour n’en citer que certains. Des dynamiques extrêmes sont en effet attendues dans la plupart de ces systèmes du fait que les phénomènes initiant l’oscillation laser sont intrinsèquement bruités et, dans certains cas, l’apparition d’évènements extrêmes peut même être directement attribuées au transfert et à l’amplification de l’instabilité de la pompe aux dynamiques de sortie du laser [11]. De plus, sachant que des processus déterministes et d’autres stochastiques interagissent, il est possible dans certaines conditions de prévoir, inhiber voir contrôler l’apparition d’évènements extrêmes dissipatifs [12].

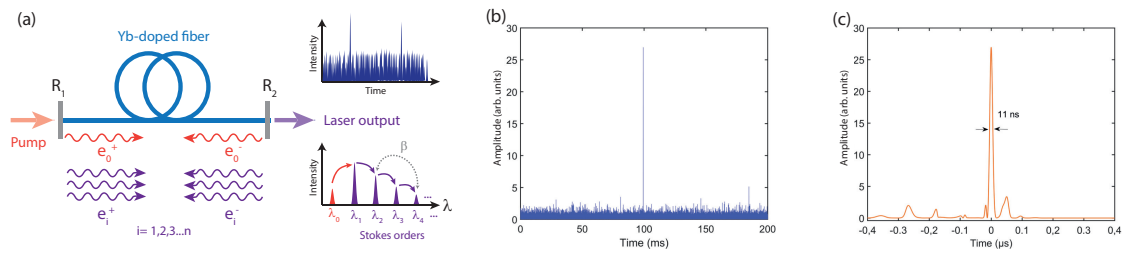
C’est dans ce contexte que nous nous sommes intéressés à l’influence de la diffusion Brillouin stimulée (SBS) dans l’apparition d’évènements extrêmes dans les lasers à fibres, cet effet n’ayant pas été exploré par la communauté, contrairement à la diffusion Raman stimulée, mais étant toutefois bien connu dans d’autres contextes, comme facteur limitant en télécoms ou bien comme source de gain pour réaliser des lasers fins spectralement [13]. La SBS a aussi été mise à profit comme mécanisme de Q-switch par rétro-diffusion [11], pour la génération de fortes puissances crêtes dans des lasers Q-switch et amplificateurs par le biais de compression d’impulsions [14] ou bien, plus récemment, dans le cadre de la réalisation de lasers aléatoires [15, 16]. Dans le cadre des lasers et amplificateurs Brillouin, il a cependant été observé à de nombreuses reprises - et particulièrement dans notre laboratoire - que la nature stochastique de la SBS pouvait conduire à des comportements très instables et à la génération aléatoire d’impulsions géantes pouvant fortement endommager les fibres, limitant sérieusement cette technologie. Nous nous sommes donc intéressés à l’émergence de statistiques extrêmes induites par la SBS et avons proposé des pistes, notamment en termes de modèle, quant aux facteurs favorisant leur apparition. Pour cela, nous avons monté un système laser fibré auto-impulsionnel avec une architecture simple, tel que représenté sur la Fig. 2.1. Le laser est constitué d’un amplificateur à fibre Ytterbium double gaine placé dans une



**FIGURE 2.2** – Comparaison des traces temporelles et des distributions statistiques associées pour deux taux de pompage du laser différents : (gauche) juste au-dessus du seuil laser, (droite) deux fois le seuil. Les figures (b<sub>1,2</sub>) représentent deux types d'impulsions jugées "extrêmes". *Issu de [17].*

cavité linéaire à fortes pertes, avec d'un côté un réseau de Bragg fibré (FBG) très réfléchitif et de l'autre une simple fibre clivée à angle droit, permettant alors de laser à 1040 nm. Deux tronçons de SMF sont soudés aux extrémités de la fibre dopée et servent de filtre spatial pour éliminer la pompe résiduelle à 976 nm. Dans la cavité auto-impulsionnelle ainsi réalisée, la SBS se traduit par la présence d'une onde Stokes décalée en fréquence de  $\Delta\nu_B = 2nv_a/\lambda$ , où  $v_a$  est la vitesse de l'onde acoustique. Ici,  $\Delta\nu_B = 16.6$  GHz environ (Fig. 2.1), ce qui correspond à 60 pm en termes de longueur d'onde, décalage suffisamment faible pour rester dans la bande de transmission du FBG.

Plusieurs indicateurs sont communément utilisés pour attester de la présence d'évènements extrêmes dans un système. Un premier indicateur est la distribution statistique fortement asymétrique, en forme de "L", comme mentionné précédemment. Le deuxième critère, emprunté au monde océanique, consiste à calculer une grandeur appelée hauteur de vague significative (SWH - *significant wave height*) et qui correspond à la moyenne du tiers supérieur des hauteurs de vagues. En optique, un évènement est alors considéré extrême lorsque son intensité excède  $2.2 \times \text{SWH}$ . Une autre définition, donnant sensiblement les mêmes résultats, est de considérer les évènements dépassant la valeur moyenne plus huit fois l'écart-type de la distribution. Nous avons alors enregistré les fluctuations d'intensité en sortie de notre système soumis à la SBS dans deux cas différents : (i) juste au-dessus du seuil laser, et (ii) à deux fois le seuil et au-dessus du seuil de SBS. Les séries temporelles et les distributions d'intensités correspondantes sont représentées dans la Fig. 2.2. Proche du seuil, le laser est auto-impulsionnel et émet des impulsions de manière chaotique dans la gamme  $\mu\text{s}$ . Dans ce cas, la distribution d'intensité est approximativement exponentielle (Fig. 2.2(c)) et aucune impulsion ne peut être jugée comme extrême en utilisant le critère de SWH détaillé plus haut. En revanche, lorsque la puissance de pompe est augmentée à deux fois le seuil laser et



**FIGURE 2.3** – Simulations numériques de l'influence de la diffusion Brillouin stimulée sur l'apparition d'événements extrêmes. (a) Représentation schématique de la cavité : prise en compte d'une cascade de 5 ordres Stokes. (b,c) Dynamique du laser et formation d'une impulsion géante. *Issue de [20].*

donc au-dessus du seuil de SBS, la dynamique est là complètement différente, comme on peut l'observer sur les Figs. 2.2(b,d), avec des structures plus localisées temporellement et une distribution d'intensité en "L" avec de nombreux événements peuplant les hautes intensités. On observe ainsi avec l'émergence d'impulsions courtes sur le flanc descendant d'une enveloppe  $\mu\text{s}$ , typiques de l'effet Brillouin dans la cavité (Fig. 2.2(b<sub>1</sub>)). Certaines impulsions, telle celle représentée sur la Fig. 2.2(b<sub>2</sub>), présentent des intensités géantes (trois fois le seuil "extrême") et se séparent en sous-structures nanosecondes.

La présence de SBS a donc un impact considérable sur l'apparition d'événements extrêmes, qui semblent trouver leur origine dans un couplage spatio-temporel non-linéaire entre l'onde laser et l'onde Stokes par le biais de la SBS, stochastique par nature, et d'une saturation croisée. La cavité présentée plus haut ne permettait qu'à un ordre Stokes (et un anti-Stokes) d'être résonnant et d'interagir avec l'onde laser, du fait du filtrage du FBG. Afin de s'assurer que les dynamiques observées n'étaient pas justement dues au FBG, une deuxième expérience a été conduite en remplaçant le FBG par un miroir large bande et donc en autorisant un grand nombre d'ordres Stokes à résonner (une cascade d'ordre Stokes est rapidement atteinte dans ce type de cavité [18]), conduisant finalement à l'obtention des mêmes résultats.

Des études précédentes se sont déjà intéressées au cas où des instabilités conséquentes du régime auto-impulsionnel liées à la SBS apparaissent à fort pompage, notamment dans le cas de lasers à fibres dopées Erbium, mais sans pour autant faire apparaître de comportement extrême [11]. La situation est ici différente dans le cas de notre laser à fibre double gaine fortement dopée Ytterbium avec l'apparition nette de dynamiques extrêmes, cette dernière n'ayant toutefois jamais été mise en évidence par aucun modèle théorique. Il faut noter que depuis ce travail, d'autres observations de régimes exotiques instables ont été rapportés dans des lasers à fibre dopée Yb avec de faibles facteurs de qualité, voir par exemple la Ref. [19].

Nous nous sommes alors intéressés, dans le cadre d'une collaboration avec le LEQ d'Alger et le LPhiA d'Angers, à la réalisation d'un modèle pouvant rendre compte de nos observations expérimentales. Des premières simulations basées sur un modèle à amplitudes couplées ont été réalisées en ne prenant en compte qu'un ordre Stokes résonnant et ont mis en lumière un paramètre semblant tout particulièrement affecter la dynamique du système : la présence d'un effet d'absorbant saturable, pouvant être attribué à la réabsorption du signal laser dans les parties peu ou pas pompées de la fibre active ou à des paires d'ions. La prise en compte dans les modèles numériques de cet absorbant saturable artificiel semble essentielle pour observer des dynamiques extrêmes, en induisant des instabilités dans le signal laser lui-même servant de pompe pour la SBS [17]. Afin d'aller plus loin, et dans le cadre du travail de thèse de D. Boukhaoui, de nouvelles simulations ont été menées afin d'étudier l'influence d'une cascade d'ordres

Stokes sur la dynamique du système (Fig. 2.3(a)), c'est-à-dire en autorisant plus d'un ordre à être résonnant, tout en prenant en compte l'effet d'absorbant saturable artificiel et en ajoutant une source de bruit sur l'onde acoustique. En prenant en compte jusqu'à cinq ordres Stokes, nous avons ainsi montré que plus le nombre d'ordres Stokes contribuant à ce régime auto-impulsionnel était grand, plus les impulsions "extrêmes" étaient courtes et structurées sous la forme d'une impulsion unique (Fig. 2.3(b,c)) mais aussi que l'effet du bruit était négligeable, confirmant que la dynamique du système était principalement pilotée par l'absorbant saturable artificiel. Afin de construire un modèle permettant d'explorer complètement les dynamiques d'un tel système, il s'agirait maintenant de prendre en compte d'autres effets non-linéaires pouvant interagir avec la SBS (diffusion Raman stimulée et auto-modulation de phase, principalement). La collaboration avec l'Université d'Alger se poursuit dans cet objectif en s'appuyant sur la plateforme numérique développée dans le cadre de la thèse de Djamila Boukhaoui.

### 2.2.1.2 Dualité espace-temps

Les caractérisations temporelles effectuées dans la partie précédente, dans le domaine nanoseconde, ne requéraient pas de dispositif particulier, mais nous allons dans la suite du manuscrit nous focaliser sur des phénomènes qu'il est impossible de résoudre avec des détecteurs standards et donc pour lesquels il faut développer des outils de métrologie adaptés. La nécessité de caractériser des processus ultra-rapides à hautes cadences est en effet commune à de nombreux domaines scientifiques, ainsi, durant les quinze dernières années, de nombreuses avancées ont été réalisées dans le développement de techniques de mesures dites "en temps réel" permettant maintenant la capture d'évènements à la fois ultra-brefs et non-répétitifs. Ces techniques sont basées sur le principe de dualité espace-temps, connu depuis bien longtemps (voir par exemple Ref. [21]) mais exploité récemment avec l'arrivée de systèmes de digitalisation rapides, et donnent un accès "tir-à-tir" au contenu spectro-temporel d'impulsions courtes à taux de répétition élevés. L'objectif de cette section, basée notamment sur un article de revue que nous avons écrit en 2022 [22], est de présenter succinctement les bases de ces techniques qui seront ensuite exploitées dans les deux sections suivantes.

Avec l'avènement des technologies photoniques ultra-rapides, de nombreuses techniques de caractérisation optique ont été développées pour justement capturer leurs propriétés sur des échelles de temps très courtes [23, 24]. Toutefois, ces techniques font toutes appel au moyennage ou à l'échantillonnage de signaux provenant d'un train d'impulsions généré à des cadences élevées, et sont donc limitées à l'étude de signaux stables, périodiques ou complètement cohérents. Dans notre domaine des lasers à fibres et de l'optique non-linéaire fibrée, où nous avons affaire à des cadences supérieures au MHz et à des durées d'impulsions inférieures à la dizaine de ps, la caractérisation est ainsi limitée à la fois dans le domaine temporel (bande-passante des détecteurs < 100 GHz) et dans le domaine spectral (cadence kHz pour les spectromètres les plus rapides, mais généralement plutôt autour de la dizaine de Hz pour les OSA utilisés dans la communauté). Les techniques de caractérisation temporelle basées sur une mesure par auto-corrélation ou par corrélation croisée, tout comme leurs contreparties dans le domaine spectral (FROG/XFROG), sont très largement utilisées du fait de leur relative simplicité d'utilisation et, pour certaines, de la possibilité de reconstruire le champ électrique complexe des impulsions, mais restent basées sur le déplacement de systèmes mécaniques (ou équivalent) conduisant à une intégration du signal sur de nombreuses impulsions. Des variantes mono-coup de ces techniques ont été démontrées, mais sont néanmoins réservées à des puissances crêtes élevées et à des cadences assez modestes [25]. D'autres méthodes basées sur l'interférométrie (telle que la technique SPIDER [26, 27]) ont permis des

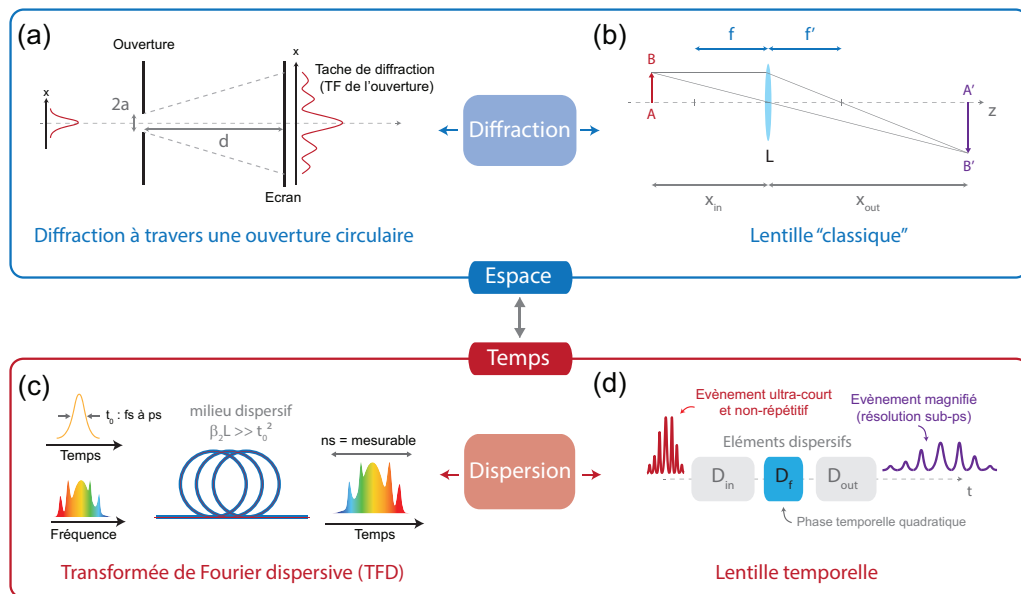


FIGURE 2.4 – Principe d'équivalence espace-temps.

caractérisations mono-coups mais sont néanmoins intrinsèquement limitées par une complexité élevée (utilisation et synchronisation de plusieurs sources pour de la détection homodyne ou hétérodyne) et la nécessité d'utiliser des algorithmes pour la reconstruction du signal.

Toutefois, comme nous le verrons par la suite, de nombreuses applications en photonique requièrent un accès à des dynamiques non-répétables (événements extrêmes, chaos, phénomènes irréversibles, formations d'impulsions dans les cavités laser, etc...) tout en combinant des bonnes résolutions spectrale et temporelle avec une certaine simplicité d'utilisation, afin d'accéder de manière continue à une grande quantité de donnée (spectres ou traces temporelles). Dans ce contexte, ces dernières années ont vu naître une nouvelle famille de techniques inspirées par l'équivalence sur le plan mathématique entre des phénomènes bien connus dans le domaine spatial (diffraction de Fraunhofer) et leurs équivalents dans le domaine temporel (dispersion chromatique). L'analogie entre diffraction et dispersion, illustrée sur la Fig. 2.4, a ainsi permis la réalisation des techniques dites de transformée de Fourier dispersive (TFD) et de lentille temporelle, permettant respectivement de capturer en temps réel les spectres et les signaux temporels d'impulsions ultra-courtes à des cadences supérieures au MHz. L'état de l'art est aujourd'hui très fourni sur le sujet, et le lecteur souhaitant avoir une vision complète des nombreuses applications marquantes de ces techniques pourra se plonger dans les papiers cités ici [22, 28, 29, 30]. Nous rappellerons ici les bases de la TFD, largement utilisée dans la suite du manuscrit.

Le principe de transformée de Fourier dispersive (TFD) est détaillé sur la Fig. 2.4(c), et peut s'interpréter facilement en empruntant à l'optique diffractive le résultat bien connu représenté sur la Fig. 2.4(a) : la diffraction de la lumière à travers une ouverture conduit à l'obtention, en champ lointain (diffraction de Fraunhofer,  $d \gg 2a^2/\lambda$ ), d'un profil transverse d'intensité proportionnel à la transformée de Fourier de l'ouverture. On retrouve ainsi ce phénomène dans le domaine temporel : si une impulsion courte de durée  $t_0$  se propage sur une distance  $z$  suffisante dans un milieu dispersif (avec un paramètre de dispersion de deuxième ordre  $\beta_2$ ) de manière à atteindre l'équivalent temporel du champ lointain ( $t_0^2 \ll |2\beta_2 z|$ ),

alors son profil temporel d'intensité en sortie sera proportionnel à la transformée de Fourier de son profil temporel d'entrée, i.e. à son contenu fréquentiel (son spectre), selon la relation  $T(\omega) = \beta_2 z \omega$ . Cette conversion temps-fréquence est ainsi réalisée en étirant progressivement temporellement l'impulsion à l'aide de la dispersion chromatique du milieu jusqu'à ce que l'enveloppe temporelle de sortie représente complètement le spectre d'entrée. L'intérêt évident est donc que les impulsions consécutives d'un train vont atteindre des durées typiques de l'ordre de quelques ns, facilement résolues par un détecteur rapide, permettant alors d'enregistrer les spectres consécutifs d'un très grand nombre d'impulsions en temps réel, c'est-à-dire aux cadences élevées des lasers ultra-rapides (>MHz). Dans les milieux dispersifs habituellement utilisés pour réaliser la TFD (fibres optiques), il faut généralement prendre en compte les ordres supérieurs de dispersion  $\beta_m$ , et la relation temps-fréquence s'exprime alors :

$$T(\omega) = \sum_{m=2}^{\infty} \frac{\beta_m z}{(m-1)!} \omega^{m-1} \quad (2.1)$$

Pour aller plus loin et avoir la description théorique complète du principe de la TFD, le lecteur pourra s'intéresser à la Réf. [31]. La TFD peut ainsi être vue comme la réalisation d'un spectromètre ultra-rapide dont la résolution spectrale  $\delta\lambda$  est limitée par trois facteurs : (i) la dispersion accumulée dans le milieu (elle-même limitée par la largeur spectrale de l'impulsion et le taux de répétition), (ii) la bande-passante du détecteur, et (iii) le taux d'échantillonnage de l'oscilloscope. On écrit alors :

$$\delta\lambda = \max(\delta\lambda_{dis}, \delta\lambda_{ph}, \delta\lambda_{osc}) \quad (2.2)$$

$\delta\lambda_{dis}$  est la résolution imposée par le processus de dispersion et peut s'exprimer en fonction du paramètre de dispersion  $D = -2\pi c\beta_2/\lambda^2$  et de la distance de propagation  $z$  de la façon suivante :

$$\delta\lambda_{dis} = \lambda \sqrt{\frac{2}{Dcz}} \quad (2.3)$$

Les résolutions imposées par le photodétecteur et l'oscilloscope, de bandes-passantes respectives  $f_{ph}$  et  $f_{osc}$ , s'écrivent quant à elles :

$$\delta\lambda_{ph,osc} = (f_{ph,osc} Dz)^{-1} \quad (2.4)$$

Si ces relations sont bien prises en compte afin d'éviter tout recouvrement temporel entre impulsions successives, des mesures spectrales tir-à-tir peuvent ainsi être réalisées de manière continue et permettre l'acquisition d'une grande quantité de données (seulement limitées par la profondeur mémoire de l'oscilloscope) en utilisant seulement une photodiode et un oscilloscope rapides, équipement généralement disponible dans les laboratoires d'optique. C'est donc cet outil, extrêmement efficace du fait de sa simplicité, que nous utiliserons dans les parties suivantes, dans deux contextes toutefois différents : le suivi de dynamiques complexes dans une source paramétrique et l'imagerie ultra-rapide par étirage temporel.

### 2.2.1.3 Dynamiques des oscillateurs paramétriques optiques fibrés

---

✓ **Encadrement** : M. Touil (thèse)

✓ **Projets** : ANR JC RIFT, RIN TOFU & IFROST

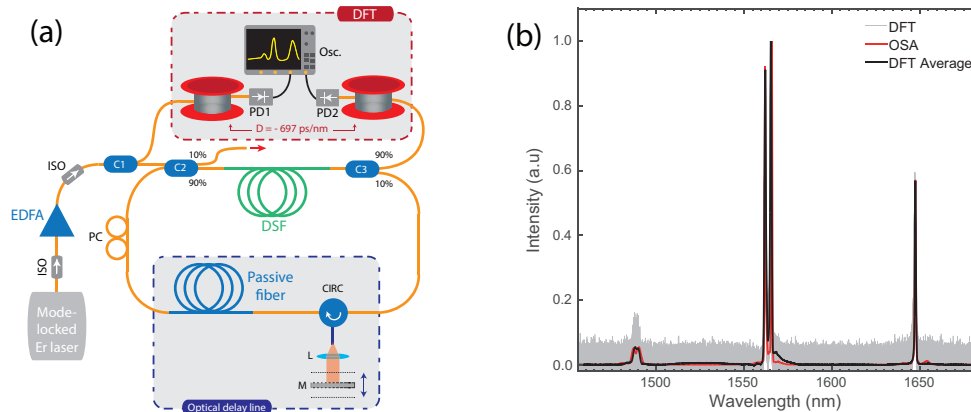
✓ **Publications** : *Physical Review A* (2021)

---

L'émergence des techniques de caractérisation spectrales et temporelles décrites dans la section précédente a donc naturellement ouvert l'accès à la caractérisation complète d'événements à la fois ultra-brefs et non-répétitifs. Concernant la transformée de Fourier dispersive (TFD), celle-ci s'est ainsi révélée être un outils puissant pour l'acquisition en continu de spectres tir-à-tir sur de longues plages temporelles et donc particulièrement adaptée à l'étude des riches dynamiques mises en jeu dans les oscillateurs lasers (états liés, dynamiques de formation des impulsions, etc...) [32, 33, 34]. La capacité de la TFD à enregistrer un grand nombre de spectres consécutifs a alors permis d'utiliser des outils statistiques pour étudier les comportements de diverses sources. Certaines métriques, telles que les moments d'ordres élevés et les corrélations spectrales (coefficient de Pearson) ont par exemple permis d'étudier les processus complexes mis en jeu lors de la formation de supercontinua [35, 36].

C'est dans ce contexte que s'est inscrit le début de la thèse de Mohamed Touil (2018-2021), volet plus fondamental durant lequel nous nous sommes intéressés aux corrélations spectrales dans un oscillateur paramétrique en essayant d'identifier les métriques statistiques pertinentes pour suivre les processus de transfert d'énergie mis en jeu, sachant que nous travaillions par ailleurs sur le développement de tels systèmes, comme nous le verrons dans la deuxième partie de ce chapitre. L'étude des corrélations spectrales a en effet suscité un certain intérêt ces dernières années en éclairant sur les dynamiques de phénomènes tels que l'instabilité de modulation [37, 38], le mélange à quatre ondes (FWM) [39] ou les lasers aléatoires [40] mais aussi en permettant d'aider à dimensionner des amplificateurs basés sur le FWM. Dans les sources fibrées, il a été démontré que ces corrélations pouvaient être mises en forme à travers un contrôle approprié de la dispersion dans des fibres remplies de liquides ou de gaz [41, 42]. Cette mise en forme "à la demande" des corrélations pourrait se révéler à l'avenir comme un outils pratique pour des applications en optique quantique. Toutes les études réalisées portaient toutefois sur des sources simple passage et nous nous sommes ainsi proposés d'étudier ces corrélations et leur mise en forme dans un oscillateur paramétrique optique fibré (FOPO, nonlinéarités  $\chi^{(3)}$ ), système intrinsèquement intéressant de par sa grande accordabilité. Des études dans des OPO cristallins (nonlinéarités  $\chi^{(2)}$ ), sources bien connues de photons intriqués, ont déjà révélées des dynamiques très variées [43, 44] mais leurs corrélations spectrales n'ont jamais été mesurées. Dans cette section, nous ne détaillerons pas les mécanismes de fonctionnement des FOPOs et nous focaliserons donc sur leurs dynamiques spectro-temporelles et les outils permettant de les quantifier.

Pour cette étude, nous avons utilisé un FOPO développé pour émettre autour de 1.7  $\mu\text{m}$  et sur lequel toute une partie de ce manuscrit est consacrée (voir aussi Ref. [46]). Le dispositif expérimental utilisé est détaillé sur la Fig. 2.5(a). Le FOPO est pompé par un laser conçu au laboratoire, accordable de 1549 à 1566 nm, et délivrant des impulsions de 28 ps à 6.1 MHz. Son spectre de sortie à une largeur de 3 nm environ et possède une forme en "M" typique de ce type d'oscillateur qui, nous le verrons par la suite, aura son importance dans la dynamique du système. Les impulsions sont ensuite amplifiées dans un EDFA puis envoyé dans une fibre à petit cœur (DSF - *dispersion shifted fiber*, 4  $\mu\text{m}$  de cœur) servant de milieu à gain



**FIGURE 2.5** – (a) FOPO utilisé pour l'étude des dynamiques enregistrées par TFD et le test d'outils statistiques, (b) Spectres enregistrés par TFD et comparaison avec un OSA standard. *Issu de [45].*

paramétrique dans la cavité du FOPO. Ce système permet de générer, par mélange à quatre ondes dégénéré (DFWM), des impulsions signal et complémentaire (idler) accordables (ce processus est détaillé dans la partie **FOPO**, plus loin dans le manuscrit) sur les plages 1340-1513 nm et 1617-1876 nm, respectivement. La cavité est aussi constituée de fibres passives permettant d'ajuster sa longueur au taux de répétition de la pompe mais aussi d'assurer un fonctionnement en régime de dispersion normale. Enfin, une ligne de délai en espace libre permet d'ajuster finement la synchronisation des impulsions de la cavité (signal ou idler) avec les impulsions de pompe.

Les spectres tir-à-tir ont été enregistrés par TFD à l'entrée et à la sortie du FOPO en utilisant des fibres télécoms avec une dispersion de  $-697 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}$  à 1550 nm et un système de détection composé d'une photodiode 25 GHz et d'un oscilloscope 33 GHz. En prenant en compte les limitations imposées par l'Eq. 2.2, nous obtenons ainsi une résolution de 0.04 nm. La fiabilité des mesures est vérifiée en superposant le spectre moyen des spectres par TFD avec une trace obtenue à l'OSA, comme représenté sur la Fig. 2.5(b).

A partir du grand nombre de spectres tir-à-tir enregistrés à la sortie du FOPO, il nous est alors possible de cartographier statistiquement les processus mis en jeu dans le système en choisissant justement les bons outils statistiques (voir l'encadré à la page suivante). Afin d'aller plus loin que les simples corrélations spectrales au sens de Pearson habituellement utilisées dans la communauté, nous nous sommes intéressés à l'exploitation de l'*information mutuelle* (IM), qui permet de quantifier les dépendances linéaires et non-linéaires entre deux longueurs d'ondes. Cette métrique n'a été que très peu utilisée en optique non-linéaire jusqu'à maintenant même si de premières études ont mis en exergue sa pertinence pour l'étude des dynamiques spectrales dans les lasers à fibre [40, 47].

### Outils statistiques

Le coefficient de corrélation  $\rho_{XY}$  entre deux variables  $X$  et  $Y$ , au sens de Pearson, s'exprime habituellement comme  $\rho_{XY} = \frac{cov(X,Y)}{\sigma_X \sigma_Y}$ , où  $cov$  désigne la covariance et  $\sigma$  l'écart-type. Dans notre cas, la TFD donnant accès à l'intensité spectrale  $I(\lambda)$  sur une grande série temporelle, on exprime alors la corrélation spectrale entre deux longueurs d'ondes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  comme :

$$\rho(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{\langle I(\lambda_1)I(\lambda_2) \rangle - \langle I(\lambda_1) \rangle \langle I(\lambda_2) \rangle}{\sqrt{(\langle I^2(\lambda_1) \rangle - \langle I(\lambda_1) \rangle^2)(\langle I^2(\lambda_2) \rangle - \langle I(\lambda_2) \rangle^2)}} \quad (2.5)$$

Ce coefficient peut simplement s'interpréter de la façon suivante : une corrélation positive indique que les intensités à  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  augmentent ou diminuent ensemble, alors qu'une corrélation négative (anti-corrélation) indique que lorsque l'intensité à une longueur d'onde augmente, l'intensité à l'autre longueur d'onde diminue. La corrélation est donc une mesure de la dépendance linéaire entre deux variables, ici deux longueurs d'ondes, et est pertinente pour révéler les transferts d'énergie et dépendance entre composantes spectrales, comme par exemple dans le cas de la génération de supercontinuum mentionnée plus haut [35]. Il existe toutefois un outil statistique similaire permettant de quantifier la dépendance générale (linéaire ou non) entre deux variables, connu sous le nom d'*information mutuelle* (IM). L'information mutuelle a l'avantage d'être une expression quantitative de l'information obtenue sur une variable à travers l'observation d'une autre. Elle est nulle lorsque les variables sont indépendantes, et augmente lorsque la dépendance augmente elle aussi. Pour deux variables  $X$  et  $Y$ , elle s'exprime de la façon suivante :

$$IM(X, Y) = \sum_{y \in Y} \sum_{x \in X} P_{XY}(x, y) \log \left( \frac{P_{XY}(x, y)}{P_X(x)P_Y(y)} \right) \quad (2.6)$$

où  $P_{XY}(x, y)$ ,  $P_X(x)$  et  $P_Y(y)$  représentent les lois de probabilité jointes et marginales. Dans le cas des intensités à deux longueurs d'ondes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , cette relation s'écrit :

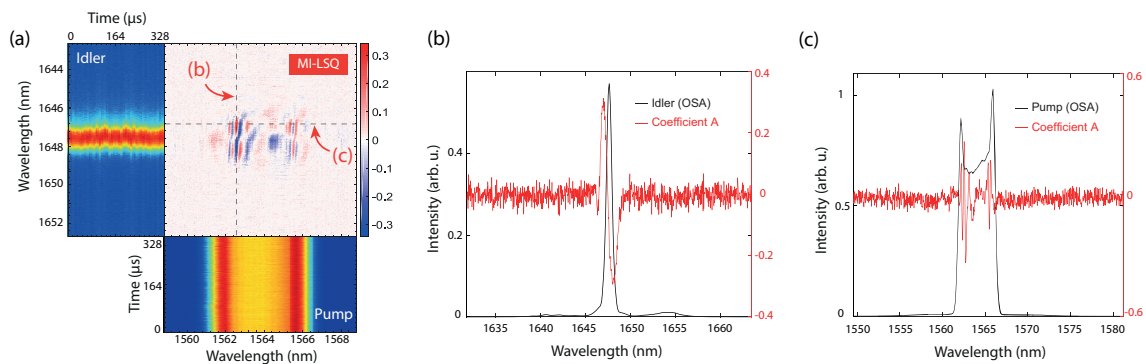
$$IM(\lambda_1, \lambda_2) = \langle I(\lambda_1)I(\lambda_2) \rangle \log \left( \frac{\langle I(\lambda_1)I(\lambda_2) \rangle}{\langle I(\lambda_1) \rangle \langle I(\lambda_2) \rangle} \right) \quad (2.7)$$

*N.B.* : les diagrammes de corrélations spectrales tracés avec les coefficients de Pearson ou l'IM partageront les mêmes motifs globaux mais l'IM se révélera quant à elle sensible aux dépendances non-linéaires et représentera mieux les fortes variations, du fait de la présence de la fonction log.

Après comparaison entre cartes de corrélation "standards" (Pearson) et IM, ces dernières se révèlent effectivement plus sensibles pour mettre en évidence de fortes variations d'intensité spectrale (voir Fig. 2.7(a,b)) mais l'IM a l'inconvénient de ne retourner que des valeurs positives et ne peut ainsi pas renseigner sur le signe de la dépendance entre deux longueurs d'onde. Nous avons ainsi choisi de combiner les diagrammes de corrélation basés sur l'IM avec une simple méthode des moindres carrés, permettant de déterminer la dérivée de la meilleure régression linéaire entre deux variables et donc d'indiquer, à travers le signe de cette dérivée, la nature positive ou négative de la dépendance. Le processus de DFWM correspond à l'annihilation de deux photons de pompe à  $\lambda_p$  et à la génération simultanée de photons signal à  $\lambda_s$  et idler à  $\lambda_i$ , corrélés au sens quantique. L'efficacité de conversion de notre système, à laquelle nous allons nous intéresser, correspond au nombre de photons de pompe convertis comparé au nombre de photons dispo-

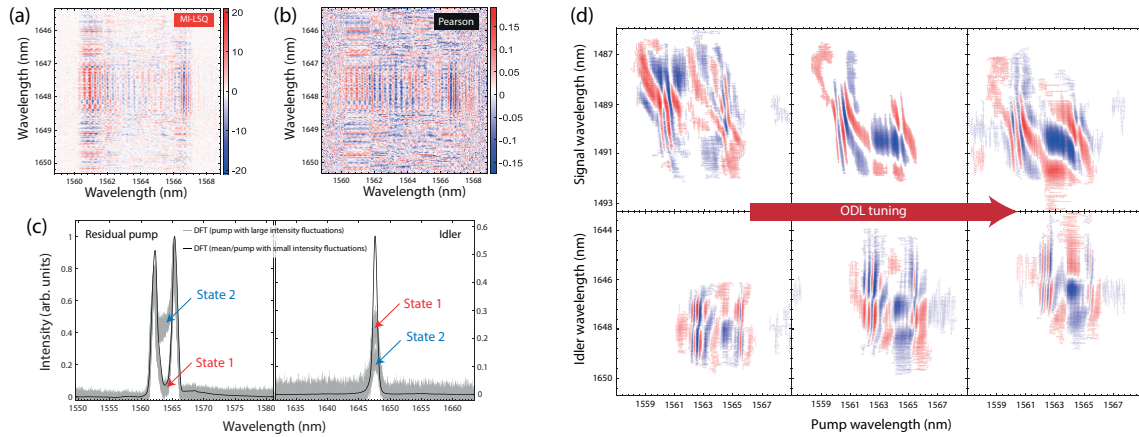
nibles à une longueur d'onde donnée et donc à la probabilité de générer une paire de photon signal/idler par émission spontanée. L'accord de phase du DFWM dépend directement de la puissance de pompe et de la longueur d'onde [13] : pour une longueur d'onde de pompe donnée, l'efficacité de conversion va ainsi seulement dépendre de la puissance de pompe et toute fluctuation dans cette dernière entraîne donc un changement du gain et de l'efficacité de conversion. Nous avons ainsi calculé la contribution de chaque composante dans le spectre de pompe (légèrement chirpé) à la génération de signal et d'idler, chaque contribution étant dictée par le désaccord de phase. Nous ne rentrerons pas ici dans le détail (voir [45]), mais ce calcul nous permet de faire ressortir un coefficient de proportionnalité  $A = \Delta I_{\lambda_i} / \Delta I_{\lambda_p}$  représentant les variations dans l'intensité de l'idler causées par les fluctuations de l'intensité de la pompe, et donc donnant directement une vision sur la stabilité du système. Le mode opératoire de l'étude menée par Mohamed Touil a donc été le suivant : combiner les coefficients d'IM (issus des spectres DFT) et une régression linéaire faite en calculant le coefficient  $A$ , guidé par l'IM qui sert à déterminer un niveau de confiance. En d'autres termes, nous obtenons une carte représentant le coefficient  $A$  seulement pour les couples de longueurs d'ondes pour lesquels la quantité d'information mutuelle est significative. Nous avons ainsi appliqué cette procédure pour étudier l'oscillateur paramétrique dans trois cas de figures : (i) à l'état stationnaire avec de faibles fluctuations d'intensité, (ii) à l'état stationnaire avec de fortes fluctuations d'intensité, et (iii) lors du démarrage du FOPO.

Dans le premier cas, nous obtenons typiquement des cartes de corrélation telle que celle représentée sur la Fig. 2.6, correspondant à  $\sim 2000$  spectres tir-à-tir enregistrés sur un peu plus de  $300 \mu\text{s}$ . Sur ce type de diagramme, assez difficile à interpréter en un coup d'œil, nous pouvons identifier des motifs caractéristiques, tels que des ensembles de lignes verticales dans les régions correspondant aux deux pics du spectre de pompe en forme de "M" (autour de 1562 et 1566 nm). Ces motifs s'étendent sur toute la plage de longueurs d'ondes de l'idler, signifiant que chaque composante spectrale de la pompe contribue à plusieurs (ou toutes) les composantes spectrales de l'idler, avec une proportion imposée par les conditions d'accord de phase. Ces lignes changent alternativement de signes (rouge/bleu), ce qui indique que les fluctuations de l'intensité de pompe au niveau des deux pics du "M" ont différents effets sur l'efficacité de conversion de chaque composante de l'idler. Ce changement de signe est aussi observé sur l'axe horizontal, ce qui signifie que les fluctuations sur les différentes longueurs d'ondes de pompe affectent différemment chaque composante spectrale de l'idler. En d'autres mots, une augmentation de la pompe réduit le désaccord de phase pour certaines longueurs d'ondes mais l'augmente pour d'autres. Cet exemple nous permet de



**FIGURE 2.6** – (a) Cartes de corrélation pompe/idler combinant information mutuelle et méthode des moindres carrés, construite à partir de 2000 spectres tir-à-tir capturés par TFD, (b,c) Coupes selon les lignes pointillées dans (a). Issue de [45].

comprendre comment les cartes de corrélation basées sur l'IM permettent de quantifier l'impact de fluctuations de l'intensité de pompe sur différentes zones spectrales de l'idler ou du signal.



**FIGURE 2.7** – (a,b) Comparaison entre les cartes de corrélations obtenues par calculs de l'*information mutuelle* (MI-LSQ) et du *coefficient de Pearson*. (c) Spectres tir-à-tir de la pompe déplétée et de l'idler dans le cas de fluctuations de pompe relativement importantes, démontrant une oscillation entre deux états. (d) Évolution des corrélations en accordant le FOPO en longueur d'onde. *Issu de [45]*.

Nous avons ainsi analysé les différents motifs liant les fluctuations de pompe aux intensités générées dans les ondes signal et idler, tout en donnant une interprétation physique de ceux-ci [45]. Cette première expérience ayant démontré la capacité de notre procédure à suivre les transferts d'énergie dans le FOPO, nous nous sommes ainsi ensuite intéressés à augmenter ces fluctuations d'intensité, par exemple en ajoutant des vibrations mécaniques sur la table optique. Ces nouvelles instabilités de la pompe (augmentation de l'écart-type d'environ 5%) conduisent à une dynamique du système complètement différente : les fluctuations dans l'idler et le signal sont évidemment considérablement augmentées mais surtout le système oscille en permanence entre deux états comme représenté sur la Fig. 2.7(c). L'efficacité de conversion oscille ainsi entre un premier état avec une forte déplétion de la pompe accompagnée d'une augmentation des intensités signal et idler, et un deuxième état avec une pompe très peu déplétée. Les cartes de corrélations par IM associées (Fig. 2.7(a)) présentent des motifs similaires au cas précédent mais sont ici beaucoup plus contrastées que les cartes par Pearson (Fig. 2.7(b)), et semblent donc bien plus adaptées à l'étude de telles fluctuations. La différence marquante entre nos deux expériences, mise en évidence ici, réside dans l'amplitude des fluctuations : la valeur du coefficient  $A$  passe d'une valeur maximale de 0.3 à 20 (Fig. 2.6(a) vs. Fig. 2.7(a)), ce qui indique dans ce dernier cas que les fluctuations de l'idler sont 20 fois plus importantes que celles de la pompe. Nous avons ainsi montré que le FOPO pouvait tolérer des fluctuations de pompe (i.e. avoir des fluctuations de pompe/signal plus petites que celles de pompe) jusqu'à un certain niveau correspondant à l'apparition d'une dynamique avec deux états (Fig. 2.7(c)).

Au final, les conclusions de ce travail plutôt fondamental mené pendant la thèse de M. Touil sont multiples :

- L'utilisation de l'information mutuelle (combinée avec des moindres carrés) est efficace pour extraire les comportements dynamiques d'un système à partir de mesures DFT, et se révèle supérieure à l'utilisation des corrélations standards au sens de Pearson.
- L'augmentation des fluctuations de pompe au-delà d'un certain seuil conduit à un comportement

très instable où ces fluctuations peuvent être amplifiées d'un facteur élevé (20 ici).

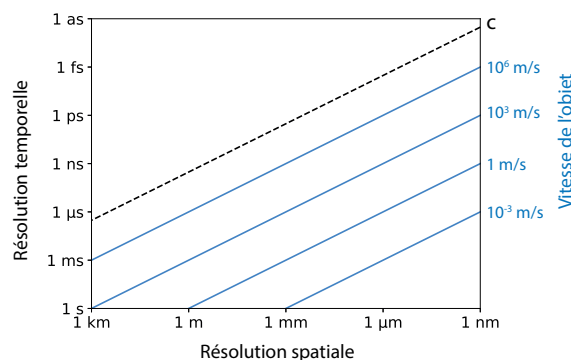
- Des mesures, non détaillées ici, ont permis de montrer que l'état stationnaire du FOPO était atteint dans les premiers aller-retour dans la cavité, contrairement à ce que d'autres études avaient précédemment laissé entendre.
- En faisant varier les conditions d'accord de phase du FOPO (i.e. en ajustant la ligne à délai intracavité), les corrélations spectrales peuvent en quelque sorte être mise en forme, comme représenté sur la Fig. 2.7(d).

Cette étude exploratoire tend donc à montrer que l'utilisation de l'outil qu'est l'information mutuelle pourrait être généralisée à l'étude de nombreux systèmes ultrarapides car elle donne accès, d'une manière relativement simple, à une description fine de leurs dynamiques spectro-temporelles. Cette méthode est évidemment basée sur la capacité de la TFD à fournir une grande quantité de données, caractéristique remarquable qui sera aussi exploitée à des fins complètement différentes dans la partie suivante.

## 2.2.2 Imagerie ultra-rapide

L'imagerie ultra-rapide est une thématique très riche, en perpétuel renouvellement, car trouvant des applications dans quasiment tous les domaines scientifiques. La première partie de mon projet de recherche lors de mon recrutement au CORIA visait précisément à adapter des techniques d'imagerie ultra-rapide avancées à un environnement assez éloigné d'une salle d'optique classique afin de s'intéresser à des processus mis en jeu par exemple dans le domaine des plasmas ou des écoulements réactifs. Cette problématique, liant optique fondamentale et visées applicatives, s'est révélée être l'un des véritables fils conducteurs de ma recherche depuis 2014, avec le portage de nombreux projets liés à ce sujet dont notamment trois thèses que j'ai eu le plaisir d'encadrer (P.-H. Hanzard, M. Touil, A. Rodrigues De Paula). Dans cette section, sans doute la plus détaillée du manuscrit, nous ne ferons pas une bibliographie exhaustive de l'état-de-l'art sur le sujet, tant celui-ci est vaste, mais tenterons toutefois de situer nos travaux dans le contexte général très dynamique de ces dernières années.

Il n'existe pas de définition stricte du périmètre de l'imagerie ultra-rapide, et il y a d'ailleurs plusieurs communautés connexes liées à cette thématique, mais nous considérerons ici comme ultra-rapides toutes les technologies permettant d'aller au-delà des capacités des capteurs commerciaux (caméras rapides basées sur des capteurs CMOS). Ces derniers peuvent aujourd'hui atteindre, dans des conditions optimales (souvent à faible résolution spatiale et en utilisant un déclenchement externe), des cadences d'acquisition de l'ordre de quelques millions d'images par seconde (Mfps), c'est-à-dire un intervalle de quelques centaines de nanosecondes entre chaque image. Avant d'entrer dans les détails des grandes familles de techniques ultra-rapides, il est important de comprendre l'intérêt d'atteindre ces régimes temporels ultra-courts.



**FIGURE 2.8** – Résolutions temporelles nécessaires pour résoudre le déplacement d'objets à différentes vitesses en fonction de leur taille.

L'imagerie à haute vitesse est en effet un outil incontournable dans une myriade de domaines, allant des sciences biomédicales à la physique fondamentale, dès lors que l'on souhaite capturer des scènes en mouvement et éviter tout effet de flou cinétique. C'est d'autant plus vrai dans le domaine de la microscopie, sachant que plus un objet à "capturer" est petit, plus la résolution temporelle nécessaire pour le figer doit être grande, comme représenté dans la figure ci-contre. On y visualise aisément que pour résoudre un objet se déplaçant à une vitesse relativement faible de 1 m/s avec une résolution spatiale de 1  $\mu\text{m}$ , il faut une résolution temporelle de 1  $\mu\text{s}$ , ce qui correspond à une cadence d'acquisition de 1 Mfps (*frame-per-second*),

soit la limite des capteurs électroniques. Ces ordres de grandeurs étant monnaie courante dans de nombreuses expériences en physique des plasmas, microfluidique, biotechnologies, neuroscience, traitement par onde de choc ou encore physique des semi-conducteurs, pour n'en citer que certains, il est donc apparu comme une nécessité de développer des techniques optiques ultra-rapides permettant de dépasser les limitations de l'électronique. Ce besoin a motivé des avancées incroyables en imagerie rapide, avec de nombreuses technologies atteignant aujourd'hui des résolutions sub-picoseconde. Dans de nombreux cas, les phénomènes transitoires ultra-rapides sont étudiés à l'aide de techniques pompe-sonde, qui peuvent

atteindre des résolutions sub-100 fs [48], mais qui sont néanmoins basées sur des mesures consécutives en faisant varier le décalage temporel entre deux impulsions et donc intrinsèquement limitées à l'étude de processus parfaitement reproductibles dans des conditions expérimentales stationnaires.

De nombreux phénomènes physiques, chimiques ou biologiques sont cependant non-répétables ou irréversibles, et donc inaccessibles aux techniques pompe-sonde : diffusion de la lumière dans les tissus vivants, réactions chimiques, micro-usinage laser, ou encore dynamiques laser chaotiques et événements extrêmes, comme vu précédemment. Pour y avoir accès, de nombreux groupes de recherche se sont consacrés à la conception de techniques optiques permettant de repousser les limites temporelles et de fournir un suivi en temps réel de tels phénomènes. Selon l'échelle temporelle recherchée et le type de processus étudié, différentes méthodes ont ainsi été développées : certaines fournissent des cadences d'acquisition "modestes" ( $>10$  Mfsp) mais permettent l'enregistrement d'un grand nombre d'images consécutives alors que d'autres se focalisent sur des cadences extrêmes ( $>T_{\text{fsp}}$ !) mais sur un nombre limité d'images. Les deux sections suivantes sont ainsi dédiées à chacune de ces familles : la première concerne le développement d'une technique dite par étirage temporel ou *time-stretch*, basée sur le principe de la TFD détaillé plus haut, et la deuxième concerne la démonstration d'une méthode mono-coup ou *single-shot*, famille de techniques offrant les meilleures résolutions temporelles possibles et dont nous brosserons un rapide état-de-l'art. Dans ces deux cas, nous utiliserons les techniques développées pour suivre des phénomènes d'intérêt au laboratoire CORIA : écoulements diphasiques, ondes de choc supersoniques ou encore dynamique des plasmas induits par laser.

### 2.2.2.1 Imagerie *time-stretch*

- 
- ✓ **Encadrement** : P.H. Hanzard (thèse)
  - ✓ **Projet** : CPER BioEngine
  - ✓ **Publications** : *Applied Physics Letters* (2018)
- 

Motivés par l'observation et l'étude par des collègues du laboratoire d'ondes de choc générées par laser, notamment dans les expériences de LIBS (*laser-induced breakdown spectroscopy*), nous sommes proposés dans le cadre de la thèse de Pierre-Henry Hanzard de mettre en place une technique d'imagerie rapide permettant la capture et le suivi d'ondes de choc uniques (par opposition aux mesures pompe-sonde habituellement utilisées par la communauté, comme par exemple sur la Fig. 2.10(b)). La problématique était ici d'avoir en même temps une résolution temporelle assez fine de l'ordre de la dizaine de ns et la capacité d'enregistrer un grand nombre d'images, sur une plage temporelle relativement longue de l'ordre de quelques dizaines de  $\mu\text{s}$ . Pour y répondre, la méthode d'imagerie par étirage temporel (*time-stretch*), aussi connue sous le nom de STEAM (*serial-time encoded amplified microscopy* [49, 50]), basée sur la transformée de Fourier dispersive (TFD) vue précédemment, semblait particulièrement adaptée.

Le principe de l'imagerie *time-stretch*, que l'on retrouve sur la Fig. 2.10 est le suivant : il s'agit tout d'abord d'encoder une image dans le spectre large d'une impulsion courte émise par un laser ultra-rapide, spectre que l'on peut ensuite capturer tir-à-tir par la technique de TFD. Il s'agit ainsi d'une conversion espace à fréquence suivie d'une conversion fréquence à temps. En pratique, il s'agit de disperser spatialement une impulsion courte et de l'envoyer sur un objet afin qu'à chacune de ses coordonnées  $(x,y)$  corresponde

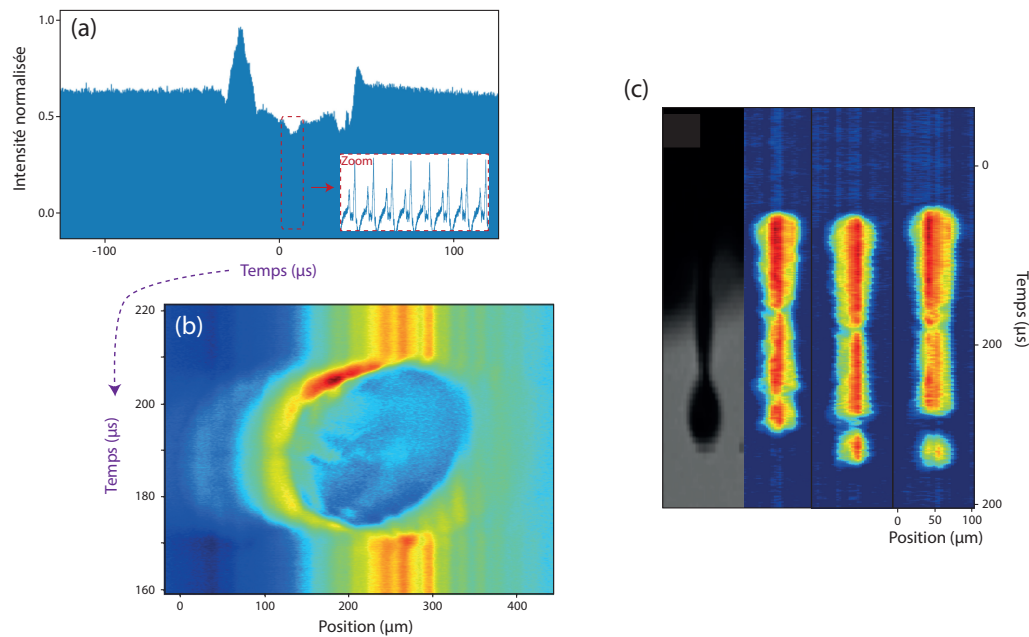
une longueur donnée, qui sera plus ou moins transmise en fonction de la morphologie de l'objet à cette coordonnée. Une fois la forme de l'objet inscrite dans le spectre de l'impulsion, celui-ci est mesuré en temps réel après étirage temporel (TFD) dans un composant avec une dispersion chromatique suffisante.

Des fibres optiques sont généralement privilégiées pour réaliser l'étirage dispersif, non seulement du fait de leurs faibles pertes et de leur  $\beta_2$  pouvant être élevé, mais aussi de par leur capacité à servir de milieu à gain à travers l'utilisation d'effets non-linéaires, comme nous le verrons par la suite. On parle dans ce cas de transformée de Fourier dispersive amplifiée et cette technique a permis d'atteindre les sensibilités nécessaires pour réaliser de l'imagerie à haute cadence dans la cadre d'applications variées telles que la cytométrie en flux avec la détection et le tri de cellules [51, 52], la vibrométrie laser [53], la mesure de déplacement [54], ou encore la microscopie confocale [55]. Nous avons alors utilisé l'imagerie *time-stretch* amplifiée pour suivre différents phénomènes à hautes vitesses étudiés par les collègues du CORIA, avec dans un premier temps l'étude d'écoulements diphasiques (jets liquides) afin de valider la technique puis l'étude d'ondes de choc supersoniques générées lors de la génération de plasmas.

Afin d'éprouver notre technique d'imagerie *time-stretch*, nous avons ainsi commencé par capturer des déplacements à faibles vitesses, à savoir des gouttes d'eau ( $\sim 2.5\text{m/s}$ ) dans un jet liquide à la sortie d'un injecteur (microdrop). L'expérience présentée sur la 2.10(a) a ainsi été mise en place autour d'une source commerciale émettant des impulsions de 90 fs à 80 MHz à la longueur d'onde de 1560 nm, étant donnée la disponibilité des composants télécom dans cette bande spectrale. Après passage par un circulateur optique qui limite la largeur spectrale à une vingtaine de nm, ces impulsions sont envoyées en espace libre sur un réseau en transmission afin de créer la nappe spectrale, permettant d'encoder la position de l'objet à capturer au cœur d'un système  $2f$  (*space-to-frequency mapping*). Les impulsions sont ensuite rétro-réfléchies par un miroir plan puis ré-injectées dans le circulateur qui dirige les impulsions vers la partie TFD (*frequency-to-time mapping*). Ici, les composants sont similaires à ceux utilisés dans la partie précédente sur la dynamique d'un FOPO : une fibre à compensation de dispersion pour réaliser la TFD ainsi qu'une photodiode et un oscilloscope rapide avec une grande profondeur mémoire (80 GSa/s). La seule différence est ici le besoin d'une bonne sensibilité de détection et donc d'amplifier le signal.

Afin de pouvoir garantir l'observation tout en compensant les pertes en puissance crête par l'étirage dispersif, nous avons mis en place 3 étapes d'amplifications : deux amplifications directes avec des EDFA, avant et après la TFD, ainsi qu'une amplification distribuée par effet Raman dans la fibre dispersive. Cette dernière est réalisée en contre-propageant dans la fibre dispersive elle-même deux faisceaux de pompe légèrement décalés en longueur d'onde (1446 et 1462 nm) par rapport au signal, afin d'obtenir une amplification homogène sur tout le spectre de la nappe (13 nm). La résolution spatiale de notre système, ici estimée à 8  $\mu\text{m}$ , est dictée par les résolutions spectrales inhérentes à la diffraction sur le réseau et au processus de TFD, ainsi que par la résolution temporelle du système de détection, comme énoncé précédemment à travers l'Eq. 2.2.

L'acquisition en continu de traces temporelles après TFD (Fig. 2.9(a)), représentant donc des spectres et l'état de la nappe spectrale à un instant donné, nous a ainsi permis de capturer le passage des gouttes dans cette nappe. Pour cela, la trace temporelle complète (Fig. 2.9(a)) est découpée à une fréquence correspondant à la cadence du laser, permettant alors d'isoler chaque impulsion (i.e. chaque état de la nappe), chacune d'entre elles étant ensuite représentée sous forme d'une ligne de pixels avec un code couleur en intensité. Les lignes de pixels sont ensuite empilées pour reconstruire le passage de la goutte dans la

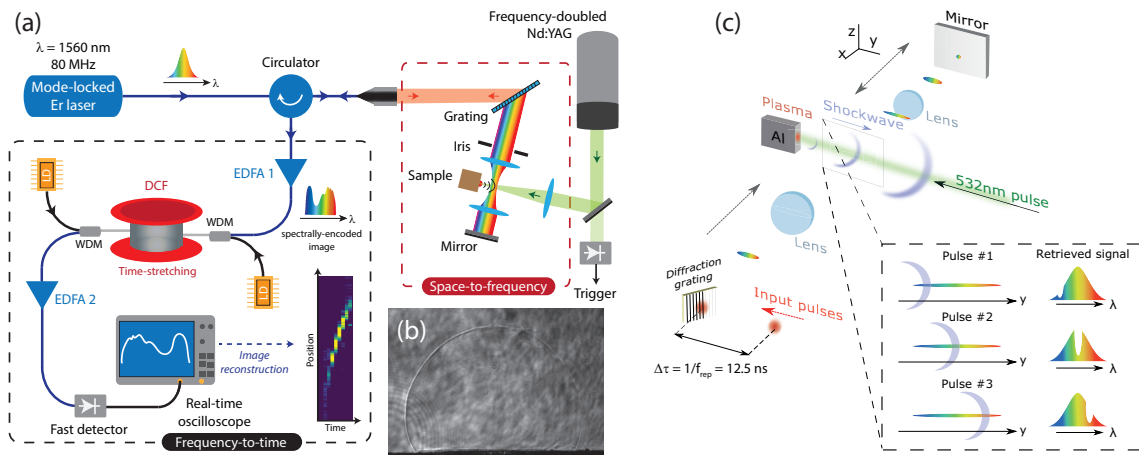


**FIGURE 2.9** – (a) Trace temporelle obtenue après étirage dispersif et correspondant au passage d'une goutte dans la nappe spectrale. Zoom : quelques impulsions traversées par la goutte, au centre, (b) Conversion de la trace temporelle en image 2D, (c) Observation de du phénomène de rupture de ligament liquide : (à gauche) par ombroscopie, (à droite) image reconstruites par étirage temporel.

nappe (Fig. 2.9(b)). Nous avons ensuite poursuivi cette première démonstration de faisabilité, permettant ici d'illustrer en pratique le fonctionnement de la technique, en l'appliquant à la capture de jets calibrés ou de sprays denses. Nous avons par exemple pu, en champ proche d'injecteur (à l'extrémité de l'orifice d'injection), observer des phénomènes de formation et de rupture de ligaments liquides, comme représenté sur la Fig. 2.9(c).

Une fois le principe de l'imagerie time-stretch validé sur des cas relativement lents, nous avons souhaité exploiter pleinement sa capacité à combiner une bonne résolution temporelle avec l'acquisition d'une grande quantité de donnée en essayant de capturer des ondes de choc supersoniques émises lors de la création d'un plasma induit par laser. L'idée était ainsi de capturer et suivre des ondes de choc (OC) uniques, et de par la capacité de cette méthode à enregistrer de nombreuses "images", de réaliser une étude statistique sur la vitesse des OC générées. A l'inverse du cas précédent où l'objet traversait la nappe perpendiculairement à l'étalement spectral, il s'agit maintenant d'enregistrer l'évolution dans l'espace de l'OC en l'encodant transversalement dans le spectre dispersé selon une dimension (nappe spectrale) d'une impulsion courte, comme représenté sur la Fig. 2.10(c). Le spectre de chaque impulsion consécutive est ainsi modifié en fonction de la position de l'OC dans la nappe spectrale, ce qui permet un suivi au taux de répétition du laser (typiquement  $>10$  MHz). Il s'agit ici d'un suivi 1D en temps réel, et donc complémentaire à des mesures 2D par des méthodes plus classiques ou bien des techniques *single-shot* (voir section suivante). Les OC sont quant à elles générées en créant un plasma sur des échantillons métalliques (Al et Zn) en y focalisant des impulsions d'une durée de 5 ns à  $\lambda = 532$  nm issues d'un laser mJ.

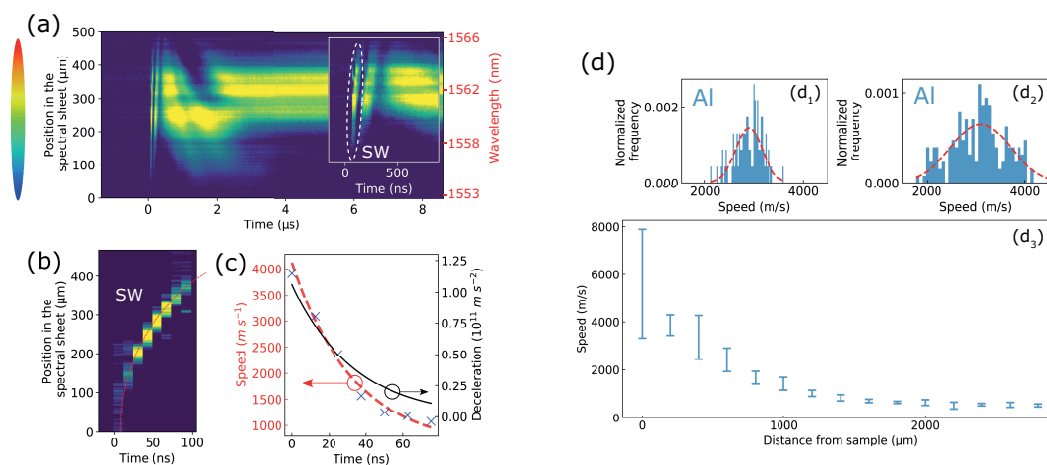
De manière similaire au cas précédent avec des gouttes, les traces temporelles 1D correspondant aux spectres des impulsions consécutives sont ensuite empilées (ici horizontalement) afin de former une re-



**FIGURE 2.10** – (a) Imagerie *time-stretch*, basée sur la technique de TFD amplifiée, (b) Image d'une onde de choc enregistrée en ombroscopie classique, (c) Suivi des ondes de choc par encodage spectral. *Issu de [56].*

présentation spatio-temporelle, comme représenté sur la Fig. 2.11(a), après quelques étapes de traitement du signal (normalisation/inversion/seuillage). Sur cette figure typique, capturant différents phénomènes suivants l'ablation laser sur une cible d'aluminium, on observe tout d'abord deux événements rapides (indiqués par une pente forte) sur les premières 350 ns après l'impulsion d'ablation, suivis par des phénomènes plus lents à l'échelle  $\mu$ s. Cette dynamique peut être comprise en s'intéressant à la physique de l'interaction laser-matière, sur laquelle nous reviendrons plus en détail dans la section suivante : la création brutale d'un plasma par l'impulsion laser engendre un fort gradient de pression résultant en une onde choc, qui précède une onde dite de "contact", qui correspond à l'interface entre la couche externe du plasma et l'air choqué. Les deux signaux rapides correspondent donc à une onde de choc unique suivi par une onde de contact, alors que le reste du signal à l'échelle  $\mu$ s représente l'évolution dynamique du plasma. En regardant de plus près la trace de l'OC (Fig. 2.11(b)), on observe que le motif s'éloigne en fait d'une ligne droite, dénotant un changement dans la vitesse instantanée de l'OC, qui peut aisément être calculé, tout comme sa décélération (Fig. 2.11(c)). Cette dernière, mesurée de  $\sim 4$  km/s à  $\sim 1$  km/s pour la première fois sur une onde de choc unique, sont en accord avec les valeurs moyennées obtenues par des méthodes standards [57]. L'intérêt est donc ici que nous avons accès aux variations de ces grandeurs d'une OC à la suivante, et qu'il nous est alors possible de réaliser très simplement des statistiques de vitesses dans différentes configurations expérimentales.

Nous avons ainsi réalisé plusieurs expériences en faisant varier les conditions expérimentales et les matériaux. Nous retrouvons bien, par exemple, la décélération des OC lorsque l'on éloigne la nappe spectrale de la surface d'ablation, comme illustré sur la Fig. 2.11(d<sub>3</sub>), où l'on observe aussi les très fortes fluctuations tir-à-tir des vitesses des OC représentées par les barres d'erreurs. Nous avons ensuite enregistré les statistiques de vitesses dans deux cas de figures : (i) en changeant de position d'ablation entre chaque tir, et (ii) en générant le plasma toujours au même endroit. Le cas de l'aluminium, représenté sur les Figs. 2.11(d<sub>1,2</sub>), montre par exemple que la largeur de la distribution s'élargit de  $\sim 650$  m/s à  $\sim 1440$  m/s lorsque l'on ablate toujours au niveau du même cratère. De plus, toujours afin d'exploiter pleinement la capacité de la technique à enregistrer sur de longues plages temporelles, nous avons réussi à capturer la réflexion d'une OC unique (toujours émise suite à la formation d'un plasma) sur une surface métallique plane et à enregistrer son ralentissement après cette réflexion (voir Ref. [56] pour plus de détails), ce qui ouvre la



**FIGURE 2.11** – (a) Suivi en temps réel après ablation laser sur une cible d'aluminium, sur toute l'échelle de temps disponible (NB : les impulsions consécutives sont empilées horizontalement), (b) Zoom sur l'onde de choc, (c) Vitesses et accélérations correspondantes. (d) Enregistrement de statistiques de vitesses. (d<sub>1</sub>) Distributions de vitesses sur 100 tirs en ablatant une zone intacte à chaque tir et (d<sub>2</sub>) la même zone à chaque tir. (d<sub>3</sub>) Évolution de la vitesse des OC en fonction de la distance à l'échantillon. *Issu de [56]*.

voie à de potentielles études complètes de la propagation d'OC (interactions avec des obstacles ou des interfaces, couches limites, etc...), qui vont toutefois au-delà de la compétence de notre équipe.

En résumé, l'imagerie par étirage temporel se révèle très pertinente pour enregistrer de grandes quantités de données (plusieurs centaines de  $\mu\text{s}$ ) avec une résolution temporelle fine (typiquement une dizaine de ns), et est donc adaptée au suivi de phénomènes uniques, non-reproductibles ou présentant de fortes variations tir-à-tir, comme l'expérience avec les ondes de choc que nous venons de détailler. Toutefois, nos expériences mettent aussi en exergue la principale contrainte de cette configuration, à savoir la limitation de l'enregistrement à une dimension, celle la nappe spectrale. Cette contrainte ne pose pas de problème pour les applications de type cytométrie en flux [51] par exemple, où la reconstruction est simple, mais devient réellement limitante lorsque l'on cherche à suivre des morphologies 2D. Des pistes ont été proposées par la communauté afin d'étendre la nappe laser sur deux dimensions, notamment à l'aide d'un étalon Fabry-Pérot incliné appelé VIPA (*Virtually-Imaged Phase Array* [58]) permettant cette séparation spatiale et spectrale et ainsi le suivi 2D d'objet réfléchissants [49]. Ce principe est séduisant sur le papier et nous avons ainsi tenté de mettre au point une expérience intégrant un VIPA (en amont du réseau de diffraction de la Fig. 2.10(a)) au laboratoire, mais nous nous sommes heurtés à deux points de blocages. Premièrement, la dispersion selon le second axe est réalisée au dépend de très fortes pertes dans le VIPA, même dans le cas d'un dispositif optimisé. Deuxièmement, l'information encodée étant plus importante que dans le cas 1D, mais à largeur spectrale constante, une dispersion supérieure est nécessaire pour obtenir une résolution spectrale suffisante mais l'utilisation d'une fibre plus dispersion va aussi faire baisser la puissance crête. Au final, la conclusion de cette étude avec le VIPA est que cette technique n'est pas adaptée au 2D, les pertes étant trop importantes pour différencier la signature d'un objet peu réfléchissant du bruit. Pour des captures 2D, la communauté semble en effet s'être tournée vers les techniques mono-coup (*single-shot*), repoussant toutes les limites en terme de résolution temporelle, et c'est dans ce contexte que nous nous sommes aussi attelés à contribuer à cette thématique en pleine ébullition depuis 2015.

### 2.2.2.2 Imagerie *single-shot*

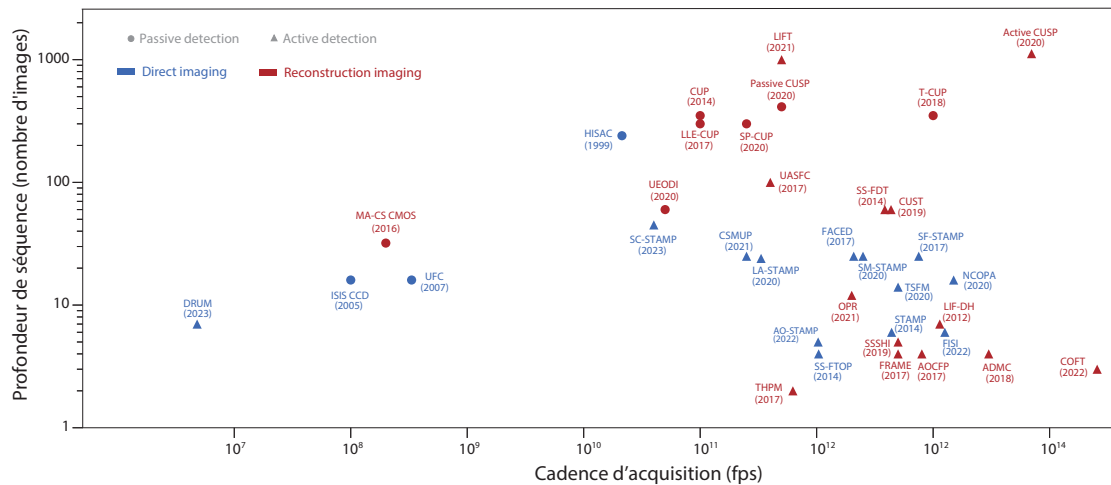
✓ **Encadrement** : R. Bechecker (post-doc), M. Touil (thèse), A. Rodrigues De Paula (thèse en cours)

✓ **Projets** : ANR JC RIFT, RIN TOFU & IFROST, Labex QuantiPHY

✓ **Publication** : *Light : Science & Applications* (2022)

La famille des techniques d'imagerie ultra-rapide dites *single-shot* se démarque par sa capacité remarquable à capturer en deux dimensions des événements non répétables (*i.e.* en temps réel) à des cadences dépassant la centaine de millions d'images par seconde (>100 Mfps). Depuis une dizaine d'années, ce domaine a réellement explosé, avec le développement d'une myriade de méthodes variées aux résultats spectaculaires et une course effrénée aux performances. Ainsi, nous avons croisé ces dernières années l'expression "*the world's fastest camera*" à de multiples reprises dans les grands journaux scientifiques et l'état-de-l'art est aujourd'hui très dense. Il existe évidemment plusieurs manières de classer ces techniques, sur lesquelles nous reviendrons, mais pour commencer nous allons introduire ce sujet en adoptant la classification la plus utilisée par la communauté, c'est-à-dire en fonction du type de détection, à savoir "passive" ou "active". D'un côté, une détection dite passive correspond à l'utilisation d'un système d'acquisition spécifiquement développé pour la capture à haute cadence, et ne dépendant donc pas de la source d'éclairage. De l'autre, une détection dite active consiste à exploiter un train d'impulsions courtes spécifiquement mis en forme dans différents domaines. A cette première classification s'y ajoute une deuxième, selon que l'imagerie soit directe ou bien nécessite une reconstruction (connexe au domaine de l'imagerie computationnelle). Ainsi, il peut être difficile de s'y retrouver parmi ces nombreux développements et le lecteur souhaitant une vision globale assez exhaustive sur le sujet pourra se tourner vers les papiers de revues compilant les performances atteintes et les méthodes utilisées [59, 60, 61]. Dans la suite de cette section, sans parcourir toute cette bibliographie fournie, nous allons tout de même dans un premier temps détailler le fonctionnement des principales techniques passives et actives afin de mettre en exergue les limitations inhérentes à chaque famille, puis aborder le sujet au regard du contexte du laboratoire CORIA tel que mentionné plus haut en nous focalisant sur l'utilisation et l'amélioration de la méthode STAMP (*Sequentially Timed All-optical Mapping Photography*) dont nous justifierons le choix.

Dans les techniques *single-shot*, le premier indicateur mis en avant reste toujours la cadence d'acquisition, s'agissant en effet du critère motivant cette thématique de l'imagerie en temps réel, mais afin d'être pertinent celui-ci doit toujours être accompagné par le nombre d'images enregistrées par tir, aussi appelé profondeur de séquence (*sequence depth*). On peut ainsi représenter les performances atteintes selon ces deux critères comme sur la Fig. 2.12, où sont répertoriées les principales techniques développées dans la dernière décennie. On y remarque que les meilleures performances (cadences >Tfps et profondeur > 100 images) sont obtenues par des techniques passives avec reconstruction *a posteriori* de type CUP (*Compressed Ultrafast Photography*), véritables fers de lance des méthodes *single-shot* permettant aujourd'hui d'atteindre des cadences records dépassant 100 Téra-images par secondes. Toutefois, une simple comparaison selon ces deux critères n'est pas suffisante pour attester de la pertinence d'une technique, et d'autres capacités doivent être prises en compte : résolution temporelle réelle, possibilité d'imager des objets émettant de la lumière, ou encore temps de reconstruction. Ces paramètres et leurs ordres de grandeur sont compilés, pour une sélection représentative de techniques, dans les récents papiers de revue sur



**FIGURE 2.12** – Cartographie cadence/profondeur d'acquisition (non exhaustive) des techniques d'imagerie *single-shot* développées ces dernières années, et classification selon que la capture soit active ou passive, et si la technique nécessite une reconstruction *a posteriori* ou non. Pour savoir ce qui se cache derrière ces acronymes obscurs : DRUM [62], ISIS [63], MA-CS [64], UFC [65], HISAC [66], SC-STAMP [67], UEODI [68], CUP [69], LLE-CUP [70], SP-CUP [71], LIFT [72], Passive CUSP [73], UASFC [74], CSMUP [75], LA-STAMP [76], AO-STAMP [77], SS-FTOP [78], THPM [79], OPR [80], FACED [81], SM-STAMP [82], SS-FDT [83], TSFM [84], STAMP [85], SSSH I [86], FRAME [87], AOCFP [88], FISI [89], ADCM [90], LIF-DH [91], NCOPA [92], SF-STAMP [93], CUST [94], T-CUP [95], Active CUSP [73], COFT [96].

le sujet (voir les tableaux dans les Réfs. [59, 60, 61, 97]), où l'on peut constater qu'il n'existe finalement pas de technique "miracle" et que chaque famille possède ses avantages et inconvénients. Un paramètre n'apparaissant toutefois pas dans les représentations précédentes, mais qui est néanmoins crucial pour une utilisation par la communauté en monde "réel" est la complexité de ces techniques. Dans la suite de cette section, nous essaierons ainsi de montrer en quoi ce critère de la simplicité d'utilisation est particulièrement pertinent pour des applications hors laboratoire et présenterons justement des pistes vers une réelle simplification des méthodes *single-shot*.

Dans un premier temps, il est toutefois nécessaire de dire quelques mots sur les méthodes passives de la famille CUP [69, 98] qui détiennent aujourd'hui les records en termes de profondeur de séquence et de cadence [95, 94]. Ces méthodes permettent, en combinant l'imagerie par caméra streak et le principe d'acquisition comprimée (*compressed sensing*), une technique complexe de traitement du signal permettant la reconstruction d'images, de transformer une caméra streak (i.e. un capteur 1D) en une caméra 2D ultra-rapide à travers trois étapes successives. La première consiste à encoder la scène transitoire à capturer avec un masque pseudo-aléatoire (généralisé à l'aide d'une matrice de micro-miroirs). L'image est ensuite dispersée temporellement selon un axe spatial en utilisant une caméra streak dont la fente d'entrée est complètement ouverte. L'image subit ainsi un décalage temporel qui est encodé spatialement et intégré sur le capteur. Enfin, connaissant la nature du masque utilisé en amont, l'image est finalement reconstruite de manière itérative en utilisant des algorithmes d'acquisition comprimée. Depuis une dizaine d'années, de nombreuses variantes de cette technique ont été développées afin d'accéder à des cadences approchant 100 Tfps [73, 99] tout en augmentant le nombre d'images par séquence, mais aussi à des objets transparents [100] ou bien à la polarisation de la lumière détectée [71], pour n'en citer que certaines. Ces méthodes étant passives, elles présentent l'avantage de pouvoir enregistrer la fluorescence émise par une scène et ne sont pas tributaires de la source d'éclairage. Toutefois, l'obtention des images est loin d'être directe, et un post-processing des données capturées est nécessaire, avec des temps de calculs de

plusieurs heures rédhibitoires pour toute application en temps réel.

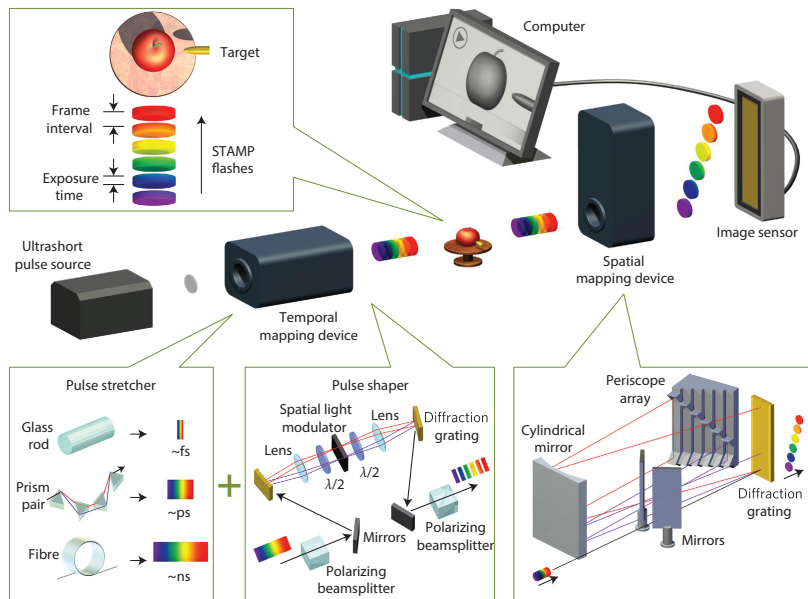
Cet exemple du CUP illustre parfaitement l'une des principales limitations inhérente aux techniques *single-shot* : la complexité de leur mise en œuvre, que ce soit du point de vue du dispositif expérimental, que de la reconstruction numériques des images. Afin d'avoir une vue d'ensemble des techniques *single-shot* mais aussi des challenges liés à leur manque de simplicité et de flexibilité, il est intéressant de faire un tour d'horizon de quelques méthodes dites actives, qui présentent généralement des montages plus simples et peu de post-processing. Ces dernières reposent, à l'inverse des méthodes passives, sur la mise en forme d'une impulsion ou d'un train d'impulsions ultra-courtes éclairant la scène d'intérêt, la détection se faisant avec des cameras standards. Cette mise en forme peut se faire dans l'un des quatre domaines suivants : spatial, angulaire, spatio-fréquentiel ou spectro-temporel. Afin d'avoir une vision globale, le lecteur pourra se tourner vers les papiers de revue mentionnés plus haut, et notamment vers la Ref. [60], desquelles nous pouvons extraire quelques exemples, par domaine de mise en forme :

- Dans le domaine spatial, il s'agit d'utiliser un montage optique pour créer, à partir d'une impulsion ultracourte, un groupe de sous-impulsions séparées temporellement et spatialement permettant l'enregistrement de clichés consécutifs dont la résolution temporelle est directement liée à la durée de l'impulsion initiale. Pour générer ces répliques, il est par exemple possible d'utiliser un échelon transparent [78] ou un front d'onde incliné dans une configuration de type holographie [91].
- Il est aussi possible de séparer ces sous-impulsions angulairement et temporellement, avec des optiques appropriées, puis d'utiliser des techniques d'interférométrie et tomographie combinées pour reconstruire la scène ultracourte [101].
- Dans le domaine spatio-fréquentiel, l'idée est d'encoder les différentes sous-impulsions ayant chacune un retard différent (lignes à délai) avec différentes fréquences spatiales (avec de simples réseaux de Ronchi) pour finalement séparer l'information temporelle par une reconstruction dans le domaine fréquentiel.
- La dernière possibilité consiste, à partir d'une impulsion courte chirpée, à attribuer une longueur d'onde différente à chaque sous-impulsion puis de réussir à séparer spatialement ces différentes composantes spectrales, correspondant chacune à un cliché à un instant différent. C'est le principe de la méthode STAMP [85] que nous avons choisi d'utiliser au laboratoire, et que nous détaillons donc dans le paragraphe suivant, avant de proposer des solutions pour son amélioration et son utilisation en temps réel.

Parmi les méthodes listées ci-dessus, non seulement le degré de complexité varie fortement selon la nécessité de reconstruire l'image avec des techniques avancées ou non, mais aussi le degré de flexibilité, la plupart des techniques ayant une cadence ou une profondeur de séquence figée par les éléments optiques utilisés pour la préparation du train d'impulsions sondes. Nous tenterons de répondre à ces deux problématiques dans cette section.

### **La technique STAMP**

Le principe de base de la technique STAMP, introduit en 2014 [85] et illustré sur la Fig. 2.13, est relativement simple et consiste en trois étapes successives. L'idée générale est d'éclairer l'objet à étudier avec une impulsion étirée temporellement (*i.e.* à dérive de fréquence) et mise en forme spectralement, de façon à obtenir un train de sous-impulsions possédant des longueurs d'ondes différentes et donc des temps

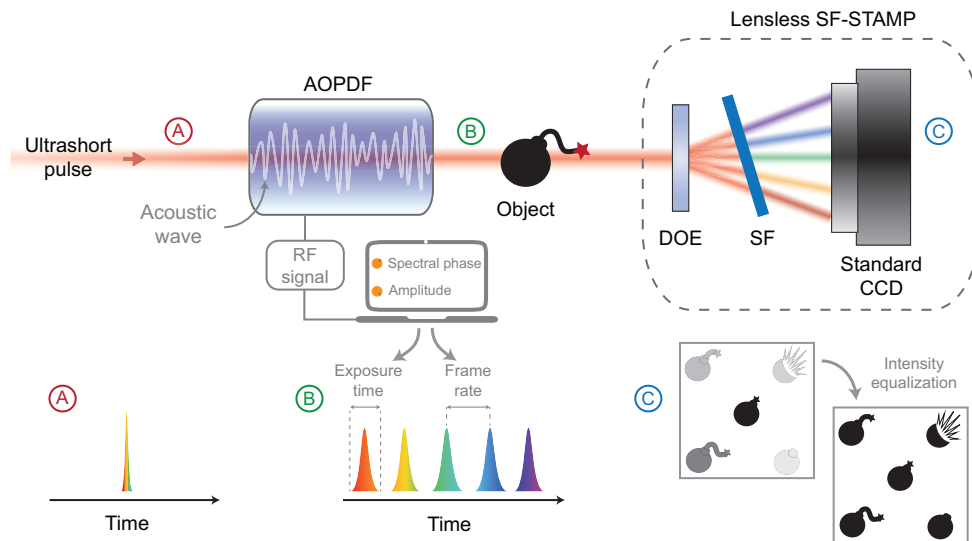


**FIGURE 2.13** – Principe général de la technique STAMP (*Sequentially Timed All-optical Mapping Photography*), illustrant les trois étapes successives de mise en forme (étirement temporel, mise en forme spectrale, puis spatiale) permettant de réaliser de l'imagerie *single-shot* à des cadences Tfps. Issu de [85].

d'arrivée sur l'objet différents, puis de séparer spatialement ces sous-impulsions avant de les imager avec une caméra standard. Cette première démonstration de la méthode STAMP a ainsi permis d'atteindre des cadences de l'ordre de 10 Tfps (intervalle de  $\sim 200$  fs entre images) sur une séquence de 6 images et de capturer des phénomènes aussi rapide que la propagation de phonons.

Toutefois, malgré l'apparente simplicité du concept, on est rapidement confronté à la complexité et à la rigidité du montage expérimental de la Fig. 2.13 : (i) l'étirement temporel se fait de manière figée à l'aide d'éléments optiques dispersifs, (ii) la mise en forme spectrale repose sur l'utilisation d'un SLM dans un montage complexe, et (iii) la séparation spatiale est réalisée par une matrice de périscopes sur-mesure couplée à un réseau. Ces trois étapes freinent donc une réelle utilisation de la technique hors d'un laboratoire et des simplifications ont été proposées, notamment concernant les limitations (i) et (ii), à travers une variante appelée SF-STAMP (*Spectrally Filtered*) [93]. Dans cette dernière, l'étirement temporel est réalisé dans un barreau de verre et l'élargissement spectral nécessaire est obtenu par SPM dans une fibre à cœur creux remplie de gaz, étapes là encore figées et relativement complexes, mais la séparation spatiale des sous-impulsions est elle grandement simplifiée en combinant un élément optique diffractif (DOE) avec un filtre spectral incliné. Le DOE divise alors l'impulsion en  $N$  sous-répliques se propageant dans différentes direction, celles-ci arrivant ensuite avec un angle différent sur le filtre, transmettant alors une longueur d'onde différente par réplique et permettant d'enregistrer autant d'images qu'il y a de faisceaux diffractés (25 images ont ainsi été obtenues dans [102]), comme illustré sur la Fig. 2.14. C'est ainsi à partir de cette variante que nous avons fait évoluer la technique afin de contourner les deux verrous mentionnés précédemment : rigidité des paramètres (intervalle entre images, temps d'exposition) et complexité de la mise en œuvre (mise en forme spectro-temporelle).

Pour cela, l'idée est d'exploiter la simplicité et les performances offertes en terme de mise en forme



**FIGURE 2.14** – STAMP basé sur un filtre acousto-optique dispersif programmable (AOPDF), permettant une mise en forme spectro-temporelle fine et simplifiée, ainsi qu'un contrôle indépendant des paramètres de l'imagerie single-shot (intervalle entre images, temps d'exposition).

spectro-temporelle par les filtres acousto-optiques dispersifs programmables (AOPDF) [103], composants usuellement utilisés pour contrôler la dispersion de groupe ou stabiliser la CEP dans des systèmes laser ultra-rapides [104, 105] ou bien comme lignes à délais ultra-rapides, permettant alors de synchroniser et d'adapter le chirp d'impulsions pour des applications en spectroscopie [106]. Les AOPDF sont ainsi des systèmes efficaces de mise en forme de faisceau, permettant de piloter la phase et l'amplitude d'impulsions ultra-courtes en exploitant la forte biréfringence d'un cristal acousto-optique à la fois pour l'onde optique et l'onde acoustique. Comme illustré dans la Fig. 2.14, un simple signal radio-fréquence appliqué à ce cristal permet de contrôler l'onde acoustique s'y propageant, sur laquelle va diffracter l'onde optique, permettant alors de piloter son amplitude ainsi que sa phase. Le lecteur souhaitant plus de détails sur le fonctionnement de ce dispositif pourra lire l'encadré à ce sujet à la page suivante. Dans le cas de la STAMP ici, il s'agit d'utiliser les capacités de mise en forme spectro-temporelle de l'AOPDF pour contourner les verrous mentionnés précédemment en :

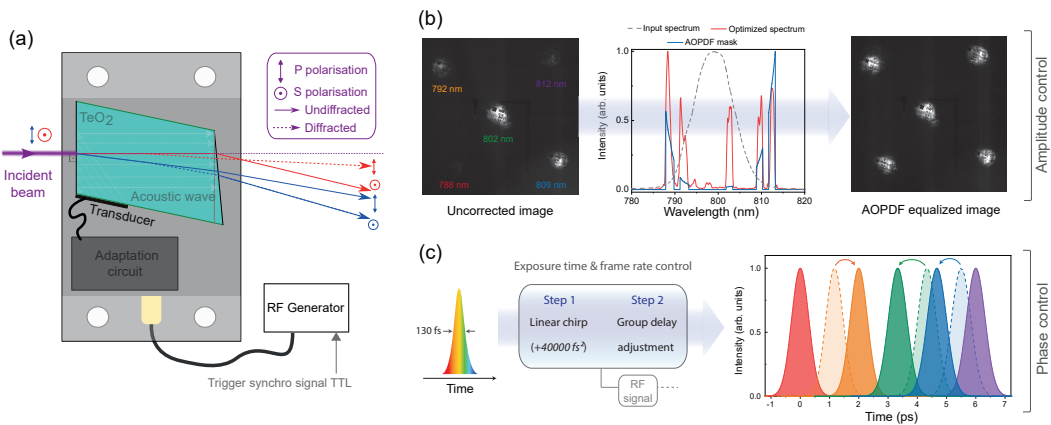
- remplaçant l'étireur permettant de séparer temporellement les composantes spectrales (contrôle du  $\beta_2$ , mais aussi des  $\beta_3$  et  $\beta_4$ ).
- éliminant tout recouvrement spectral entre les sous-impulsions.
- permettant d'ajuster le temps entre les sous-impulsions (contrôle du  $\beta_1$ ).
- égalisant les intensités respectives des sous-impulsions.

L'AOPDF étant de plus simplement pilotable avec un signal RF contrôlé électroniquement, cela confère au système d'imagerie single-shot une grande versatilité et une relative simplicité d'utilisation. En d'autres termes, si l'on se reporte aux étapes A/B/C de la Fig. 2.14, l'AOPDF nous permet alors de créer facilement, à partir d'une impulsion courte, un train de sous-impulsions dont les longueurs d'ondes, leurs intensités respectives (égalisation), leur durée (temps d'exposition) et le temps inter-impulsion (cadence) sont accessibles à la demande. Nous avons ainsi démontré, dans le cadre de la thèse de M. Touil, l'utilisation de ce concept dans différentes configurations [77], dont nous présenterons ici les résultats les plus marquants.

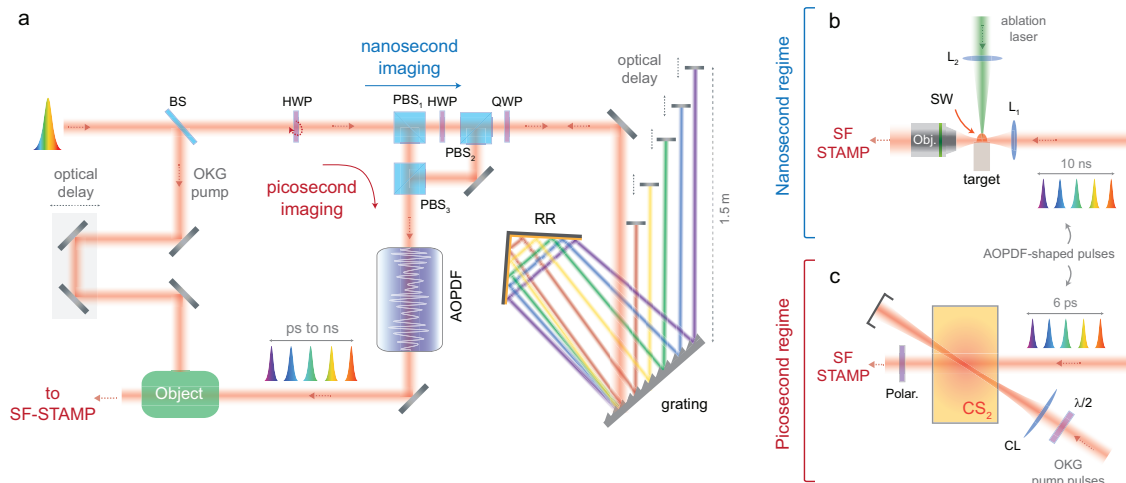
### Filtre acousto-optique dispersif programmable (AOPDF) : principe et fonctionnement

L'AOPDF utilisé dans nos expériences (*Dazzler*, *Fastlite*) est principalement constitué d'un cristal de 25 mm de long de paratellurite ( $\alpha$ -TeO<sub>2</sub>), fortement biréfringent ( $n_o=2.23$ ,  $n_e=2.37$  @800nm), au sein duquel une interaction entre une onde acoustique polychromatique pilotable et une impulsion optique ultracourte est réalisée, comme représenté sur la Fig. 2.15(a). Sans rentrer dans les détails de l'interaction opto-acoustique et des conditions d'accord de phase de celle-ci (pour cela, voir par exemple les Refs. [103, 107, 108]), on peut toutefois considérer que l'onde acoustique induit, à travers une déformation de la maille cristalline, une modification périodique de l'indice de réfraction agissant comme un réseau mobile, permettant de diffracter des portions choisies de l'onde optique incidente (de façon analogue à un réseau de Bragg). Dans ce modèle, la diffraction à des positions différentes des composantes spectrales de l'onde incidente de l'axe ordinaire du cristal vers son axe extraordinaire permet alors de contrôler leurs temps de groupe respectifs ( $\beta_1$ ). Afin d'appréhender rigoureusement le façonnage de la phase spectrale ( $\beta_{2 \rightarrow 4}$ ), il est en revanche nécessaire d'utiliser une description complète de la diffraction opto-acoustique comme un processus de mélange à trois ondes [108], que nous ne détaillerons pas ici.

Dans le cadre de nos expériences d'imagerie, le contrôle des propriétés du train de sous-impulsions (correspondant au temps d'exposition et à la cadence d'acquisition, voir Fig. 2.14) est donc réalisé en deux étapes dans le cristal : d'abord en ajoutant une dérive en fréquence linéaire (GVD) puis un délai différent à chaque composante spectrale de manière à obtenir la série d'impulsion souhaitée, telle qu'illustré sur la 2.15(c), où les capacités temporelles maximales (8.5 ps) de notre modèle d'AOPDF sont exploitées. A la différence de la majorité des techniques d'imagerie *single-shot*, le temps d'exposition et la cadence peuvent alors être ajustés indépendamment. À ce contrôle de la phase est ajouté un contrôle des intensités respectives des sous-impulsions à travers un masque en amplitude (amplitude de l'onde acoustique à une position donnée dans le cristal), permettant alors d'obtenir des images égalisées en intensité et donc d'exploiter au mieux la dynamique du capteur en bout de chaîne, tel que représenté sur la Fig. 2.15(b).



**FIGURE 2.15** – (a) Vue générale et représentation des faisceaux diffractés dans l'AOPDF (*Dazzler*, *Fastlite*), avec leurs états de polarisation respectifs, (b) Contrôle de l'amplitude : égalisation des intensités des sous-impulsions à travers l'application d'un masque d'amplitude adapté au spectre utilisé (ici, issu d'un Ti:Sa + CPA), (c) Contrôle du temps d'exposition et de la cadence à travers celui la phase des impulsions en deux étapes : dérive de fréquence linéaire puis délai de groupe.

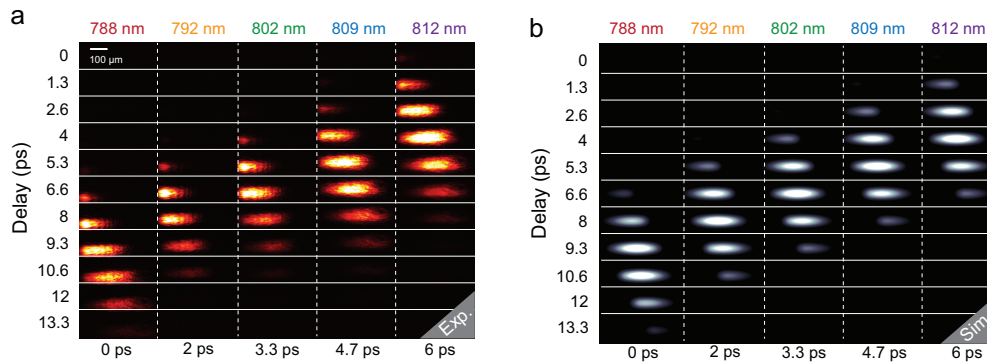


**FIGURE 2.16** – (a) Montage expérimental "flexible" permettant d'utiliser notre technique STAMP basée sur un AOPDF dans deux gammes temporelles différentes : picoseconde et nanoseconde. (b) Expérience "nanoseconde" : observation de différents processus lors de l'ablation laser de cibles métalliques (ondes de choc, plasmas denses, ...). (c) Expérience "picoseconde" : observation de l'ouverture et de la fermeture d'une porte Kerr optique dans un liquide photoréfractif (CS<sub>2</sub>) et de la propagation d'une impulsion courte dans ce milieu. Issu de [77].

Le montage expérimental présenté sur la Fig. 2.16(a) a ainsi été mis en place avec deux objectifs : d'un côté démontrer la capacité de notre technique à réaliser de l'imagerie ultra-rapide tout en étant beaucoup plus simple d'utilisation comparée à la grande majorité des méthodes existantes, de l'autre illustrer la flexibilité du concept en réalisant des expériences liées aux thématiques du laboratoire sur l'ablation laser.

Dans le premier cas, il s'est ainsi agi de valider la technique en visualisant à l'échelle picoseconde un phénomène ultra-rapide référence pour la communauté, à savoir la propagation d'une impulsion courte dans un liquide photoréfractif (Fig. 2.16(c)). Dans le deuxième cas, un délai optique ajustable en longueur d'onde a alors été rajouté afin de pouvoir imager des processus dans le domaine nanoseconde (Fig. 2.16(a,b)), particulièrement d'intérêt dans le cadre de nombreuses expériences de différents groupes du laboratoire CORIA.

Les capacités temporelles des méthodes d'imagerie ultra-rapides sont usuellement éprouvées en imageant, à l'échelle femtoseconde ou picoseconde, la propagation d'une impulsion pompe à travers un milieu Kerr. La première expérience que nous avons menée, illustrée dans la Fig. 2.16(c), a ainsi consisté à capturer l'ouverture et la fermeture d'une porte Kerr optique basée sur une cellule de CS<sub>2</sub>. Le principe d'une telle porte est de placer un milieu transparent fortement non-linéaire entre deux polariseurs croisés situés sur l'axe optique d'un faisceau imageur. Une impulsion pompe intense est alors utilisée pour induire localement une biréfringence et permettre au faisceau imageur d'être partiellement transmis par le second polariseur. Le temps de réponse de la porte dépend de la durée de l'impulsion de pompe mais aussi du temps de relaxation du milieu non-linéaire. Ces portes sont usuellement utilisées dans des expériences pompe-sonde d'imagerie, par exemple pour capturer des photons balistiques (i.e. rejeter les photons multidiffusés) et ont notamment été beaucoup utilisées au CORIA pour la capture d'écoulements diphasiques à hautes vitesses [109]. Nous avons alors utilisé notre technique pour capturer des séries d'images *single-shot* pour différents délais entre l'impulsion de pompe et notre train d'impulsions mis en



**FIGURE 2.17** – Imagerie ultra-rapide d’une porte optique par effet Kerr. Les images *single-shot* sont disposées horizontalement (788 → 812 nm / 0 → 6 ps), et les captures enregistrées à différents délais pompe-imagerie sont empilées verticalement. L’ouverture et la fermeture de la porte sont complètement capturées pour un délai de 6.6 ps. (a) Expérience réalisée au laboratoire. (b) Simulation numérique du processus. Issu de [77].

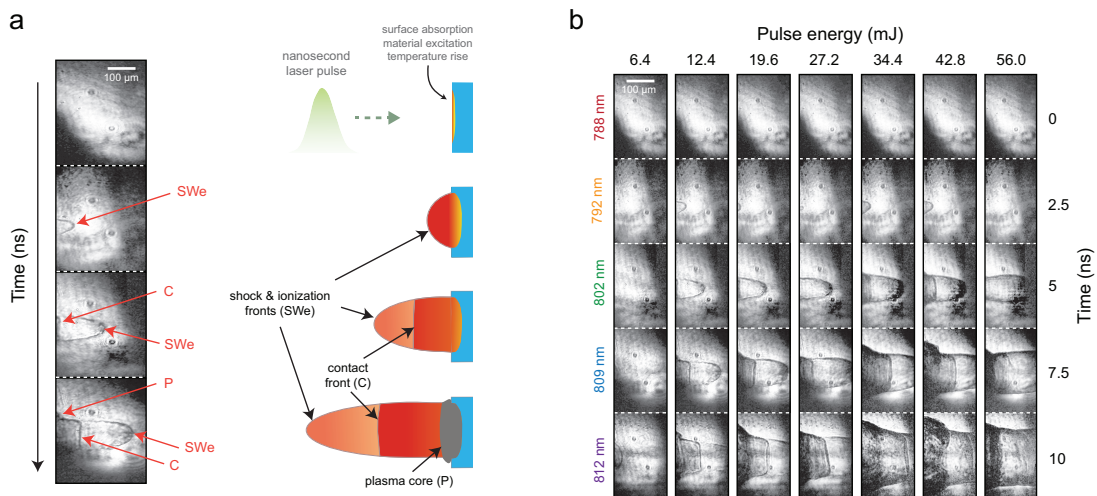
forme par l’AOPDF, issues du même oscillateur laser (Ti :Saphir + CPA). Pour chaque délai (environ 1.3 ps, correspondant à un déplacement de la ligne à délai de 400  $\mu\text{m}$ ), cinq images *single-shot* sont ainsi enregistrées, comme représenté sur la Fig. 2.17(a). On y observe, pour un délai de 6.6 ps, le processus complet d’ouverture et de fermeture de la porte optique. De plus, on peut remarquer un déplacement horizontal (vers la droite) des tâches lumineuses, correspondant au déplacement de l’impulsion lumineuse dans le  $\text{CS}_2$ . Dans cette expérience, le temps d’exposition est fixé à  $\sim 720$  fs et le temps entre chaque image (ici 2 ps) peut être contrôlé indépendamment avec l’AOPDF, possibilité différenciant notre méthode de l’état de l’art.

Afin d’attester de la fiabilité de ces mesures, nous avons de plus utilisé un modèle numérique<sup>2</sup> pour simuler la propagation des impulsions pompe/images puis la transmission du second polariseur. Les clichés simulés sont représentés sur la Fig. 2.17(b), en accord parfait avec nos mesures.

De nombreux phénomènes physiques d’intérêt, notamment ceux étudiés par les collègues du CORIA travaillant sur les plasmas ou les écoulements diphasiques, ont cependant des temps caractéristiques dans le domaine nanoseconde, et il était donc pertinent d’étendre la plage accessible à notre technique à ce domaine, démontrant de plus à cette occasion sa versatilité. L’extension de la technique STAMP au domaine nanoseconde a en fait été déjà réalisée, mais à l’aide d’une méthode assez rigide<sup>3</sup> dans laquelle l’intervalle temporel entre chaque image et le temps d’exposition sont liés [81, 110]. Nous avons ici simplement choisi d’ajouter du délai de groupe à chacune des cinq sous-impulsions tout en gardant leurs durées respectives proche de la limite de Fourier, en minimisant ainsi le rapport entre temps d’exposition et intervalle entre images. Afin d’induire ce délai supplémentaire, un dispositif comprenant un réseau de diffraction, un rétro réflecteur et cinq miroirs individuellement ajustables a été mis en place en amont de l’AOPDF, comme représenté sur la Fig. 2.16(a). Dans ce cas, la préparation des sous-impulsions est donc réalisée par ce système se rapprochant d’un compresseur à simple réseau, où la dispersion dépend

2. Ce code a été écrit par Claude Rozé, dans le cadre des nombreux développements du CORIA autour de l’imagerie de photons balistiques lors d’écoulement de jets de carburants injectés à haute pression, et adapté ici à notre expérience.

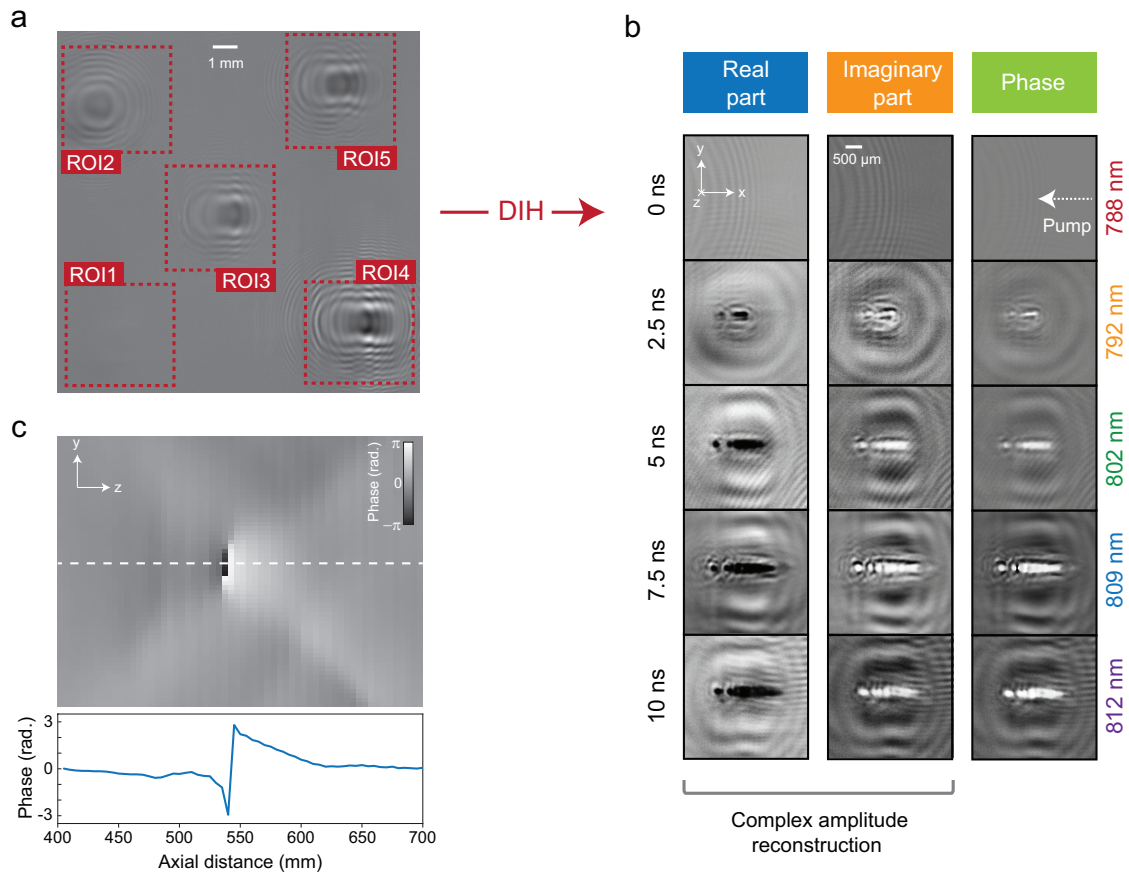
3. Appelée FACED (*free-space angular-chirp-enhanced delay*), cette technique est basée sur des réflexions multiples sur des miroirs de grandes dimensions induisant une dispersion angulaire permettant d’atteindre le régime ns [81]. Depuis, d’autres pistes ont été explorées en exploitant plus efficacement des mécanismes similaires pour le contrôle de la dispersion des sous-impulsions du STAMP [67], et pourraient être pertinente dans le cadre de notre AOPDF-STAMP.



**FIGURE 2.18** – Imagerie nanoseconde de la naissance et de l'évolution des phénomènes physiques suivant l'interaction d'une impulsion intense avec la matière. (a) Phénomènes physiques observés lors de l'ablation laser : création et propagation d'une onde de choc, d'un front de contact puis du plasma. (b) Influence de l'énergie de l'impulsion d'ablation sur les dynamiques des interfaces gazeuses. Issu de [77].

de la distance réseau-rétrorefléteur et dans lequel le temps de groupe entre chaque bande spectrale est déterminé par la distance entre les cinq miroirs. Le rôle de l'AOPDF n'est ici que d'épurer le spectre en éliminant tout recouvrement spectral entre les sous-impulsions et d'égaliser les intensités comme précédemment. Le fait que l'AOPDF induise une dispersion positive et le compresseur modifié une dispersion négative permet de minimiser la durée des sous-impulsions. Ce système conceptuellement simple présente en revanche l'inconvénient de nécessiter un alignement précis afin de bien contrôler les différentes bandes spectrales, mais permet d'atteindre quelques nanoseconde de plage temporelle tout en conservant un temps d'exposition inférieur à la nanoseconde, et ainsi d'éviter tout flou cinétique. Nous avons alors appliqué cette technique modifiée au suivi d'ondes de choc, thématique déjà explorée dans la section précédente, ainsi que d'autres discontinuités générées lors de l'ablation laser. Nous avons ainsi observé et identifié (Fig. 2.18(a)) les différents phénomènes mis en jeu suite à la focalisation d'un laser nanoseconde intense sur des cibles métalliques, correspondant bien aux descriptions rapportées par les spécialistes de la physique des plasmas et obtenues par des méthodes pompe-sonde. Des études paramétriques ont ensuite pu être menées, en faisant des acquisitions *single-shot* dans différentes conditions : variation de l'énergie de l'impulsion d'ablation (Fig. 2.18(b)), mais aussi changement du plan focal du laser pompe ou encore influence de la composition de la cible (acier, aluminium, verre).

Comme dans toutes les techniques d'imagerie, la scène d'intérêt est ici capturée en utilisant différentes optiques, et notamment des lentilles afin d'accéder à un champ de vision donné. Toutefois, toujours dans l'objectif général de simplifier au maximum l'utilisation des techniques *single-shot* afin de les rendre accessibles hors laboratoire, il serait intéressant de s'affranchir de l'alignement parfois fastidieux de telles lentilles. Cela nous amène ainsi naturellement à penser à l'utilisation de l'holographie numérique pour l'enregistrement et la reconstruction des images sans optique pour imager. Comme mentionné précédemment, l'holographie a déjà été utilisée dans une technique *single-shot* active [91] mais toutefois avec une résolution spatiale très limitée et la nécessité d'une faisceau de référence. Nous avons ainsi proposé de combiner notre AOPDF-STAMP avec de l'holographie numérique en ligne, cette dernière ne



**FIGURE 2.19** – Reconstruction d’images par holographie numérique en ligne (DIH - *digital in-line holography*) et capture single-shot de plasmas générés dans l’air. (a) Hologramme simplement normalisé par une soustraction du fond. (b) Reconstruction de l’amplitude complexe et de la phase, et visualisation de l’expansion asymétrique du plasma. (c) Carte de phase obtenue en reconstruisant l’amplitude complexe et la phase selon l’axe longitudinal. La zone d’intérêt sélectionnée est le spot le plus à gauche dans le plasma. La courbe en bleu indique la variation de phase selon l’axe optique, qui est une signature frappante de la localisation de l’objet. Issu de [77].

nécessitant aucun composant additionnel ni de faisceau référence. Cette possibilité a été rendu possible par l’expertise de Denis Lebrun, collègue au sein du Département Optique et Lasers du CORIA avec qui nous avons travaillé sur ce raffinement de notre technique.

Le principal avantage de l’holographie numérique en ligne, correspondant parfaitement à notre besoin, est sa simplicité, aussi bien du point de vue expérimental que de la reconstruction numérique. Concernant ce dernier point, la reconstruction d’une image à une distance donnée sur l’axe optique peut en effet se faire en temps réel, sachant qu’elle est basée sur deux transformées de Fourier et une transformée de Fourier inverse, bien loin donc des techniques de reconstruction d’images complexes mentionnées plus haut. L’holographie numérique en ligne apporte ensuite deux avantages à notre technique : (i) les images peuvent être reconstruites dans de nombreux plans en  $z$ , (ii) chaque image peut être reconstruite à une longueur d’onde différente, ce qui est particulièrement adapté à notre système de sous-impulsions avec des bandes spectrales différentes. Toutes les lentilles ont ainsi été enlevées du montage et des hologrammes ont été enregistrés, tels que celui présenté sur la Fig. 2.19(a). À partir de cet hologramme, l’amplitude complexe peut être reconstruite dans n’importe quel plan à l’aide d’un modèle adapté, comme

illustré sur la Fig. 2.19(b), où les parties réelle et imaginaire de l'amplitude sont représentées. Dans cette figure, des motifs caractéristiques d'un plasma généré dans l'air par focalisation d'un laser peuvent être observés, avec une expansion asymétrique du plasma vers la pompe, correspondant bien aux observations réalisées par des méthodes classiques. En utilisant ces reconstructions des parties réelle et imaginaire de l'amplitude, il est ensuite direct<sup>4</sup> de reconstruire la phase. Il s'avère que la variation de la phase le long de l'axe optique est en fait un excellent marqueur de la position exacte de l'objet observé, si l'on utilise la procédure suivante : les images de phases sont calculées à toutes les coordonnées axiales et empilées horizontalement de façon à avoir une vue orthogonale de la carte de phase, comme représenté sur la Fig. 2.19(c). On y remarque que le profil de phase selon l'axe optique (pointillés) a une oscillation typique, qui est en fait une signature claire de la position de l'objet [111]. Il s'agit donc d'un outil simple et puissant pour obtenir la meilleure image reconstruite, et suite à cette première étude, le groupe d'holographie de Denis Lebrun a d'ailleurs continué les travaux pour essayer de raffiner la reconstruction à partir de la reconnaissance de cette signature [112].

Pour conclure cette partie, nous pouvons dire que l'objectif de simplification de l'imagerie *single-shot* que nous nous étions fixé a été atteint, même si plusieurs aspects de la techniques peuvent encore être travaillés (voir paragraphe suivant) pour arriver à une technique complètement "*user-friendly*", utilisable hors laboratoire et accessible à des non-spécialistes. Les conclusions de ce travail, au centre de la thèse de M. Touil, sont donc multiples quant aux apports à la communauté de l'imagerie ultra-rapide :

- l'AOPDF est un dispositif flexible "tout-en-un" compact qui permet une mise en forme spectro-temporelle sur une large gamme de durée d'impulsion et de chirps. A l'inverse de nombreuses techniques existantes, il permet un contrôle indépendant du temps d'exposition et de la cadence sans utiliser de dispositifs complexes et encombrants.
- le système atteint un degré de simplicité encore plus élevé en s'appuyant l'holographie numérique en ligne, qui permet de plus d'avoir une signature précise de la localisation de l'objet d'intérêt.
- il est relativement simple d'alterner entre différentes échelles temporelles, et de passer de l'imagerie picoseconde à nanoseconde, comme démontré ici avec les expériences sur les dynamiques d'une porte Kerr et d'un plasma induit par laser.

Tous les détails concernant les modèles numériques pour la porte Kerr, pour la reconstruction par holographie numérique en ligne, ainsi que les nombreux paramètres expérimentaux sont donnés dans la Réf. [77] ainsi que dans la thèse de M. Touil [113].

### 2.2.2.3 Limitations & perspectives

Plusieurs enseignements peuvent être tirés concernant les différentes facettes de l'imagerie rapide que nous avons abordé dans cette partie. Tout d'abord, les techniques *time-stretch* ne semble finalement pertinentes que dans des applications 1D ou de *scanning* dans lesquelles on souhaite acquérir une très grande quantité de données avec une résolution temporelle dans le domaine nanoseconde. Elles sont ainsi adaptées à des études particulières comme la détection ou le tri de cellules en cytométrie [51, 52], pour réaliser des statistiques ou bien pour du suivi sur de très longues durées tout en conservant une bonne résolution temporelle, comme nous l'avons fait [56], mais finalement peu efficaces pour de la visualisation 2D à haute cadence, du fait de la nécessité d'une reconstruction parfois assez complexe mais surtout

4.  $\phi(x, y) = \arctan[Im(x, y)/Re(x, y)]$

d'une faible sensibilité due aux nombreuses pertes dans le système. Pour l'acquisition d'image 2D à très haute cadence, les méthodes *single-shot* semblent donc aujourd'hui les seules solutions viables, comme en témoignent les nombreux développements ces dernières années autour de ce sujet, auquel nous avons apporté notre modeste contribution. Pour revenir justement à notre technique STAMP filtrée spectrale et basée sur un AOPDF, plusieurs pistes peuvent maintenant être envisagées pour une amélioration et une simplification à l'extrême de celle-ci, afin d'aller vers l'implémentation d'une technique réellement "grand public"<sup>5</sup> utilisable hors d'un laboratoire d'optique.

En premier lieu, l'un des points faibles de la technique se situe du côté de l'acquisition, et concerne le faible nombre d'images enregistrées (5 dans notre démonstration), qui pourrait être amélioré directement en changeant de DOE (pour passer à 15 faisceaux diffractés par exemple) mais aussi en remplaçant le bloc DOE/filtre spectral/capteur par un détecteur adapté, telle qu'une caméra hyperspectrale enregistrant directement un hypercube où le nombre de clichés temporels dépendrait alors de la résolution spectrale de la caméra hyperspectrale et de la largeur spectrale de l'impulsion d'imagerie [75]. Cette dernière piste permettrait alors d'exploiter complètement la capacité de l'AOPDF à générer d'étroites bandes spectrales adjacentes sans recouvrement, avec ainsi un contrôle spectro-temporel *ad-hoc*. Côté source, la principale piste d'amélioration serait de remplacer le système massif qu'est le système Titane :Saphir amplifié utilisé ici par une source laser fibrée conçue sur mesure avec une largeur spectrale et une durée d'impulsion adéquates. Plusieurs mécanismes physiques (e.g. mécanisme d'amplification particuliers, oscillateurs paramétriques), dont certains seront discutés dans la partie "Sources Lasers" de ce manuscrit, pourraient alors être utilisés pour atteindre les caractéristiques spectro-temporelles nécessaires à de l'imagerie AOPDF-STAMP. Côté "extension au domaine nanoseconde", qui n'est pas l'objectif initial de ces techniques mais qui peut en fait trouver de nombreuses applications car se situant à la limite de résolutions des capteurs commerciaux, des solutions plus élégantes et compactes pourraient là aussi être mises en place comme discuté plus haut [67] ou, dans l'optique d'une intégration de la technique, des émetteurs basés sur réseaux de Bragg fibrés sur mesure pourraient être utilisés. Enfin, côté reconstruction des images par holographie numérique en ligne, de nombreuses pistes restent à explorer<sup>6</sup> pour une reconstruction plus fiable avec toutes sortes d'objets (d'amplitude et de phase) complexes.

Les différentes pistes énumérées ci-dessus constituent le point de départ de la thèse d'Alisson Rodrigues de Paula, qui a débuté en 2023 dans le cadre du projet Labex QuantiPhy (2023-2025), où il est justement question de sortir la technique d'imagerie AOPDF-STAMP du laboratoire et de l'appliquer au suivi des dynamiques des interfaces lors de la génération de plasmas induits par laser puis d'envisager son application dans le cadre de la sonde atomique tomographique des voisins du laboratoire GPM<sup>7</sup>. Les premiers résultats issus de cette thèse sont prometteurs, notamment concernant l'utilisation d'une caméra hyperspectrale dans le cadre de l'imagerie AOPDF-STAMP pour à la fois simplifier grandement son utilisation mais aussi augmenter de façon considérable le nombre d'images enregistrées par séquence d'acquisition. Ces résultats sont justement en cours d'exploitation au moment de l'écriture de ce manuscrit d'HDR.

---

<sup>5</sup> terme évidemment exagéré ici, la communauté des utilisateurs souhaitant des cadences dans la gamme Tfps restant une niche, qui toutefois commence à s'agrandir...

<sup>6</sup> par l'équipe de Denis Lebrun ou par les spécialistes de ce domaine, évidemment.

<sup>7</sup> voir la [dernière partie](#) du manuscrit sur la génération d'impulsions THz pour plus de détails sur les activités concernant la sonde atomique tomographique.

## 2.3 Sources laser ultra-rapides et conversion de fréquence

Cette seconde partie concerne mes activités de recherche liées à la thématique plus "historique" de l'équipe, portée par mon collègue Ammar Hideur, se focalisant sur la conception et le développement de sources lasers originales mais aussi de systèmes efficaces pour la conversion de fréquence. Comme nous allons le voir, l'activité "sources laser" de notre équipe gravite autour des technologies fibrées, principalement sur des fibres en silice, mais s'est aussi récemment tournée vers d'autres plateformes, à travers plusieurs collaborations, comme les fibres en verres fluorés ou même des cristaux pour des applications moyen infrarouge. Dans cette partie du manuscrit, nous commencerons ainsi par présenter diverses architectures laser à émission directe dans le proche (NIR) et moyen infrarouge (MIR), avec différents objectifs allant de la montée en énergie à travers l'exploitation de différents mécanismes dispersifs et/ou non-linéaires, à l'obtention de longueurs d'ondes "exotiques". Par la suite, nous nous focaliserons sur plusieurs techniques permettant de convertir en longueurs d'ondes des sources NIR à l'aide de processus non-linéaires variés, principalement  $\chi^{(3)}$ , mais aussi avec des combinaisons d'effets  $\chi^{(2)}$  et  $\chi^{(3)}$ , avec comme objectif d'atteindre des zones inaccessibles par émission directe avec des performances (cadence, énergie, largeur spectrale, impulsions synchronisées, ...) permettant d'ouvrir de nouvelles applications, notamment dans le MIR et le THz. Toutes ces activités ne seront pas exposées avec le même niveau de détails, et l'accent sera principalement mis sur la partie conversion paramétrique de fréquence, dans laquelle je me suis beaucoup investi ces dernières années.

### 2.3.1 Sources fibrées et solitons dissipatifs

L'un des axes historiques de l'équipe depuis une vingtaine d'année concerne le développement de sources laser fibrées émettant autour de  $1 \mu\text{m}$  (Ytterbium) et  $1.5 \mu\text{m}$  (Erbium) et exploitant différents mécanismes dispersifs et/ou non-linéaires pour l'obtention d'impulsions courtes et la montée en énergie. Les avantages et performances (multi-watts, sub-100 fs) des technologies fibrées ne sont plus à présenter, tout comme le fait qu'elles constituent aujourd'hui des alternatives fiables à certains systèmes massifs complexes, et les travaux menés au cours de différentes thèses co-encadrées par Ammar Hideur depuis 2002 (B. Ortaç, A. Cabasse, C. Chédot, C. Lecaplain, H. Wang) ont ainsi été centrés sur la physique des oscillateurs à fibre à verrouillage de modes et sur les technologies permettant d'en extraire de hautes énergies. Ces recherches impliquent une maîtrise complète des processus de mise en forme des impulsions intracavité à travers des profils de dispersion et de non-linéarité particuliers (lasers à solitons, similaritons, CPO, lasers à dispersion purement normale, ...) ainsi que des composants spécifiques utilisés dans ce but (SESAMs, fibres LMA, PCF, fibres de Bragg,...). C'est dans ce contexte que s'inscrit cette section, où sont exposés quelques résultats marquants des thèses de Mincheng Tang (doctorant entre 2014 et 2017, [114]) et de Rezki Becheker (doctorant entre 2015 et 2018, [115]), à travers les co-encadrements desquelles j'ai pu me plonger dans cette thématique "lasers" à mon arrivée au CORIA.

#### 2.3.1.1 Génération de solitons dissipatifs à $1.5 \mu\text{m}$

---

✓ **Encadrement** : M. Tang (thèse encadrée par A. Hideur)

✓ **Projet** : Labex EmC3

✓ **Publications** : *Optics Letters* (2015)

---

La thèse de Mincheng Tang, coïncidant avec mon arrivée au CORIA, était centrée sur la montée en éner-

gie dans les lasers à blocage de modes basés sur des fibres fortement dispersives à travers une bonne compréhension des mécanismes de stabilisation des impulsions intra-cavité et du contrôle de l'équilibre entre processus linéaires et non-linéaires. L'objectif était ainsi de montrer que les architectures laser fibrées exploitant de fortes dispersions normales sont des candidates pertinentes pour des applications usuellement basées sur des technologies moins robustes (combinaison cohérente d'impulsions avec des fibres à très larges modes, utilisation de fibres de type barreau, etc...). Le travail de l'équipe a consisté à explorer numériquement et expérimentalement les paramètres des composants pilotant les dynamiques impulsionnelles tout au long de la propagation dans la cavité laser : caractéristiques des absorbants saturables (profondeur de modulation, fluence de saturation, temps de relaxation), profils de dispersion dans la cavité, non-linéarité effective ou encore présence d'un filtrage spectral. Cette thèse a aussi été l'occasion d'explorer<sup>8</sup> des architectures originales basées sur des fibres actives à profil d'indice en W (dopage Er) [116] ou des fibres de Bragg (dopage Yb) [117], où les hautes valeurs de dispersions sont là atteintes à travers des mécanismes de couplage de modes. Ici, nous nous focaliserons sur l'un des résultats marquants de cette thèse, qui résidait dans la conception et la réalisation expérimentale d'un laser dit à solitons dissipatifs où la forte dispersion normale est fournie par une fibre passive.

Le développement de lasers à fibres impulsionnels performants [118, 119] est longtemps resté cantonné autour de 1  $\mu\text{m}$  du fait à la fois de l'efficacité de l'ytterbium et de la dispersion normale des fibres en silice à cette longueur d'onde, permettant une certaine montée en énergie. L'extension de ces avancées autour de 1.55  $\mu\text{m}$  est en soi un sujet d'intérêt, que ce soit pour le domaine des télécommunications, de la biophotonique ou de la métrologie laser, mais le principal frein au développement de laser à verrouillage de modes délivrant de hautes énergies dans cette bande spectrale est la disponibilité de composants fibrés possédant une dispersion normale<sup>9</sup>. Les performances remarquables atteintes dans les lasers fibrés à blocage de mode sont rendues possibles en exploitant le concept de lasers dits "à solitons dissipatifs"<sup>10</sup>, présentant une dispersion fortement normale et générant des impulsions fortement étirées pouvant ensuite être comprimées à leur limite de Fourier [120, 121]. En combinant des SESAMs avec le mécanisme de rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP), mais aussi dans certains cas avec des filtres très fins du spectre intra-cavité, des architectures prometteuses basées sur des fibres dopées Er ont été présentées entre 2010 et 2014, avec leurs avantages et défauts. A titre d'exemples, des impulsions de 20 nJ/750 fs ont été obtenues, mais avec la moitié de l'énergie dans le piédestal des impulsions [122], ou encore des impulsions très courtes mais peu énergétiques (3.5 nJ/70 fs) [123]. Les lasers à dispersion totalement normale (ANDi) sont une autre piste avec des performances intéressantes mais nécessitent le développement de composants sur-mesure, qui rend cette technologie assez peu exploitable.

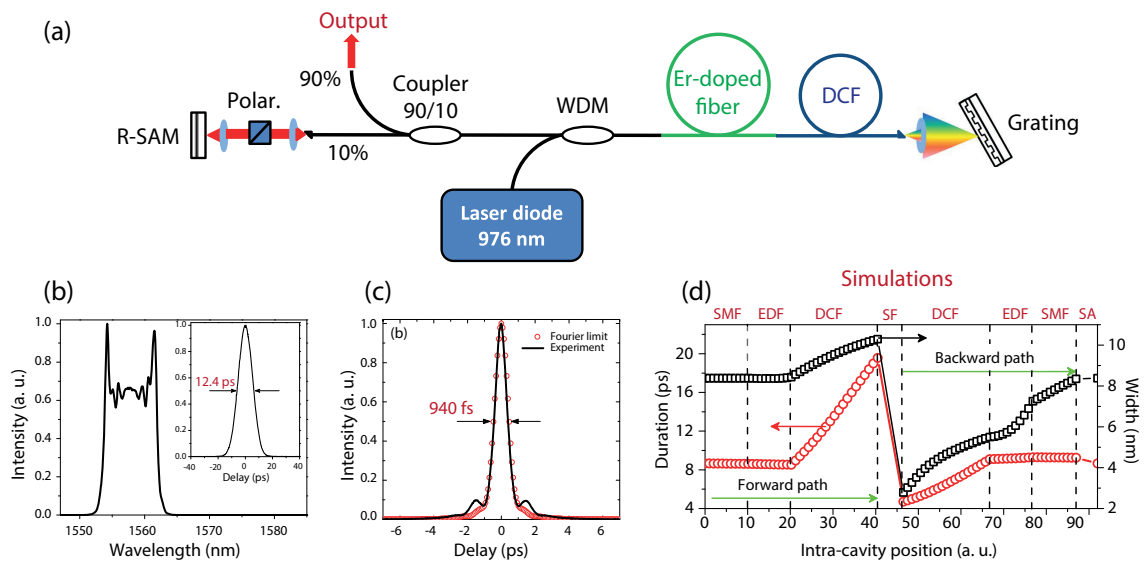
Une solution est alors de se tourner vers des lasers avec des régimes dits à gestion de dispersion, où des sections de la cavité ont des signes de dispersion différents mais une dispersion totale nette positive. Ces régimes sont assez facilement accessibles, du fait de la disponibilité des fibres à compensation de dispersion (DCF) qui ont une forte dispersion normale dans la fenêtre télécom. Ainsi, dans le cadre des travaux de thèse de M. Tang, nous avons exploré numériquement et expérimentalement les mécanismes de formation d'impulsions de hautes énergies dans de telles cavités, en jouant sur : (i) la combinaison de la RNLP avec un SESAM pour assurer un régime auto-démarrant, (ii) la longueur de DCF intra-cavité pour piloter la dispersion totale de la cavité, et (iii) le filtrage intra-cavité pour stabiliser les solitons dissipatifs.

---

8. Et pour moi de découvrir, étant à l'époque néophyte de la physique des lasers à fibres.

9. les fibres monomodes standards présentes dans la grande majorité des composants, telle que la SMF28 ou la OFS980, ont en effet une dispersion anormale à 1.55  $\mu\text{m}$ .

10. aussi catégorisés comme oscillateurs à dérive de fréquence (CPO).



**FIGURE 2.20** – (a) Schéma du laser à fibre dopée Er permettant l'obtention de solitons dissipatifs de haute énergie. (b,c) Caractéristiques des impulsions de sortie à une énergie de 22 nJ (pour 10 m de DCF). (b) Spectre "en M"<sup>11</sup> typique d'une cavité à forte dispersion normale et trace d'autocorrélation correspondante. (c) Impulsion comprimée hors de la cavité. (d) Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion dans la cavité "dépliée" où l'on observe par exemple un comportement auto-similaire dans la DCF (10 m). Issu de [124].

Le laser typique présenté sur la Fig. 2.20(a) a ainsi été mis en œuvre et l'impact de la longueur de DCF utilisée sur les régimes obtenus et les performances a été étudié en détails. Il s'agit d'une cavité Fabry-Pérot comprenant 1.2 m de fibre fortement dopée Er ( $\beta_2 = +61 \text{ ps}^2/\text{m}$ ) et pompée, à travers un WDM, par un laser Yb monomode émettant plus de 5 W à 977 nm, ainsi qu'un tronçon de DCF ( $\beta_2 = +116 \text{ ps}^2/\text{m}$ ). Selon les longueurs de DCF utilisées, le blocage de modes peut être influencé par plusieurs mécanismes : l'effet de RNLP couplé au SESAM (résonant) d'un côté de la cavité, et un filtrage spectral à l'aide d'une lentille et d'un réseau de l'autre. Ce filtrage passe-bande, facilement ajustable en longueur d'onde centrale mais aussi en largeur spectrale, joue justement un rôle prépondérant dans la stabilisation du blocage de modes. Le laser opérant à forte dispersion nette normale, les impulsions de sortie sont fortement chirpées et sont par la suite comprimées avec une paire de réseaux en transmission avec plus de 90 % d'efficacité de diffraction.

Les simulations numériques menées dans cette étude, telle que celle de l'évolution d'une impulsion intra-cavité présentée sur la Fig. 2.20(d), ont montré que les performances du laser augmentaient quasi - monotoniquement avec l'augmentation de la longueur de DCF, et nous avons donc cherché les limites expérimentales de cette méthode à travers les cinq cas typiques exposés dans le tableau suivant :

En variant la longueur de DCF, et donc la dispersion totale, différents régimes ont alors pu être atteints, avec des performances nettement différentes et la Table 2.1 tend à montrer qu'une augmentation de la GVD totale est favorable à la montée en énergie tout en conservant des impulsions comprimées sous la picoseconde. Sans DCF, le laser opère quasiment à dispersion nulle et génère des impulsions de type solitonique proche de la limite de Fourier. L'insertion d'un mètre de DCF ne fait pas basculer le laser dans

<sup>11</sup>. ou en "oreilles de Batman" pour ceux qui murmurent à l'oreille des lasers à fibres...

| Longueur DCF (m) | GVD totale (ps <sup>2</sup> ) | Énergie (nJ) | Durée (ps) | Durée compr. (fs) | Largeur spectrale (nm) | Auto-démarrage |
|------------------|-------------------------------|--------------|------------|-------------------|------------------------|----------------|
| 0                | ~0                            | 0.94         | 0.87       | 870 (~1 LF)       | 3                      | oui            |
| 1                | 0.18                          | 3.53         | 6.06       | 340 (~1 LF)       | 7                      | oui            |
| 10               | 1.22                          | 22           | 8.8        | 624 (~1 LF)       | 8.1                    | oui            |
| 15               | 1.83                          | 38           | 12.7       | 650 (~1.4 LF)     | 8.4                    | non/oui*       |
| 30               | 3.57                          | 48           | 18.7       | 1400 (~2 LF)      | 4.5                    | non            |

**TABLE 2.1** – Performances du laser pour différents profils de dispersions (LF : limite de Fourier). [\* : dans ce cas, le régime de blocage de modes n’était pas auto-démarrant mais une rotation des lames d’onde intra-cavité ou un ré-alignement du SESAM permettait de démarrer.]

un régime de forte dispersion, mais permet d’atteindre des régimes auto-similaires (ou similaritons), qui sont toutefois limités en énergie. Avec 10 m de DCF, on atteint là un régime de blocage de modes à forte dispersion normale avec une impressionnante montée en énergie par rapport au cas précédent, avec 22 nJ (cas présenté sur les Fig. 2.20(b,c,d)) voire 30 nJ en explorant d’autres régimes en jouant sur la largeur du filtre spectral. Le cas à 15 m de DCF permet d’atteindre un record de 38 nJ, mais l’auto-démarrage du laser était alors compromis et une perturbation externe devait être appliquée. Enfin, lorsque la longueur de DCF est trop importante, et bien que de plus hautes valeurs d’énergies soient atteintes, le blocage de modes devient de plus en plus difficile à démarrer à partir du bruit et les impulsions souffrent d’une trop forte phase non-linéaire pour être comprimées de façon optimale. Dans chacun des cas, les simulations numériques montrent, comme sur la Fig. 2.20(d), que le filtre spectral intra-cavité a un rôle capital dans la stabilisation des régimes et que les impulsions ont une propagation auto-similaire dans la DCF. Des performances encore plus élevées pourraient être atteintes en gérant mieux l’accumulation de phase non-linéaire en plaçant par exemple le coupleur de sortie à d’autres positions ou en explorant des configurations de cavité en anneaux.

Ces résultats ont ainsi constitué, en 2015, une étape et un record d’énergie pour les lasers à solitons dissipatifs, et le lecteur souhaitant avoir une vision des développements récents sur le sujet pourra se tourner vers les Refs. [125, 126, 127, 128]. Tous les détails sur les paramètres expérimentaux (caractéristiques des SESAMs, de la fibre dopée, système d’acquisition) mais aussi sur les régimes laser non-présentés, ainsi que l’analyse en bruit du système peuvent être retrouvés dans la Ref. [124] ou dans la thèse de M. Tang [114]. A noter, qu’au-delà de la démonstration de la pertinence de cette approche pour la montée en énergie, ce laser s’est montré particulièrement utile au laboratoire et c’est justement celui-ci qui sera utilisé un peu plus loin dans ce manuscrit pour pomper un oscillateur paramétrique fibré.

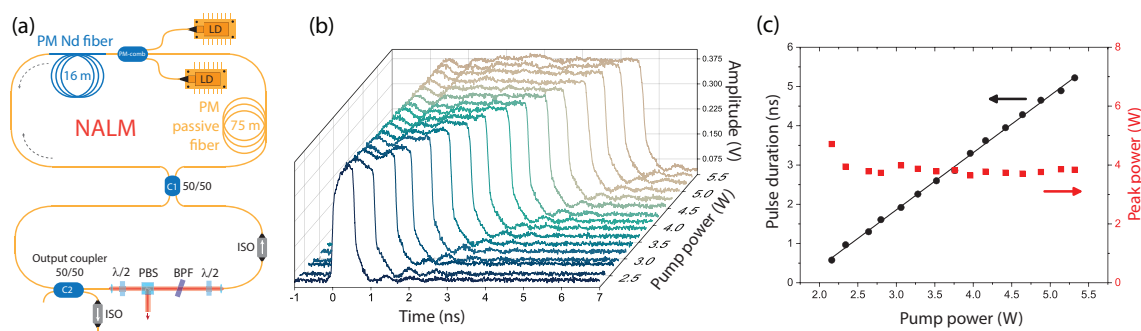
### 2.3.1.2 Dissipative soliton resonance

✓ **Encadrement** : M. Tang (post-doc), R. Becheker (thèse encadrée par A. Hideur)

✓ **Projet** : ANR JC RIFT, Labex DUNFILM, RIN TOFU

✓ **Publications** : *Optics Letters* (2019)

Comme nous venons de le voir, différentes techniques peuvent être utilisées pour monter en énergie dans les lasers à fibres à blocage de modes tout en évitant trop d’accumulation de phase non-linéaire, et



**FIGURE 2.21** – (a) Schéma du laser à blocage de modes permettant d’obtenir un régime DSR à 927 nm. NALM : *nonlinear amplifying loop mirror*. (b,c) Durée d’impulsion et puissance crête en sortie en fonction de la puissance de pompe. On observe clairement l’augmentation linéaire de la durée des impulsions au profil rectangulaire avec l’énergie, accompagnée par une puissance crête qui reste constante. Issu de [135].

la plupart<sup>12</sup> sont basées sur la gestion de la dispersion dans la cavité (impulsions étirées, solitons, similaritons). Il existe toutefois un concept alternatif "exotique" connu sous le nom de résonance du soliton dissipatif (DSR - *dissipative soliton resonance*) [129], représentant des solutions de l’équation de Ginzburg-Landau complexe cubique-quintique<sup>13</sup> et permettant une certaine montée en énergie dans les domaines ps et ns. Dans ce régime DSR, les solitons dissipatifs peuvent théoriquement monter indéfiniment en énergie tout en s’élargissant temporellement sous forme d’impulsions quasi-rectangulaires. Différentes techniques de blocage de modes ont ainsi été utilisées pour l’atteindre (RNLP, absorbants saturables, miroirs et amplificateurs à boucles non-linéaires), principalement autour de 1, 1.5 et 2  $\mu\text{m}$  [130, 131, 132]. Afin de garantir l’auto-démarrage et la stabilité de ces sources, des configurations à maintien de polarisation (PM) ont de plus été mises en place [133, 134], avec des fibres simple ou double gaines.

Dans le cadre de la thèse de Rezki Becheker, et dans la lignée des travaux de thèse de Mincheng Tang présentés ci-dessus, nous avons mené une étude exploratoire<sup>14</sup> sur la faisabilité d’une source DSR à maintien de polarisation (PM) émettant en dessous de 1  $\mu\text{m}$ , c’est-à-dire basée sur des fibres dopées néodyme, domaine spectral pour lequel ce concept n’a jamais été utilisé auparavant. Nous avons alors monté un laser tout PM émettant à 927 nm basé sur une cavité "en 8", comme représenté sur la Fig. 2.21(a), où le blocage de modes est obtenu par un miroir non-linéaire à boucle amplificatrice (NALM) comprenant une fibre double gaine à profil en W dopée Nd ainsi qu’un long tronçon de fibre passive pour assurer une forte dispersion normale de la cavité ( $\sim 2.9 \text{ ps}^2$ ). La fibre active, dont le dopage mais aussi le rayon de courbure sont optimisés pour obtenir une émission dans la bande spectrale autour de 920 nm<sup>15</sup>, est pompée par deux diodes laser à 807 nm à travers un combineur PM. Le NALM est connecté par un coupleur 50/50 (C1) à un anneau unidirectionnel, dans lequel un filtre spectral est utilisé pour éliminer tout effet laser indésirable dans la bande de gain et stabiliser le régime DSR. Les caractéristiques du laser à blocage de modes sont enfin mesurées à la sortie du coupleur C2.

<sup>12</sup>. il existe aussi d’autres approches basées sur l’utilisation de fibre (e.g. PCF) à gain à large aire modale.

<sup>13</sup>. il s’agit de la prise en compte dans l’équation de Schrödinger non-linéaire des effets de gain, de la bande d’amplification, et de la modulation d’amplitude temporelle induite par l’absorbant saturable, avec un terme de non-linéarité quintique qui permet de stabiliser les solutions.

<sup>14</sup>. L’objectif initial était en fait de développer une source à solitons dissipatifs similaire à celle développée à la section précédente à 1.5  $\mu\text{m}$ , objectif qui s’est révélé difficilement atteignable en raison du rapport non-linéarité/dispersion des fibres à petit cœur utilisées autour de 920 nm.

<sup>15</sup>. La longueur d’onde de coupure du mode  $\text{LP}_{01}$  peut en effet être ajustée en courbant la fibre en W (à un diamètre de 12 cm ici) afin de supprimer toute émission à 1060 nm. La combinaison de cette courbure avec une concentration en  $\text{Nd}^{3+}$  optimisée permet d’obtenir un contraste d’atténuation de plus de 50 dB entre les transitions à 920 et à 1060 nm.

On observe alors que la durée des impulsions obtenues augmente linéairement (de 0.5 à 5 ns) avec la puissance de pompe, comme représenté sur les Figs. 2.21(b,c), et un régime de blocage de modes stable est obtenu jusqu'à une puissance moyenne de sortie de 44 mW (puissance de pompe de 5.3 W), correspondant à une énergie de 20 nJ par impulsion. La puissance crête reste quant à elle à un niveau constant de 4 W pendant que l'énergie par impulsion augmente, signature typique du régime DSR. Ce dernier se traduit de plus par des modulations caractéristiques dans le spectre radio-fréquence ainsi que par un spectre optique très fin, de l'ordre de 60 pm ici (voir la caractérisation complète dans [135] pour plus de détails). A l'inverse des régimes dits *noise-like*, les impulsions rectangulaires obtenues sont ici des structures temporelles cohérentes, ce qui a été vérifié par auto-corrélation<sup>16</sup>.

Toutes ces caractéristiques particulières font ainsi de cette source DSR à 927 nm un système potentiellement intéressant pour du doublage ou quadruplage de fréquence vers le bleu et l'UV et cette étude montre, tout comme la précédente et d'un point de vue plus fondamental, la grande richesse des dynamiques dans les lasers à fibres à blocage de modes et l'intérêt de développer des technologies laser fibrées exploitant de fortes dispersions. Enfin, il faut souligner que le développement de solutions fibrées dans le domaine spectral autour de 900 nm reste un sujet de recherche actif, notamment dans l'objectif de "remplacer" les laser Ti :Sa massifs pour des applications spécifiques telle que la microscopie à deux photons. Les lasers compacts basés sur des fibres dopés Nd sont alors des sources pertinentes, et nous avons justement participé dans le cadre d'une collaboration avec M. Laroche du CIMAP (Caen) au développement d'un laser à blocage de modes tout PM émettant des impulsions picoseconde légèrement accordables autour de 910 nm [136]. Au-delà de l'émission directe dans cette bande spectrale, une autre possibilité est enfin d'utiliser des sources paramétriques fibrées pour y générer des impulsions courtes et accordables, sujet qui sera détaillé dans la prochaine section.

---

<sup>16</sup>. Cela signifie que la trace d'auto-corrélation, bien qu'enregistrée sur une fenêtre temporelle bien inférieure à la ns, ne présente pas de pic de cohérence.

### 2.3.2 Oscillateurs paramétriques optiques fibrés (FOPO)

✓ **Encadrement** : R. Becheker (thèse puis post-doc), P.H. Hanzard (fin de thèse), T. Guezennec (thèse CIFRE)

✓ **Projet** : RIN SPIDER, IFROST & TOFU

✓ **Publications** : *Las. Phys. Lett.* (2018), *Opt. Lett.* (2020), *J. Eur. Opt. Soc.* (2024), *Opt. Express* (2024)

Il existe un réel besoin de la communauté scientifique en sources laser émettant des impulsions courtes de fortes énergies, accordables et/ou synchronisées et à hautes cadences, notamment pour accéder à des applications en imagerie et en spectroscopie non-linéaires (multi-photonique [137], SRS et CARS [138]), par exemple dans le domaine de la biophotonique, où ces caractéristiques permettent d'obtenir d'excellents rapports signaux-à-bruits et d'accéder à des molécules particulières. Dans ce contexte, l'utilisation de systèmes paramétriques massifs pour la conversion de fréquences par effets  $\chi^{(2)}$  (OPA, OPCPA - parfois commerciaux) est longtemps restée la solution la plus utilisée et permet, encore maintenant, d'atteindre les meilleures performances [139].

Le pompage avec des systèmes fibrés est toutefois aujourd'hui une alternative pertinente du fait de leurs avantages en termes de compacité, robustesse et maintenance, mais reste limité en longueurs d'ondes par les bandes d'émission des terres rares, comme représenté sur la Fig. 2.22. Parmi ces systèmes fibrés, les sources Yb atteignent aujourd'hui une certaine maturité, avec plusieurs centaines de  $\mu\text{J}$  disponibles à des taux de répétitions dépassant le MHz et des impulsions sub-500 fs, et sont communément utilisées pour de la conversion de fréquence  $\chi^{(2)}$ , de l'UV [140] à l'infrarouge moyen [141]. Ces solutions ne sont toutefois pas entièrement fibrées, la conversion de fréquence se faisant en espace libre dans des architectures plus ou moins complexes (cascades de cristaux pour la DFG et la SHG, cellules multi-passages, capillaires remplis de gaz). Pour obtenir des configurations reposant totalement sur des fibres optiques, il faut donc se tourner vers une conversion de fréquence par effets  $\chi^{(3)}$ , en utilisant par exemple l'élargissement spectral induit par auto-modulation de phase [142], l'auto-décalage Raman de solitons<sup>17</sup> [143] ou même l'auto-conversion entre modes d'une fibre multimode [144], avec des limites en puissance inhérentes aux processus non-linéaires. Il est aussi possible, en exploitant différents profils

<sup>17</sup> *Soliton self-frequency shift* (SSFS) : la partie du spectre large du soliton vers les grandes longueurs d'ondes subit du gain par effet Raman, conduisant à un décalage progressif de la longueur d'onde centrale du soliton, accordable à travers l'énergie et la non-linéarité.

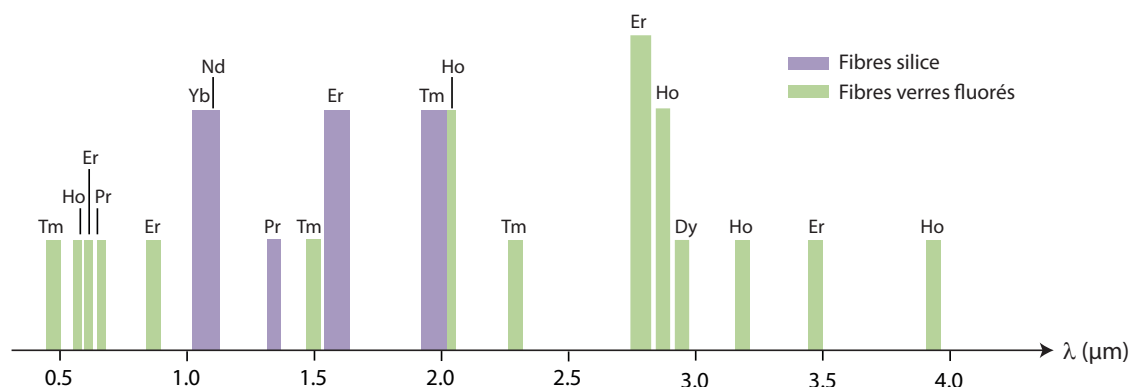


FIGURE 2.22 – Principales bandes d'émission des terres rares dans des fibres optiques en silice et en verres fluorés.

de dispersion dans les fibres optiques, de générer des supercontinua (SC) multi-octaves dans le proche et moyen IR [145], avec toutefois une densité spectrale de puissance (W/nm) relativement modeste et dans certains cas une stabilité<sup>18</sup> incompatible avec les applications mentionnées plus haut. L'autre possibilité consiste à utiliser le processus de mélange à quatre ondes dégénéré (DFWM) dans des fibres optiques avec des profils de dispersion adaptés pour générer des impulsions signal et complémentaire synchronisées temporellement et accordables sur plusieurs centaines de nanomètres, en particulier dans le cas d'un pompage dans le régime normal de dispersion [146, 147].

C'est à ce phénomène auquel nous nous sommes intéressés dans les différentes études qui seront synthétisées dans cette section, à travers le développement de plusieurs oscillateurs paramétriques optiques fibrés (FOPO) dont le principe, détaillé dans l'encadré p. 59, est d'exploiter le DFWM dans une fibre optique fortement non-linéaire au sein d'une cavité résonante pompée de manière synchrone. Dans les sections suivantes, nous présenterons ainsi dans un premier temps un FOPO développé dans le but de générer des impulsions à bas bruit dans la bande spectrale autour de 1.7  $\mu\text{m}$ , zone spectrale optimale en terme de pénétration dans les tissus de la peau, puis nous nous intéresserons à la montée en énergie dans ces FOPO à travers le pompage avec des impulsions à fortes dérives de fréquences, concept que nous avons démontré expérimentalement et qui a été au centre des thèses et post-doc de Rezki Bechecker (2018-2020) et Tristan Guezennec (2021-2024). Nous mettrons aussi en exergue dans cette deuxième partie les avantages et les inconvénients des FOPOs, notamment en comparaison des amplificateurs paramétriques fibrés (FOPA), en ce qui concerne leurs performances mais aussi leurs propriétés de bruit.

### 2.3.2.1 FOPO émettant à 1.7 $\mu\text{m}$

La génération d'impulsions courtes dans la fenêtre spectrale autour de 1700 nm a concentré un certain intérêt ces dernières années du fait d'un optimum à cette longueur d'onde de la profondeur de pénétration dans les tissus de la peau, ouvrant alors des possibilités pour l'imagerie ou la spectroscopie non-linéaire de milieux biologiques [137]. Dans le cas de ces applications en bio-photoniques, il est de plus nécessaire d'utiliser des sources à bas bruit pour obtenir des mesures de qualité, et il a été montré dans ce contexte que les amplificateurs paramétriques fibrés (FOPA) présentaient de moins bonnes performances de bruit que les oscillateurs paramétriques fibrés (FOPO) [148, 149]<sup>19</sup>. Des FOPO émettant autour de 1700 nm, i.e. pompé par des lasers à fibres dopées Er autour de 1550 nm, ont été développés avant notre étude [150], mais l'aspect bruit n'avait alors pas été étudié. Dans le cadre du post-doc de Rezki Bechecker, nous avons ainsi pour objectif de démontrer la pertinence de ces FOPO en termes d'efficacité énergétique et de propriétés de bruit. Nous avons alors monté un FOPO pompé par une source "maison" à bas bruit et basé sur une fibre à dispersion décalée, système dont nous allons donner quelques détails ici, avant de nous intéresser à la montée en énergie dans les systèmes paramétriques fibrés dans la partie suivante.

---

<sup>18</sup>. Il faut en effet différencier les SC générés dans le régime de dispersion anormale, fortement instables/incohérents, de ceux obtenus dans le régime entièrement normal (ANDi) qui présentent une bien meilleure stabilité.

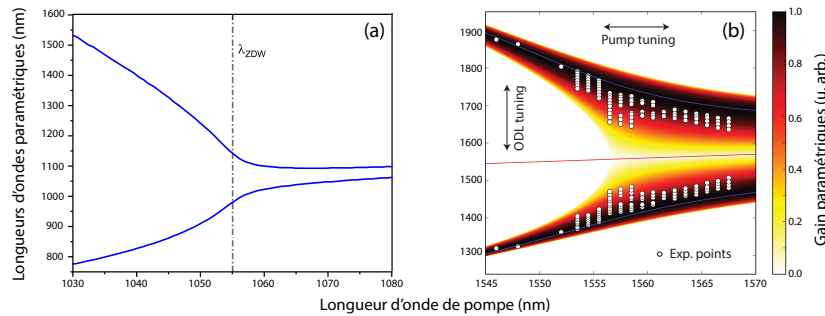
<sup>19</sup>. FOPA et FOPO ont chacun leur lot d'avantages et d'inconvénients, à mettre en perspective en fonction de l'application visée. L'architecture FOPA, même si elle nécessite une source *seed* extérieure, reste plus simple à implémenter en comparaison avec la cavité d'un FOPO et le réglage de la rétroaction appropriée. C'est en revanche la présence de cette *seed* qui dégrade les propriétés de bruit par rapport aux FOPO.

### FOPO : principe et accordabilité

Tous les FOPO étudiés dans ce manuscrit fonctionnent et sont accordés en longueur d'onde sur la base des mêmes mécanismes. Tout d'abord, à partir d'une impulsion à la fréquence de pompe  $\omega_p$ , deux impulsions signal et complémentaire sont générées aux fréquences  $\omega_s$  et  $\omega_c$  par mélange à quatre ondes dégénéré (DFWM) dans une fibre non-linéaire (*e.g.* un tronçon de PCF) avec  $2\omega_p = \omega_s + \omega_c$ . A partir du modèle des équations couplées [13], il est possible de montrer que le gain paramétrique de ce processus peut s'exprimer à partir du coefficient non-linéaire de la fibre  $\gamma$  et de la puissance crête  $P_0$  comme :

$$g = \sqrt{(\gamma P_0)^2 - \left(\frac{\kappa}{2}\right)^2} \quad (2.8)$$

où  $\kappa = \beta(\omega_s) + \beta(\omega_c) - 2\beta(\omega_p) + 2\gamma P_0 = \Delta\beta + 2\gamma P_0$  est le désaccord de phase et où  $\Delta\beta$  peut s'approximer comme  $\Delta\beta = \beta_2(\Delta\omega)^2 + \beta_4(\Delta\omega)^4/12$ , avec  $\Delta\omega = \omega_s - \omega_p$ . La courbe de gain aura donc une forme différente en fonction des signes des coefficients de dispersion de la fibre  $\beta_2$  et  $\beta_4$ . Dans notre cas, nous nous focaliserons sur un pompage en régime de dispersion normale, permettant de générer des bandes de gain éloignées de plusieurs centaines de nm de la pompe, comme illustré sur la Fig. 2.23(a) représentant le maximum de gain en fonction de la longueur d'onde de pompe pour une fibre présentant une longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_{ZDW}$  de 1055 nm. Il faut noter que plus  $\lambda_p$  est différente de  $\lambda_{ZDW}$ , plus une puissance de pompe importante est nécessaire pour amplifier efficacement, sachant que  $\kappa = 0$  pour  $\Delta\beta = -2\gamma P_0$ .



**FIGURE 2.23** – (a) Maximum de gain paramétrique en fonction de  $\lambda_p$  (fibre microstructurée Photonics Bragg, section FOPCPO), (b) Gain paramétrique et effet du filtrage dispersif (fibre NKT, section FOPO).

Afin d'obtenir un FOPO, la fibre est placée dans une cavité fibrée résonante (sur le signal ou l'idler) pompée de manière synchrone de manière à ce qu'après un tour de cavité, l'impulsion résonante soit synchronisée avec l'impulsion de pompe suivante. Cette synchronisation est assurée en adaptant la longueur de cavité au taux de répétition du laser de pompe, et en ajoutant une ligne à délai (ODL) ajustable pour le réglage fin (voir Figs. 2.24(b), 2.25(c) et 2.27(a)). Le FOPO peut alors être accordé de 2 façons, comme représenté ci-dessus : (i) en jouant sur la longueur d'onde de pompe, (ii) en utilisant le phénomène de filtrage dispersif. Le principe de ce dernier est le suivant [151] : lors de la propagation de l'impulsion résonante dans la cavité, celle-ci va subir de la dispersion chromatique qui va étirer temporellement ses composantes spectrales et par conséquent, en fonction du recouvrement temporel entre cette impulsion et la nouvelle impulsion de pompe, il est alors possible de modifier la condition d'accord de phase du processus paramétrique, et donc d'accorder le FOPO en longueur d'onde (points blancs sur la Fig. 2.23(b)).

Ce FOPO, représenté sur la Fig. 2.24(a) est pompé de façon synchrone et accordé par filtrage dispersif comme détaillé dans l'encadré p. 59. Le pompage a été réalisé avec un laser légèrement accordable entre 1546 et 1565 nm, conçu au laboratoire et fonctionnant en régime de soliton dissipatif. Ce système a été détaillé un peu plus haut dans ce manuscrit et délivre ici des impulsions de 35 ps (4 nm de largeur spectrale) avec une énergie de 13 nJ à 7.2 MHz<sup>20</sup>. Dans la cavité FOPO, le milieu non-linéaire est une fibre à dispersion décalée (DSF) fournie par des collègues du PhLAM (Lille) avec une longueur d'onde de dispersion nulle estimée autour de 1563 nm. La cavité est complétée par un long tronçon de fibre mono-mode, un circulateur fibré et une ligne à délai en espace libre pour la synchronisation et l'accordabilité des impulsions. Les longueurs d'ondes signal/idler accessibles avec cette configuration sont représentées sur le diagramme d'accord de phase de la Fig. 2.23(b), où les points blancs sont les mesures expérimentales obtenues en faisant varier la longueur d'onde de pompe (axe horizontal) et la ligne à délai ajustable (axe vertical).

Ce système nous a ainsi permis d'obtenir des impulsions idler d'une durée de 14 ps, largement accordables (une centaine de nm autour de 1700 nm) et avec une énergie maximale de 2 nJ à 1668 nm, ce qui représentait un record pour ce type de source (20% d'efficacité de conversion pompe à idler). Un spectre typique<sup>21</sup> dans ces conditions est illustré sur la Fig. 2.24(b). Ces efficacités de conversion importantes vers l'idler peuvent s'expliquer par l'assistance du gain Raman au processus paramétrique [152]. Pour compléter cette étude, et dans l'optique d'applications en biophotonique nécessitant des niveaux de bruit assez bas, nous avons réalisé des mesures de bruit d'intensité (RIN<sup>22</sup> - *relative intensity noise*) sur la pompe et sur les impulsions de sortie (idler). Celles-ci, représentées sur la Fig. 2.24(c), montrent que le FOPO permet de générer des impulsions idler à un RIN autour de -140 dBc/Hz, compatible avec les applications visées, sachant que notre laser de pompe "maison" présentait déjà un très bon RIN à -154 dBc/Hz. Dans cette étude, les impulsions des pompes étaient chirpées (environ 40 fois leur limite de Fourier) de façon à fournir un degré de liberté supplémentaire dans la sélection de longueur d'onde<sup>23</sup>, sachant qu'elles étaient plus longues que les impulsions idler résonantes. C'est justement cette idée d'utiliser le chirp des impulsions de pompe, non pas seulement pour contrôler les caractéristiques spectrales de l'oscillateur paramétrique mais surtout pour permettre une montée en énergie conséquente, que nous avons ensuite choisi d'explorer et qui est détaillée dans la partie suivante.

### 2.3.2.2 Montée en énergie dans les FOPO : le concept du FOPCPO

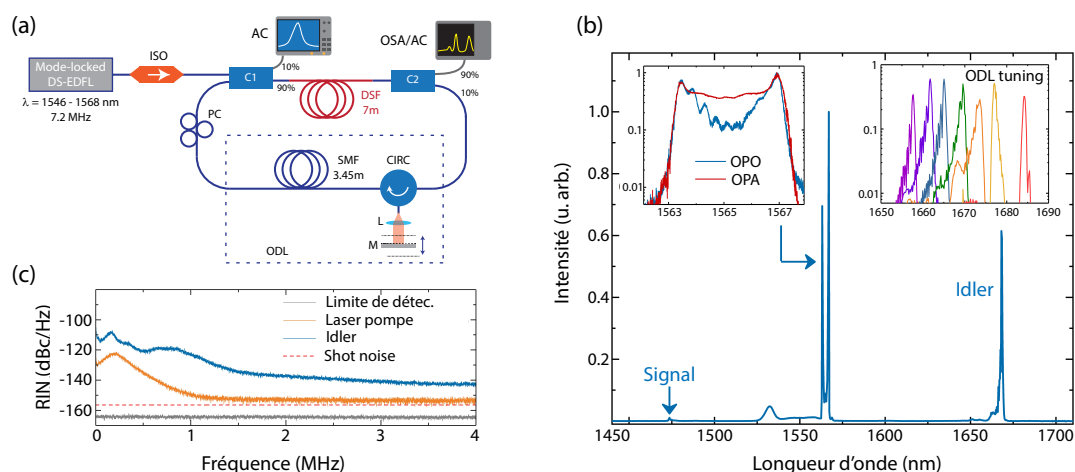
Les FOPO/FOPA, bien qu'ils ne puissent pas rivaliser avec les sources paramétriques à solides en termes d'énergie, se démarquent toutefois par leur grande flexibilité et la robustesse liée à la technologie fibre, comme nous l'avons vu précédemment. Afin précisément de monter en énergie dans ces systèmes à fibre basés sur le mélange à quatre ondes, la principale stratégie a été d'utiliser le concept d'oscillateur paramétrique optique fibré à dérive de fréquence (FOPCPA [153]) qui consiste, comme son nom l'indique, à pomper le milieu amplificateur avec des impulsions fortement chirpées afin de ne pas saturer le processus paramétrique de conversion de fréquence. Ce concept a ainsi été exploité dans de nombreuses configurations, à partir de différentes fibres optiques (PCF, DSF, bandes interdites photoniques, fortement biréfringente) et avec différents mécanismes d'accord de phase [154, 155, 156]. La "barrière" du  $\mu\text{J}$

20. Il ne s'agit des performances optimales du laser, mais bien de celles permettant d'extraire un maximum d'énergie du FOPO.

21. Le faible pic à 1530 nm dans cette figure correspond à l'émission spontanée amplifiée de l'erbium.

22. Le RIN est donné par la mesure des puissances électriques délivrées par le système de détection (photodiode + pré-amplificateur) et se calcule à partir de la relation suivante :  $\text{RIN} = \langle \Delta P^2 \rangle / P^2$  où  $P$  est la puissance optique moyenne, et  $\Delta P$  la fluctuation de puissance dans une bande spectrale donnée, d'une largeur de 1 Hz.

23. Pour rappel, seules les composantes spectrales se recouvrant temporellement sont amplifiées.

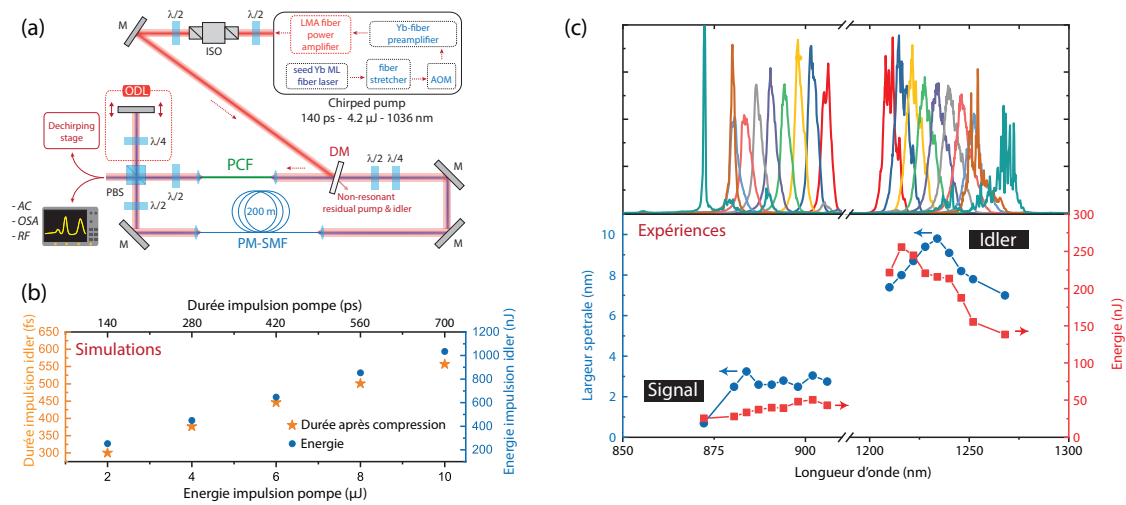


**FIGURE 2.24** – (a) FOPPO pour l'émission à 1700 nm. ODL : ligne à délai. (b) Spectre obtenu avec le maximum d'énergie ( $\sim 2$  nJ) dans l'idler à 1668 nm, pour une pompe à 1566 nm. Une accordabilité à  $-3$  dB de  $\sim 30$  nm est observée (*inset*). (c) Mesures de RIN : comparaison entre l'idler et la pompe. Issu de [46].

a notamment été dépassée récemment, par les collègues du CEA et du PhLAM, en utilisant ce principe [157, 158]. Dans ce contexte, le pompage dans le régime de dispersion normale est particulièrement intéressant comme nous l'avons déjà souligné plus haut, car il permet la génération d'impulsions idler/signal séparées de plusieurs centaines de nm [159, 160, 161, 162] et donnant ainsi l'accès à de nombreux niveaux de vibrations moléculaires<sup>24</sup>, rendant ces sources pertinentes pour des applications en SRS par exemple [163]. Dans le cadre du travail de Rezki Becheker et de différents projets (RIN SPIDER et TOFU), nous nous sommes alors penchés sur l'extension de ce concept aux oscillateurs, qui présentent tout d'abord l'avantage de ne pas nécessiter de source *seed* et donc une bien meilleure accordabilité que les amplificateurs. Le principe d'un oscillateur paramétrique optique fibré à dérive de fréquence (FOPCPO) a en fait été introduit initialement dans une étude numérique du groupe de C. Fallnich en Allemagne, où il était démontré que le chirp des impulsions de pompe était un paramètre supplémentaire permettant de contrôler la largeur spectrale des impulsions paramétriques en sortie de cavité [164]. Afin de démontrer expérimentalement ce nouveau concept de FOPCPO et de valider son potentiel pour la montée en énergie, nous avons ainsi mis en place le système représenté sur la Fig. 2.25(a) où la fibre non-linéaire est pompée en régime de dispersion normale par des impulsions à forte dérive de fréquence.

Notre source d'impulsions à dérive de fréquence est un système CPA développé au laboratoire et basé sur un laser à fibre dopée Yb à blocage de mode (par SESAM) délivrant des impulsions centrées à 1036 nm à 18 MHz. Les impulsions sont ensuite étirées temporellement et le taux de répétition abaissé à 938 kHz avec un modulateur acousto-optique afin de pouvoir monter en énergie dans l'étage de pré-amplification (deux amplificateurs Yb pompés cœur) puis d'amplification (fibre microstructurée à large aire modale pompée gaine). Cette configuration nous permet d'obtenir des impulsions chirpées linéairement de 140 ps avec une énergie de 4.2  $\mu$ J et une largeur spectrale de 7 nm. Dans la cavité FOPCPO, les impulsions sont injectées dans un tronçon de 11 cm de longueur de fibre PCF commerciale (NKT) possédant un zéro de dispersion à 1040 nm et la ligne à délai est constituée de 200 m de fibre à maintien de polarisation permettant de faire résonner la cavité sur l'onde signal. Hormis la présence d'impulsions fortement chirpées,

<sup>24</sup>. Jusqu'à 4000  $\text{cm}^{-1}$  en pompant autour de 1  $\mu\text{m}$ .



**FIGURE 2.25** – (a) Schéma du FOPCPO. (b) Simulations numériques : évolution de l'énergie et de la durée d'impulsion (après compression) idler en fonction de la durée (*i.e.* du chirp) des impulsions de pompe. (c) Résultats expérimentaux : accordabilités signal et idler (haut) et énergies et largeurs spectrales correspondantes (bas). Issu de [165].

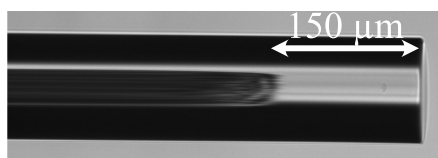
le mode de fonctionnement et d'accordabilité est le même que celui décrit plus haut. Dans un premier temps, nous avons effectué des simulations numériques (Fiberdesk) afin d'anticiper le comportement du système concernant la montée en énergie et les conclusions furent multiples : (i) le chirp positif des impulsions de pompe est transféré aux impulsions paramétriques avec le même signe, et ce chirp peut ensuite être complètement compensé avec un compresseur *ad-hoc* mais surtout (ii) on observe une augmentation linéaire de l'énergie de l'idler lorsque l'on augmente linéairement la durée et l'énergie des impulsions de pompe, comme illustré sur la Fig. 2.25(b). Ce dernier résultat est particulièrement marquant puisque l'on peut potentiellement atteindre le niveau μJ en pompant avec des impulsions chirpées de 700 ps et 10 μJ. A noter que la durée des impulsions augmente elle aussi, passant de 300 à 550 fs.

Les résultats expérimentaux obtenus se sont eux aussi montrés extrêmement prometteurs et ont confirmé l'exploration numérique. En effet, en couplant 2 μJ d'énergie de pompe dans la PCF tout en optimisant le taux de rétroaction de la cavité (*feedback*), notre système a été en capacité de générer des impulsions idler avec 250 nJ d'énergie, et signal avec 60 nJ d'énergie, pour une puissance totale extraite du FOPCPO de 1 W environ (235 mW idler et 55 mW signal, correspondant à une déplétion de la pompe de 30%). De plus, l'impulsion idler a pu être comprimées à ~570 fs (30% de plus que la limite de Fourier) avec une paire de réseau en réflexion, à un niveau d'énergie de 100 nJ<sup>25</sup>. Les impulsions signal et idler sont de plus accordables par filtrage dispersif sur de larges gammes (à -3dB) : entre 870 et 905 nm (35 nm) pour le signal et entre 1210 et 1270 (60 nm) pour l'idler, comme synthétisé sur la Fig. 2.25(c) avec les niveaux d'énergie correspondants. Ces performances, même si améliorables en optimisant par exemple la fibre de gain, ont ainsi démontré le potentiel de ce nouveau concept de FOPCPO pour la montée en énergie.

Suite à cette première démonstration expérimentale de FOPCPO, nous avons voulu continuer sur cette lancée, et avons monté un projet de thèse CIFRE avec Photonics Bretagne<sup>26</sup> et recruté Tristan Guezennec, qui a démarré son doctorat fin 2021. Tristan, principalement basé en Bretagne mais qui est venu effectuer

<sup>25</sup>. Au-delà de cette valeur, la qualité de la compression était un peu moins bonne.

<sup>26</sup>. En la personne d'Adil Haboucha, ancien membre de notre équipe au CORIA, avec qui nous avons maintenu le contact.



**FIGURE 2.26** – Fibre microstructurée SUP5-125 de Photonics Bretagne fonctionnalisée (effondrement des trous d’air).

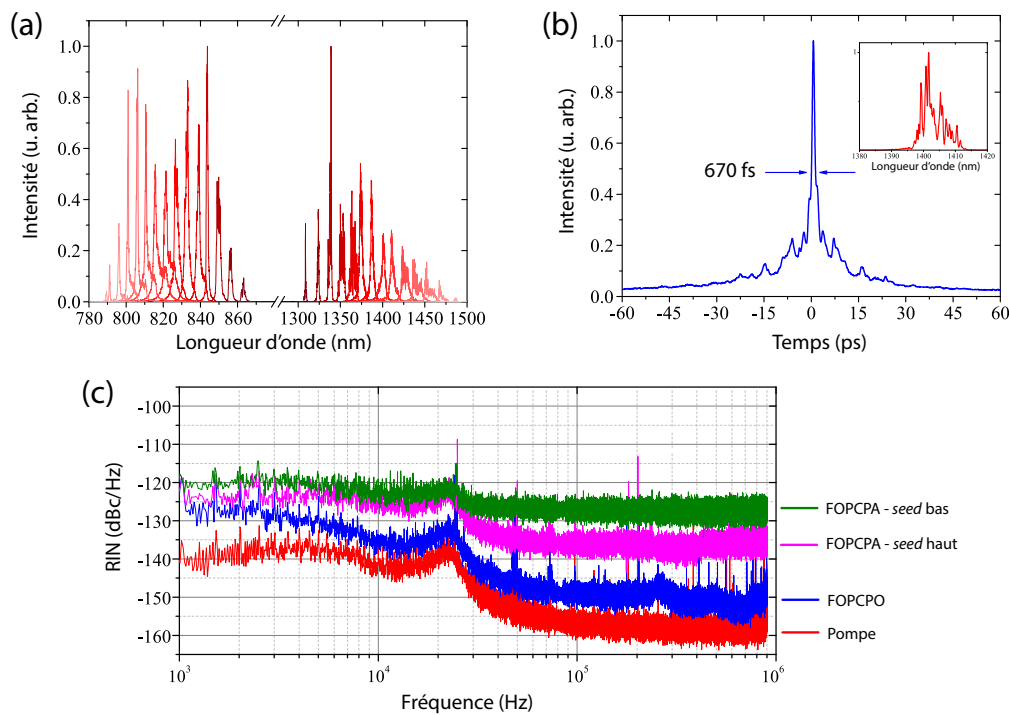
plusieurs séjours en Normandie<sup>27</sup>, a ainsi repris cette thématique avec pour objectif d’aller plus loin dans la montée en énergie, avec toujours une approche numérique en parallèle des expériences, mais aussi d’identifier les paramètres pilotant les dynamiques ainsi que les niveaux de bruit des impulsions en sortie de FOPCPO. Dans un premier temps, désireux d’essayer de suivre la courbe de la Fig. 2.25(b), nous avons tenté, à partir d’un laser commercial émettant des impulsions étirées de 800 ps (AFS, 1032 nm / 1 MHz / 15 W) dont l’équipe venait de se doter, de dépasser le  $\mu\text{J}$  pour les impulsions idler. Pour cela, la première étape a été de remplacer la fibre utilisée précédemment par une fibre fournie par Photonics Bretagne<sup>28</sup> et fonctionnalisée. Cette fonctionnalisation consiste à effondrer les trous d’air (voir Fig. 2.26) sur une centaine de  $\mu\text{m}$  de longueur de fibre en entrée et en sortie, afin que la tenue au flux soit meilleure. Les performances de la fibre se sont montrées très satisfaisantes, celle-ci pouvant soutenir plusieurs dizaines de kW crête pendant des temps relativement longs. Nous avons alors pu construire au CORIA un FOPCPO fonctionnel autour de cette fibre, et atteindre une énergie record de 1.4  $\mu\text{J}$  (idler) pour une énergie de pompe de 14  $\mu\text{J}$ , avec une accordabilité similaire au cas rapporté plus haut. Ce résultat aurait pu faire date, toutefois aucun des régimes obtenus ne permettait une compression efficaces de ces impulsions, preuve que des instabilités se manifestent à haute énergie<sup>29</sup>. Cette étude [166], en plus de valider la robustesse apportée par la fonctionnalisation de la fibre de Photonics Bretagne, a toutefois permis d’identifier plusieurs régime très différents (énergie, stabilité) en fonction du taux de rétroaction de la cavité FOPCPO, et a ainsi motivé l’étude qui va suivre.

La suite de la thèse de Tristan s’est alors focalisée sur l’utilisation d’énergies de pompe un peu plus modestes mais avec les objectifs suivants : (i) démontrer une montée en énergie par rapport aux résultats de 2020, avec la fibre fonctionnalisée et avec des impulsions compressibles proche de leur limite de Fourier, et (ii) mieux comprendre les différents régimes dynamiques dans ces FOPCPO, avec toujours en tête l’idée de les utiliser pour des applications en bio-photonique pour lesquelles de très bas niveaux de bruit sont nécessaires. Un FOPCPO a ainsi été développé à Photonics Bretagne sur le modèle des précédents et accompagné de différents outils de diagnostic. Ici, un laser CPA "fait maison" délivrant des impulsions de 500 ps à  $\sim 1$  MHz avec une puissance moyenne de 10 W a été utilisé pour pomper 8 cm de la fibre fonctionnalisée en entrée et en sortie. Les performances de cette configuration se sont alors révélées très satisfaisantes avec des impulsions idler de 510 nJ et signal de 300 nJ, pour une énergie de pompe de 6  $\mu\text{J}$  ( $\sim 4.5$   $\mu\text{J}$  injectés), une accordabilité importante (75 nm pour le signal et 165 nm pour l’idler, voir Fig. 2.27(a)) et des impulsions idler comprimées à leur limite de Fourier à environ 440 fs, comme représenté sur la trace d’auto-corrélation de la Fig. 2.27(b). La montée en énergie étant démontrée, nous nous sommes focalisés sur les propriétés de bruit de cette source à travers deux outils : la mesure de RIN et les mesures spectrales tir-à-tir par DFT. Ce travail a tout d’abord permis de conclure sur l’influence du taux de rétroaction de

<sup>27</sup>. Preuve, s’il en faut, qu’un partenariat inter-régional est possible.

<sup>28</sup>. Fibre microstructurée air-silice SUP-5-125, avec un coefficient non-liénaire de  $15 \text{ W}^{-1} \text{ W}^{-1}$ , un diamètre de mode de 5  $\mu\text{m}$  et un zéro de dispersion à 1055 nm, et sa courbe d’accord de phase est représentée sur la Fig. 2.23(a).

<sup>29</sup>. Régimes que nous avons ensuite identifié comme venant d’un taux de rétroaction peu adapté, et à un seuil de démarrage trop élevé.



**FIGURE 2.27** – Caractéristiques du FOPCPO réalisé à Photonics Bretagne avec la fibre fonctionnalisée (a) Accordabilité signal/idler. (b) Trace d'auto-corrélation et spectre correspondant. (c) Mesure de RIN et comparaison FOPCPO/-FOPCPA.

la cavité mentionnée dans l'étude précédente, en comparant des mesures RIN avec des taux élevés et faibles. Il existe en effet un taux optimal ( $70 \mu\text{W}$  ré-injecté ici) pour lequel le RIN en sortie de FOPCPO est minimisé autour  $-150 \text{ dBc/Hz}$  aux hautes fréquences (courbe bleue sur la Fig. 2.27(c)). On observe aussi, comme dans d'autres systèmes fibrés [167], que le bruit de la pompe (courbe rouge) est directement transféré aux impulsions paramétriques. Comme mentionné plus haut, il a déjà été démontré que les FOPO avaient de meilleures performances de bruit que les FOPA [148, 149], et nous avons donc voulu vérifier cette caractéristique dans notre cas avec un pompage à forte dérive de fréquence. Un FOPCPA avec une *seed* signal à  $810 \text{ nm}$  a ainsi monté et caractérisé dans les mêmes conditions que l'oscillateur, et nous avons montré pour différentes puissances de *seed* (Fig. 2.27(c)) que ce FOPCPA avait toujours un bruit supérieur à celui du FOPCPO. Ces mesures de RIN ont de plus été renforcées par des mesures DFT<sup>30</sup>, qui ont elles aussi montré que la stabilité impulsion à impulsion était meilleure dans le cas FOPCPO, notamment en utilisant une mesure du rapport signal à bruit par la technique décrite dans la réf. [168]. Ces deux études répondent donc aux questions que nous nous étions posés initialement en confirmant la pertinence d'utiliser des FOPCPO dans des applications nécessitant de bas niveaux de bruits.

### 2.3.2.3 Perspectives et applications des FOPCPO

Les perspectives offertes à ces travaux qui nous ont beaucoup stimulés<sup>31</sup> ces dernières années sont multiples et nous souhaitons ainsi, dans un avenir proche, ouvrir quelques grands "chantiers" afin d'une

<sup>30</sup>. Ces mesures ne sont pas montrées ici, la finalisation de ces travaux étant en cours au moment de la rédaction de ce manuscrit.

<sup>31</sup>. Stimulation bien aidée par le travail toujours très enthousiaste de notre doctorant CIFRE Tristan Guezennec.

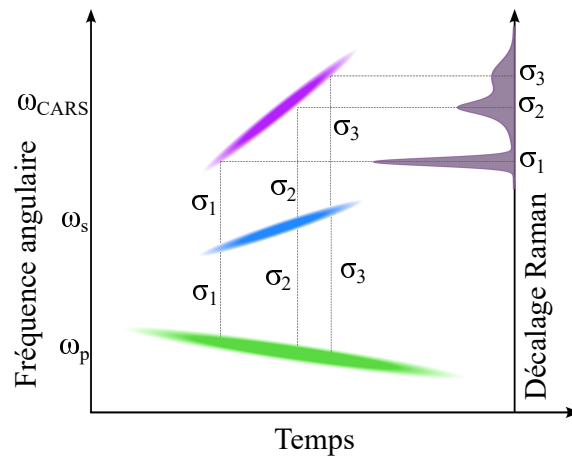
part d'amener ce concept de FOPCPO à maturité et donc de trouver des applications dans le monde "réel", et de l'autre de pousser certains développements plus fondamentaux qui ont piqué notre curiosité.

**Intégration** : en premier lieu, et dans le cadre de notre collaboration avec Photonics Bretagne, il s'agira de monter en TRL et de réussir à proposer un FOPCPO monolithique robuste potentiellement utilisable hors du laboratoire. Il y a toutefois quelques verrous à contourner afin de parvenir à la réalisation d'un tel système tout fibré, le principal étant la tenue à la forte énergie. Sur ce point, même si des démonstrations en configuration amplificateurs ont été réalisées [158], il sera nécessaire de continuer le développement de composants résistants aux fortes puissances moyennes (typiquement des multiplexeurs en longueur d'onde pour injecter pompe et signal/idler dans la cavité résonante) mais aussi de composants permettant l'adaptation du diamètre de mode, entre fibres à larges aires modales et fibres non-linéaires par exemple. L'autre point critique sera la compression des impulsions qui, si l'on veut conserver l'architecture monolithique, devra se faire dans des fibres *ad-hoc* telles que des fibres à bandes interdites photoniques à cœurs creux. Ces défis seront certainement le point de départ de nos prochaines collaborations avec Photonics Bretagne.

**Vers d'autres longueurs d'ondes** : des perspectives naturelles à ces travaux sont d'exploiter d'autres fibres non-linéaires afin d'améliorer le rendement du processus paramétrique<sup>32</sup>, mais aussi d'adapter la courbe d'accord de phase (notamment en décalant la longueur d'onde de dispersion nulle, ZDW) afin d'atteindre de nouvelles longueurs d'ondes. Il serait par exemple ainsi aisé, en modifiant légèrement la ZDW, de générer un signal à 920 nm, longueur d'intérêt dans un certain nombre d'applications, notamment en bio-photonique pour de l'excitation multiphotonique. Des impulsions courtes avec des longueurs d'ondes d'émission autour de 1300 nm et 1700 nm, également d'intérêt du fait de leur bonne pénétration dans les tissus biologiques, seraient aussi accessibles en jouant sur le chirp de la pompe et la résonance de la cavité sur le signal ou l'idler (voir paragraphe suivant). Au-delà des fibres microstructurées, d'autres géométries pourraient être exploitées, telles que des fibres étirées (*taper*) pour modifier la ZDW tout au long de la propagation et ainsi générer des spectres plus larges [170] ou encore des fibres à saut d'indice à maintien de polarisation où l'accord de phase est réalisé à travers la biréfringence [162], ce type de fibres permettant d'utiliser de plus grandes aires modales sans changer la ZDW.

**Un jeu de chirp** : le degré de liberté supplémentaire offert par le FOPCPO est le contrôle de la dérive en fréquence et de la largeur spectrale des impulsions signal/idler générées, comme identifié dans l'étude numérique initiale ayant introduit le concept de FOPCPO [164], puis observé expérimentalement dans ces travaux. Selon que la cavité du FOPCPO soit résonante sur le signal ou bien l'idler, et que le chirp de la pompe soit positif ou bien négatif, il est en effet possible de contrôler les largeurs spectrales des ondes idler et signal et leurs chirps respectifs. Dans notre cas, nous n'avons étudié que la configuration résonante sur le signal avec une pompe chirpée positivement mais d'autres configurations, potentiellement très riches, pourraient maintenant être explorées. Nous pourrions alors imaginer un oscillateur générant deux des trois impulsions avec un chirp opposé, ce qui conduirait à une variation dans le temps de la différence de fréquence entre les deux impulsions associées, permettant alors par exemple de balayer de manière continue et *single-shot* les niveaux d'énergie Raman de différentes espèces chimiques, domaine d'application dans lequel les sources fibrées deviennent des candidates pertinentes [171]. Ce concept de spectroscopie Raman monocoup est illustré sur la Fig. 2.28 ci-dessus.

<sup>32</sup>. Le rendement peut être optimisé en faisant fuir l'une des deux ondes générées afin d'éviter toute reconversion vers la pompe, ou en créant de fortes pertes par atténuation dans la silice en générant un idler dans le MIR [169].



**FIGURE 2.28** – Schéma de principe d'une potentielle utilisation d'impulsions à chirps opposés issues d'un FOPCPO : CARS monocoup par dérivées de fréquences opposées. *Crédits : Tristan Guezennec.*

### 2.3.3 Sources moyen infrarouge

Depuis 2017/2018, les activités "sources" de notre équipe ont commencé à se décaler du proche infrarouge vers le moyen infrarouge (MIR). L'exploration de cette gamme de longueur d'onde est en effet un sujet qui a réellement explosé ces dernières années du fait de la maturité des semi-conducteurs mais aussi des technologies basées sur les verres fluorés (aussi bien en géométrie cristalline que fibrée) et de l'immense champ d'application des sources lumineuses continues et impulsionnelles dans ce domaine spectral ( $\sim 2\text{-}15\ \mu\text{m}$ ), connu sous le nom de région d'empreinte moléculaire du fait de la présence des signatures vibrationnelles de nombreuses molécules d'intérêt. En particulier, les domaines de la spectroscopie moléculaire et de l'imagerie sont demandeurs en sources MIR pour lesquelles des solutions commerciales n'existent pas forcément du fait de certains besoins spécifiques : longueurs d'onde "exotiques", compacité, puissance crête élevée, haute cadence ou encore spectre large. Bien que les avancées remarquables dans le domaine des semi-conducteurs avec les lasers à cascades quantiques (QCL) - sur lesquelles nous reviendrons - permettent de répondre à certains de ces besoins, de nombreuses possibilités dans le MIR sont encore ouvertes aux plateformes massives (cristaux) et fibrées, que nous allons aborder dans cette section. Nos activités MIR se sont progressivement construites autour de collaborations fortes, principalement avec les collègues normands du CIMAP (Patrice Camy et Pavel Loïko) pour la partie émission directe mais aussi avec XLIM (Sébastien Février) et Thales (Arnaud Grisard) pour la partie conversion de fréquence, sans oublier Le Verre Fluoré pour toute la partie fibre. Cette section sera toutefois moins détaillée que les précédentes, la thématique MIR de l'équipe étant majoritairement pilotée par mon coéquipier Ammar Hideur, mais synthétisera nos contributions à ce domaine extrêmement dynamique dernièrement. Ces contributions s'inscrivent à trois niveaux, qui constituent les trois parties suivantes : premièrement et deuxièmement, le développement de lasers impulsionnels basés sur des cristaux en verres fluorés dopés thulium puis sur des fibres en verres fluorés. C'est principalement sur cette dernière thématique que se focalise le travail de Pierre-Henry Hanzard, ayant rejoint notre équipe fin 2022 en tant que Maître de Conférences, ainsi que la thèse de Saad Hatim, débutée en 2023. Enfin, la troisième partie concerne la génération d'effets non-linéaires (DFG, supercontinuum) dans des guides d'ondes pompés par les lasers à fibres en verres fluorés et synthétise les résultats du projet ANR BISCOT.

### 2.3.3.1 Lasers à bases de cristaux en verres fluorés

✓ **Encadrement** : A. Tyazhev (post-doc), M. Paris (thèse encadrée par A. Hideur)

✓ **Projet** : Labex FAST-MIR, CPER IMUST, RIN NOVAMAT, ANR SPLENDID2

✓ **Publications** : *Laser Physics Letters* (2018), *Laser Physics Letters* (2020), *Optics Letters* (2020)

La réalisation de lasers basés sur des cristaux n'est pas le cœur de métier de notre équipe au CORIA mais s'est néanmoins discrètement invitée dans nos expériences du fait de la proximité avec nos voisins régionaux du CIMAP à Caen, avec qui nous entretenons des liens étroits et avons montés de nombreux projets sur la thématique du MIR (voir [plus haut](#)). Le CIMAP a en effet une expertise reconnue dans la croissance et la caractérisation de cristaux laser mais aussi dans la compréhension de la spectroscopie et des complexes mécanismes de transfert d'énergie entre ions dans une multitude de matrices hôtes, notamment les fluorures et les oxydes. Notre approche a ainsi consisté à nous appuyer sur ces compétences pour tenter de réaliser au CORIA des laser MIR émettant des impulsions courtes à différentes longueurs d'ondes en jouant sur plusieurs leviers, que nous détaillerons par la suite : type de pompe (laser à solide ou diode), mécanisme de pompage (direct ou *upconversion*) ou encore nature de l'absorption saturable pour l'obtention du blocage de modes. Nous nous sommes ainsi focalisés sur l'utilisation de l'ion Thulium (Tm) pour une émission autour de 2  $\mu\text{m}$  qui attire de nombreuses applications, en particulier dans le domaine de la chirurgie<sup>33</sup> et des capteurs [172]. Nous ne ferons pas ici de *review* des différentes technologies utilisées dans cette gamme de longueur d'onde<sup>34</sup>, ni de la spectroscopie des différentes terres rares disponibles tant la bibliographie est vaste<sup>35</sup> mais, afin de bien appréhender les travaux présentés dans la suite, il est néanmoins nécessaire de s'arrêter un instant sur les mécanismes de transferts entre les niveaux d'énergie de l'ion Tm, présentés sur la Fig. 2.29 et qui seront utilisés dans la suite.

Le Tm<sup>3+</sup> est tout d'abord connu pour sa transition très efficace à 1.9 - 2  $\mu\text{m}$  entre les niveaux  $^3\text{F}_4$  et  $^3\text{H}_6$  qui a été exploitée dans de nombreuses configurations (cristaux, fibres, thin disks), avec généralement un pompage direct autour de 0.8  $\mu\text{m}$  à l'aide de lasers Ti :Sa ou de diodes lasers AlGaAs de puissance. Cette transition se révèle extrêmement efficace du fait du fort peuplement du niveau  $^3\text{F}_4$  par un processus de relaxation croisée (CR) entre ions voisins, permettant de placer deux ions dans l'état émetteur  $^3\text{F}_4$  pour un photon de pompe absorbé et donc aux lasers émettant sur la transition  $^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$  d'avoir des rendements dépassant la limite de Stokes, ainsi qu'une charge thermique réduite. C'est à cette émission que nous nous sommes tout d'abord intéressé à travers le post-doc d'Aleksey Tyazhev et la thèse de Marlène Paris (projet FASTMIR), dont sont issus les quelques résultats présentés dans la suite de cette section.

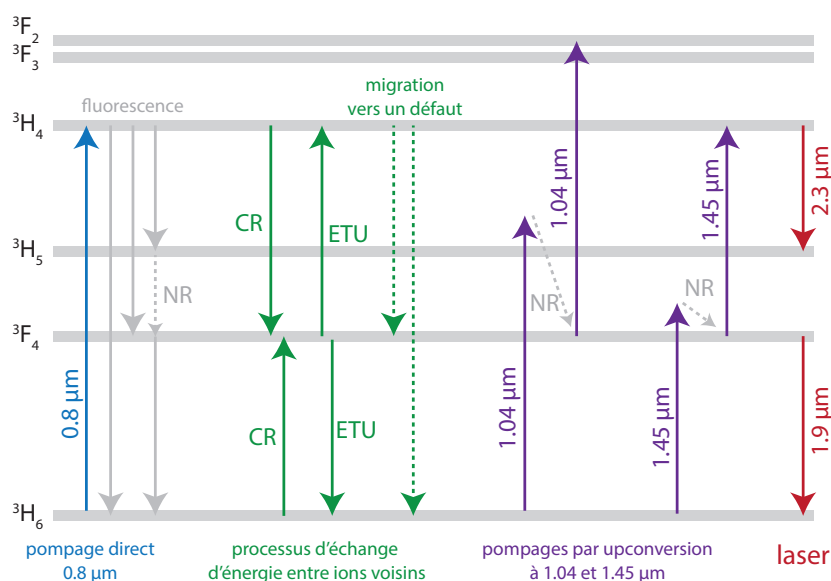
L'ion Tm<sup>3+</sup> permet aussi une émission à 2.3  $\mu\text{m}$  correspondant à la transition  $^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{H}_5$ , qui se révèle être particulièrement intéressante car hors des bandes d'absorption de l'eau et permettant alors la détection de différents composés<sup>36</sup> ou des applications en LIDAR (bande K). Cette transition se révèle toutefois *a priori* très peu efficace par rapport à celle à 1.9  $\mu\text{m}$  du fait de la relaxation croisée évoquée ci-dessus et

33. Les lasers à 2  $\mu\text{m}$ , continus et impulsions, sont par exemple aujourd'hui communément utilisés pour la lithotripsie (élimination des calculs rénaux), la chirurgie de la prostate, ou la coagulation de vaisseaux sanguins, parmi d'autres, notamment du fait de la forte absorption de l'eau à cette longueur d'onde.

34. Au-delà des lasers Tm, il est possible d'utiliser des lasers à cascades quantiques, des lasers Raman, ou bien des processus non-linéaires (DFG, OPO).

35. tout comme ma méconnaissance de ce sujet, pour lequel je me tourne volontiers vers mes ex-collègues caennais...

36. Méthane, monoxyde de carbone, formaldéhyde, glucose...



**FIGURE 2.29** – Schéma simplifié des niveaux d'énergie de l'ion  $Tm^{3+}$  représentant les différents mécanismes de transfert d'énergie entre ions voisins ainsi que les différentes méthodes de pompage pour des émissions laser à 1.9  $\mu m$  et 2.3  $\mu m$ . NR : relaxation non-radiative, CR : relaxation croisée, ETU : transfert d'énergie par upconversion.

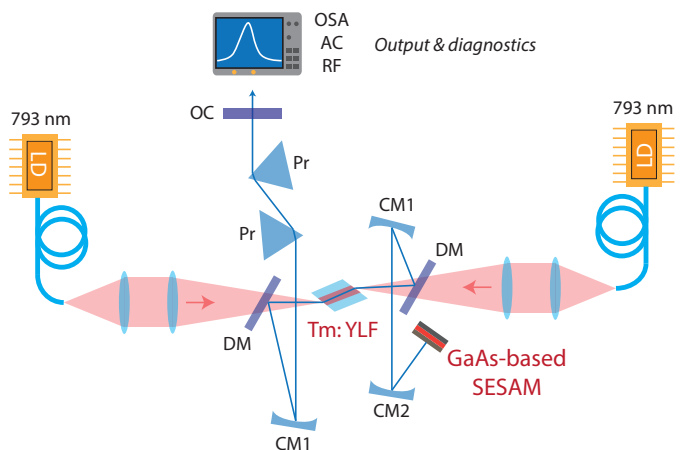
des relaxations multiphonons, dépeuplant le niveau  ${}^3H_4$ . Par conséquent, même si quelques résultats ont été obtenus dans les années 90, cette transition a été peu étudiée. À partir de 2016, les collègues du CIMAP ont toutefois pressenti le potentiel d'explorer davantage les mécanismes mis en jeu dans cette transition et ont consacré de nombreuses études à ce sujet en mettant en exergue les réelles possibilités offertes par celle-ci. Dans le cas de cristaux assez fortement dopés, le niveau  ${}^3H_4$  peut en effet être repeuplé rapidement par le mécanisme de transfert d'énergie par *upconversion*<sup>37</sup> (ETU), représenté sur la Fig. 2.29, ce qui augmente remarquablement le rendement de la transition à 2.3  $\mu m$ , comme démontré<sup>38</sup> en 2019 en continu dans des cristaux de fluorure par les collègues caennais [174, 175]. En pompant à 0.8  $\mu m$ , le niveau  ${}^3F_4$  métastable se trouve toutefois peuplé par la CR et l'émission laser à 2.3  $\mu m$ , le niveau  ${}^3H_5$  se vidant rapidement dans le  ${}^3F_4$  : cela favorise l'ETU et la transition à 2.3  $\mu m$  mais aussi celle à 1.9  $\mu m$ , entraînant donc une compétition entre les deux. Afin de contourner cette limitation, l'idée est d'utiliser un schéma de pompage dit par *upconversion* où le remplissage du niveau  ${}^3H_4$  est obtenu par un processus d'absorption depuis les états excités, initié par une faible absorption de l'état fondamental à une longueur d'onde de pompe de 1  $\mu m$  ou 1.45  $\mu m$  (voir Fig. 2.29) puis relayé par le processus de CR qui remplit le niveau  ${}^3F_4$ , qui est enfin pompé de manière résonante. Ce processus "d'avalanche" de photons a été démontré en 2019 [176, 177], et s'est montré particulièrement efficace dans les cristaux comme dans les fibres ZBLAN et a ainsi conduit à de nombreux résultats en régime continu comme impulsionnel. C'est à ce dernier que nous nous intéresserons évidemment à la fin de cette section.

<sup>37</sup>. Deux ions Tm proches physiquement et sur un état excité interagissent : l'un se désexcite et redescend sur le niveau fondamental alors que l'autre monte sur un niveau plus élevé.

<sup>38</sup>. Nous ne citerons pas ici les nombreux papiers des collègues du CIMAP, dans différentes matrices hôtes, mais une bonne vue d'ensemble de la thématique "2.3  $\mu m$ " jusqu'en 2021 peut être lue dans la thèse de Lauren Guillemot [173].

### Émission d'impulsions autour de 2 $\mu\text{m}$

Concernant la transition  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ , notre contribution a été d'explorer les possibilités de verrouillage de mode passif par absorbant saturable (SESAM) dans des lasers basés sur des cristaux de fluorures ( $\text{LiYF}_4$  ici, du fait de sa haute conductivité thermique et des longs temps de vie de ses niveaux excités) dopés Tm ou bien co-dopés Tm et Ho, cristaux dans lesquels assez peu de résultats ont été obtenus. Des blocages de modes y ont néanmoins été obtenu en utilisant différents types d'absorbants saturables (nanotubes de carbone, graphène, GaSb ou GaAs, ...) avec un pompage Ti :Sa ou diode. Nos premiers travaux, réalisés par Aleksey Tyazhev, ont consisté à démontrer la possibilité d'obtenir un verrouillage de modes stable à partir d'un SESAM et d'un pompage diode (793 nm) en montant la cavité en Z représentée sur la Fig. 2.30(a). Dans cette cavité, construite autour d'un cristal d'YLF (dopé à 4% at. en  $\text{Tm}^{3+}$ ) dans lequel une dizaine de watts de pompe sont focalisés, le verrouillage de modes est assuré et stabilisé d'un côté par le SESAM<sup>39</sup> au niveau duquel se situe son *waist* et de l'autre par la présence d'une paire de prismes introduisant une dispersion importante.



**FIGURE 2.30** – Schéma de la cavité émettant à 1.9  $\mu\text{m}$ . Pr : prisme en  $\text{CaF}_2$ , CM/DM : miroirs concaves/ dichroïques, OC : *wedge* en silice. Issu de [178].

Malgré les instabilités liées à la présence d'eau dans l'atmosphère à laquelle la transition à 1.9  $\mu\text{m}$  est très sensible, nous avons obtenu un régime de verrouillage de modes stable sur la durée, avec des impulsions de 31 ps (Fig. 2.30(b)) à un taux de répétition de 94 MHz et une puissance moyenne d'une centaine de mW, validant en quelques sortes le potentiel de ces cristaux pour la génération d'impulsions. Tous les résultats concernant cette expérience sont décrits dans la Réf. [178].

Toujours sur cette transition, et dans le cadre de la thèse de Marlène Paris, nous avons aussi exploré le co-dopage d'un cristal de  $\text{LiYF}_4$  avec du thulium et de l'holmium. Les ions  $\text{Ho}^{3+}$  permettent une émission laser à 2.05  $\mu\text{m}$ , c'est-à-dire dans une bande de transparence de l'atmosphère, ce qui représente un certain avantage pour réaliser du verrouillage de modes comparé à la situation précédente. Pour obtenir cette émission à 2.05  $\mu\text{m}$ , la première option consiste à pomper le cristal dopé  $\text{Ho}^{3+}$  à 1.9  $\mu\text{m}$  avec un laser Tm ou diode GaSb, solutions relativement onéreuses. L'autre option est d'utiliser un co-dopage  $\text{Tm}^{3+}, \text{Ho}^{3+}$  et alors de pomper le cristal avec des diodes à 0.8  $\mu\text{m}$  comme précédemment, en utilisant un transfert d'énergie efficace<sup>40</sup> entre les ions Tm et Ho. Des impulsions sub-100 fs ont été obtenues en utilisant ce schéma de pompage [180], mais toujours en utilisant un pompage Ti :Sa. Un verrouillage de modes passif obtenu avec un pompage diode n'avait en revanche jamais été observé dans un cristal de  $\text{Tm}, \text{Ho} : \text{LiYF}_4$ , et c'est à cet objectif que nous

<sup>39</sup>. SESAM à base d'InGaAs, disponible commercialement, optimisé à 1.9  $\mu\text{m}$  et choisi pour la maturité de cette technologie.

<sup>40</sup>. Transfert d'énergie assisté par phonon entre le niveau  ${}^3F_4$  du Tm et le  ${}^5I_7$  de l'Ho. Voir [179].

nous sommes donc attachés. Nous avons alors développé une cavité similaire<sup>41</sup> au cas précédent, mais avec des absorbants saturables en graphène (mono-couche) utilisés en réflexion ou bien en transmission. Nous avons alors obtenu des impulsions de 5.8 ps (resp. 5.2 ps) à 69.8 MHz avec 80 mW (resp. 40 mW) de puissance moyenne à 2.05  $\mu\text{m}$  avec l'absorbant saturable en transmission<sup>42</sup> (resp. réflexion), ouvrant la voie à des durées sub-ps en optimisant maintenant les caractéristiques des absorbants saturables pour exploiter la largeur du gain des ions  $\text{Ho}^{3+}$ . Tous les détails concernant cette étude sont à retrouver dans la Réf. [179].

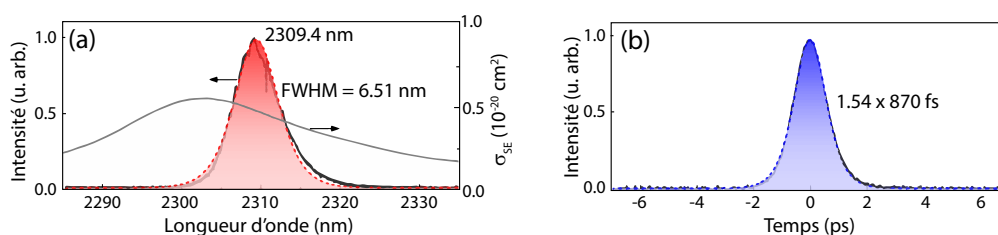
### Émission d'impulsions autour de 2.3 $\mu\text{m}$

Les collègues du CIMAP ont démontré dans de nombreux travaux l'intérêt de la transition  ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_5$  du thulium dans les fluorures et les oxydes pour une émission laser efficace autour de 2.3  $\mu\text{m}$  [173, 181, 182, 183] et ainsi ouvert des pistes vers son exploitation pour la génération d'impulsions brèves. En particulier, l'utilisation du schéma de pompage en upconversion décrit plus haut s'avère être une piste prometteuse car, en plus de sa forte efficacité, elle permet l'utilisation de sources de pompe commerciales Yb de haute brillance autour de 1  $\mu\text{m}$ . Nous avons ainsi apporté notre contribution à ces études exploratoires sur l'obtention de régimes de blocage de modes dans des lasers basés sur des cristaux dopés thulium, avec une étude dans le cas du  $\text{LiYF}_4$  principalement menée par Aleksey Tyazhev dans le cadre de son post-doctorat dans l'équipe sur les projets RIN NOVAMAT et ANR SPLENDID2. Avant cette étude, les verrouillages de modes par SESAM [184], graphène [185] ou par lentille de Kerr [186] dans des cristaux de  $\text{Tm}:\text{LYF}$  avaient déjà été démontrés, mais toujours par un pompage "direct" avec un laser  $\text{Ti}:\text{Sa}$ . Nous nous sommes donc intéressés au pompage par upconversion d'un cristal de  $\text{Tm}:\text{LYF}$  fortement dopé (6 % at.<sup>43</sup>) avec une source fibrée de type MOPA à maintien de polarisation réalisée au laboratoire et délivrant 8 W à 1.04  $\mu\text{m}$ . Au-delà du pompage, l'autre originalité de ce travail a été d'utiliser dans la cavité un SESAM constitué d'un puit quantique en  $\text{InGaSb}$ , mis au point à l'ETH Zurich et présentant des caractéristiques (largeur de bande, pertes non-saturables faibles, temps de recouvrement rapide) adaptées à l'obtention d'un régime solitonique. A partir de cette cavité, des impulsions de 870 fs à 2.3  $\mu\text{m}$  ont alors été obtenues (voir Fig. 2.31), avec une puissance moyenne supérieure à 200 mW à un taux de répétition de 105 MHz. La puissance de sortie a même pu atteindre 450 mW, pour une durée d'impulsion de 1.9 ps. Il s'agit ici du premier laser Tm femtoseconde à verrouillage de modes par SESAM émettant à 2.3  $\mu\text{m}$ , et de la plus haute puissance moyenne extraite d'un oscillateur Tm à verrouillage de modes sur la transition  ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_5$ , toutes technologies confondues. Tous les détails concernant la réalisation expérimentale de cet oscillateur, ses performances, ainsi que la réalisation et les caractéristiques du SESAM en  $\text{GaSb}$  sont donnés dans la Réf. [187]. Vu la relativement grande largeur de gain des cristaux de fluorures dopés Tm, des impulsions encore plus courtes devraient être obtenues à l'avenir, tout comme des puissances encore plus élevées du fait de la maturité des sources Yb fibrées, qui atteignent aujourd'hui le kW moyen, ouvrant ainsi de belles perspectives à ce "nouveau" mode de pompage par upconversion. C'est précisément celui-ci que nous avons aussi utilisé dans le cadre non plus des cristaux, mais des fibres en verres fluorés de la section suivante.

41. Dans ce cas, la dispersion de la cavité était ajustée avec des primes de  $\text{CaF}_2$  ou bien avec un cristal (passif) de 6 mm de  $\text{Tm}:\text{LiYF}_4$  orienté à Brewster. Les impulsions les plus courtes ont été obtenues dans ce dernier cas.

42. Dans le cas en transmission, le régime obtenu était néanmoins un régime double impulsion.

43. L'utilisation de forts dopages est nécessaire afin d'assurer une absorption de la pompe suffisante dans le cas d'un pompage par upconversion.



**FIGURE 2.31** – Caractérisation du laser Tm :LiYF<sub>4</sub> à verrouillage de mode par SESAM en GaSb dans la configuration donnant les impulsions les plus courtes, avec un coupleur de sortie de 0.5 %. (a) Spectre et section efficace d'émission stimulée ( $\sigma_{SE}$ ), (b) Trace d'autocorrélation correspondante. Issu de [187].

### 2.3.3.2 Lasers à fibres en verres fluorés

✓ **Post-doctorants** : R. Bechecker, A. Tyazhev

✓ **Projet** : Labex FAST-MIR, ANR SPLENDID2, ANR BISCOT, RIN NOVAMAT

✓ **Publications** : *Optics Letters* (2020), *Optics Letters* (2022), *Optics Express* (2024)

Revenons maintenant aux fibres optiques, domaine avec lequel nous sommes plus familier dans l'équipe, et leur utilisation dans le MIR. Dans ce domaine spectral, deux grandes familles de fibres ont principalement été développées ces dernières années : celles en verres de chalcogénures (S, Se, Te) et celles en verres fluorés (ZBLAN, InF<sub>3</sub>, ZrF). Pour la réalisation de lasers, les fibres de chalcogénures se montrent très peu efficaces du fait (i) de la faible solvabilité des ions de terres rares dans ces matrices empêchant de forts dopages<sup>44</sup> et (ii) de leur forte non-linéarité pouvant empêcher la montée en énergie. C'est pourquoi la majorité des études sur la réalisation de sources laser<sup>45</sup> se concentrent sur des fibres en verres de fluorures [189], transparentes dans la bande ~ 1 - 5  $\mu\text{m}$ , et notamment celles produites par l'entreprise Le Verre Fluoré<sup>46</sup> sur lesquelles de nombreux groupes, dont le notre, basent leurs recherches pour une émission directe dans cette gamme de longueur d'onde. La grande majorité des études dans ces fibres concerne la bande spectrale autour de 3  $\mu\text{m}$  du fait des bandes d'émission efficaces (cf Fig. 2.22) des ions Er<sup>3+</sup> (2.75  $\mu\text{m}$ ), Ho<sup>3+</sup> (2.85  $\mu\text{m}$ ) et Dy<sup>3+</sup> (2.9-3.3  $\mu\text{m}$ ), et de nombreux travaux ont été menés depuis une vingtaine d'année, principalement par les groupes de R. Vallée au Canada [190, 191, 192], de S. Jackson en Australie [193, 194, 195] mais aussi par plusieurs groupes chinois [196, 197, 198]. Le lecteur pourra se tourner vers le papier de *review* de la Réf. [195] afin d'avoir un panorama récent de la demi-douzaine de terres rares qui ont permis, dans différentes fibres, d'obtenir des lasers avec des puissances de sortie dépassant aujourd'hui le Watt moyen. Des sources continues et impulsionnelles ont ainsi été réalisées sur toutes les transitions de la Fig. 2.22, avec récemment de nouvelles possibilités en termes d'intégration (architectures monolithiques) avec la réalisation de composants sur des fibres en verre fluoré, notamment des réseaux de Bragg fibrés<sup>47</sup> (voir par exemple [200]). Dans ce contexte très dynamique, notre contribution a été d'une part de réaliser le pendant des travaux sur le pompage par upconversion présentés

<sup>44</sup>. Même si des études récentes ont démontré des lasers au-delà de 5  $\mu\text{m}$  dans des fibres de chalcogénures dopées Tb<sup>3+</sup> et Ce<sup>3+</sup>. Voir par exemple [188].

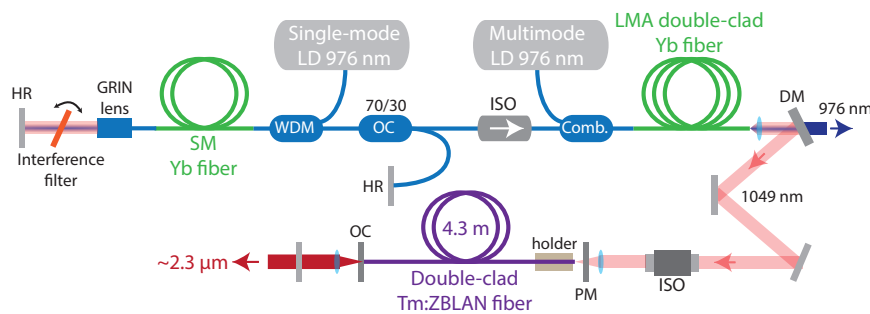
<sup>45</sup>. Pour des applications en non-linéaire en revanche, telle que la génération de supercontinuum, les fibres de chalcogénures sont attractives, avec une transparence allant au-delà des fibres en verres fluorés, jusqu'à ~20  $\mu\text{m}$ .

<sup>46</sup>. Il n'existe en fait que très peu d'entreprises maîtrisant la fabrication de fibres en verres fluorés performantes et de haute pureté : Le Verre Fluoré (LVF, Rennes), Fiberlabs (Japon) et Thorlabs (USA). La présence de LVF comme partenaire sur certains de nos projets (principalement l'ANR MIR-SESAM) est donc est réel avantage à l'exploration de nouvelles configurations.

<sup>47</sup>. La réalisation d'*endcaps* a aussi contribué à une réelle montée en puissance dans ces fibres [199].

précédemment mais avec des fibres de fluorures, et de l'autre d'explorer les mécanismes de verrouillage de modes dans celles-ci. Ces deux aspects sont présentés ci-dessous, avec tout d'abord la réalisation d'un laser à fibre Tm :ZBLAN continu émettant à 2.3  $\mu\text{m}$  et atteignant le watt de puissance moyenne, puis des travaux sur le développement d'oscillateurs à fibres Er :ZBLAN émettant des impulsions à 2.8  $\mu\text{m}$ , dont l'un sera ensuite utilisé dans la section suivante pour la conversion non-linéaire de fréquence.

### Laser à fibre Tm :ZBLAN : émission continue à 2.3 $\mu\text{m}$



**FIGURE 2.32** – Schéma du MOPA Yb émettant à 1049 nm, pompant le laser à fibre en verre fluoré émettant autour de 2.3  $\mu\text{m}$ . LMA : large mode area, WDM : multiplexeur, Comb. : combineur, DM : miroir dichroïque, PM : miroir de pompe, OC : coupleurs de sortie. Issu de [201].

Toujours dans le cadre de notre collaboration avec le CIMAP et de l'exploration de la transition  ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_5$  avec un pompage par upconversion autour de 1.05  $\mu\text{m}$ , nous avons donc réalisé dans le cadre du post-doctorat d'Aleksey Tyazhev une source basée sur une fibre ZBLAN double gaine dopée  $\text{Tm}^{3+}$  fournie par Le Verre Fluoré et schématisée sur la Fig. 2.32. La fibre utilisée<sup>48</sup> est relativement longue (4.3 m) et fortement dopée afin d'augmenter les pertes par réabsorption sur la transition en compétition à 1.9  $\mu\text{m}$ . La source de pompe est un MOPA ytterbium réalisé au laboratoire, accordable entre 1038 et 1068 nm et permettant d'obtenir 10 W de puissance. La cavité à 2.3  $\mu\text{m}$  est linéaire et celle-ci a été testée pour différentes transmissions du coupleur de sortie ( $T_{oc}$  de 6 à 91 %). Le régime le plus efficace (rendement record de 38 %) a été obtenu pour  $T_{oc}=41\%$  avec une puissance en régime quasi-continu (rapport cyclique de 0.5) de 1.24 W.

En régime continu, une puissance de sortie de 0.86 W a été obtenue, avant l'endommagement de l'extrémité de la fibre. Une expérience avec un pompage diode à 0.8  $\mu\text{m}$  a par ailleurs été réalisée, mais il n'a pas été possible dans celle-ci de supprimer l'émission à 1.9  $\mu\text{m}$ , prouvant la pertinence du pompage par upconversion dans les milieux à forts gains. De plus, vu la grande largeur de la bande d'émission de la transition  ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_5$ , supérieure à 150 nm, cette stratégie du pompage par upconversion se révèle prometteuse pour l'obtention de régimes de verrouillage de modes dans une telle configuration. Tous les détails, notamment les données spectroscopiques et les différentes courbes d'efficacité de cette source continue, sont donnés dans la Réf. [201].

<sup>48</sup>. Ouverture numérique de 0.15 et diamètres de cœur et de première gaine de 20 et 200  $\mu\text{m}$ , respectivement. Son dopage est assez élevé, de l'ordre de 2.5 %mol.

### Lasers à fibre Er :ZBLAN à blocage de modes : émission à 2.8 $\mu\text{m}$

En parallèle des travaux à 2.3  $\mu\text{m}$ , nous nous sommes beaucoup intéressés, notamment dans le cadre des projets ANR BISCOT et RIN NOVAMAT, à l'émission dans les fibres en verres fluorés dopés  $\text{Er}^{3+}$  autour de 2.8  $\mu\text{m}$ . Cette transition a sans doute été la plus étudiée dans les dernières dizaines d'années (encore une fois, voir [192, 195] pour un tour d'horizon complet), du fait d'une forte efficacité et du pompage par diodes commerciales autour de 1  $\mu\text{m}$  mais aussi du fait des nombreuses applications ouvertes par la présence d'une forte absorption de l'eau autour de 2.9  $\mu\text{m}$  (ophtalmologie, dermatologie, etc...). Concernant le côté impulsif, qui va nous intéresser dans la suite, la première démonstration d'un laser Er :ZBLAN à blocage de modes passif a été faite dans le groupe de R. Vallée [202] par un certain Adil Haboucha<sup>49</sup>, ouvrant alors la voie à de nombreux résultats explorant les possibilités offertes par différents mécanismes pour obtenir le régime impulsif, sur lesquels nous reviendrons brièvement. Dans notre cas, les études à 2.8  $\mu\text{m}$  ont été motivées par deux objectifs différents : (i) tout comme précédemment, l'obtention de régime de blocage de modes plus stables dans de nouvelles configurations, et (ii) le pompage de guides d'onde pour la conversion non-linéaire vers de plus grandes longueurs d'ondes dans le MIR, dans le cadre de l'ANR BISCOT.

Concernant l'obtention du verrouillage de modes dans les lasers à fibres Er :ZBLAN, différentes stratégies ont été étudiées : SESAM commerciaux (GaAs) combinés à des réseaux de Bragg [202] ou de diffraction [203], absorbants saturables (graphène, phosphore noir) ou bien sûr rotation non-linéaire de polarisation [190], voire une combinaison de ces technologies [204]. Ainsi, les principaux challenges à relever ces dernières années ont été/sont les suivants : (i) réduire les durées d'impulsions compte tenu des difficultés notamment causées par l'absorption par la vapeur d'eau dans les parties en espace libre de ces lasers, (ii) contrôler les propriétés des absorbants saturables (linéaires et non-linéaires, temps de recouvrement, architecture monolithique), (iii) s'affranchir des instabilités de l'environnement en utilisant une architecture à maintien de polarisation (PM). Par conséquent, nous avons récemment travaillé sur la réalisation d'un laser PM à verrouillage de modes par SESAM de GaSb, technologie jamais utilisée dans ce type de source et développée ici par l'entreprise RefleKron (Finlande), dans le cadre des projets mentionnés plus haut, en collaboration avec le CIMAP (thèse S. Normani), et avec au CORIA la thèse (malheureusement avortée) d'A. Kouta et celle (en cours) de Saad Hatim.

La cavité que nous avons implémentée, schématisée sur la Fig. 2.33, est construite autour d'une fibre ZBLAN double gaine à maintien de polarisation fortement dopée en erbium et du SESAM "sur-mesure"<sup>50</sup> optimisé à 2.8  $\mu\text{m}$  et traité anti-réflexion. Au-delà de la nature PM de l'oscillateur, la principale nouveauté de ce travail a été d'utiliser ce SESAM de GaSb présentant un temps de relaxation beaucoup plus rapide que celui de ceux en GaAs, ce qui constitue un réel avantage pour l'obtention d'impulsions courtes à une longueur d'onde sujette à l'absorption par la vapeur d'eau. Dans la configuration de la Fig. 2.33, nous avons obtenu un blocage de modes très stable<sup>51</sup> avec une puissance de sortie de 190 mW à 2761 nm pour une puissance de pompe à 976 nm de 3.35 W. Le laser opérait alors à 32.07 MHz avec un rapport signal-à-bruit de 80 dB, et était accordable sur une centaine de nm (2708-2816 nm) en ajoutant un réseau intra-cavité.

<sup>49</sup>. Clin d'œil à Adil, qui a été notre collègue dans l'équipe, à mon arrivée au CORIA et pendant 4 ans, avant de rejoindre Photonics Bretagne... où il a co-encadré la thèse CIFRE de Tristan présentée plus haut.

<sup>50</sup>. Largeur de bande : 2.65-2.97  $\mu\text{m}$ , profondeur de modulation : 14 %, réflectivité linéaire : 62 % pertes non-saturables : 1/5 de l'absorption linéaire totale, temps de relaxation < 1 ps (estimation à partir d'études à 2.4  $\mu\text{m}$ ).

<sup>51</sup>. *i.e.* très peu sensible aux variations de température dans la pièce et aux vibrations, grâce au design PM mais sans doute aussi à la structure monolithique du SESAM.

Ces résultats soulignent d'une part le réel potentiel de ces SESAM en GaSb pour du blocage de modes plus stable dans la fenêtre autour de  $3 \mu\text{m}$ , avec une dimension plus "industrielle" compte-tenu de leur fabrication monolithique. D'autre part, ils ouvrent la voie à de nouvelles études sur ses régimes, avec par exemple la combinaison de ce type de SESAM, qui assure un auto-démarrage fiable, avec un mécanisme de rotation non-linéaire de polarisation pour raccourcir les impulsions de sortie. Les performances de ce laser, ainsi que les précieux détails sur les caractéristiques du SESAM de RefleKron (et leur comparaison à l'état-de-l'art) sont donnés dans la Réf.

[205], tout comme l'utilisation de cette même cavité en régime *Q-switch*. Ces résultats soulignent l'importance du design de SESAM adaptés aux lasers à fibres MIR, qui sont au centre des préoccupations de notre équipe pour les années à venir, et justement du projet ANR MIR-SESAM débuté en 2024 avec le C2N à Saclay (groupe Raffaele Colombelli), et dont nous présenterons les principales pistes dans la [dernière partie](#) de ce manuscrit.

D'un autre côté, dans le cadre du travail avec le consortium de l'ANR BISCOT (2017-2021), qui sera détaillé dans la partie suivante, l'objectif était de pomper des guides d'ondes avec des impulsions courtes autour de  $3 \mu\text{m}$  à partir d'un laser à fibre. Nous avons ainsi mis au point (post-doc Rezki Becheker) un oscillateur à verrouillage de modes plus "classique" que le précédent, lui aussi basé sur sur une fibre Er :ZBLAN, mais avec un régime impulsif - solitonique ici - obtenu en utilisant cette fois la rotation non-linéaire de polarisation (RNLP), déjà démontrée au moment de ces travaux [190]. Cette source nous a permis de générer, à  $2790 \text{ nm}$ , des impulsions de  $300 \text{ fs}$  avec une énergie d'un nJ à une cadence de  $59 \text{ MHz}$ . Ici, le verrouillage de modes était initié et stabilisé par le mécanisme de rotation non-linéaire de polarisation dans la fibre dopée, placée au sein d'une cavité unidirectionnelle en anneau comprenant un isolateur et des lames d'ondes pour le contrôle de la polarisation. Dans la section suivante, cette source (oscillateur maître du MOPA de la Fig. 2.35(a)) sera amplifiée puis décalée en fréquence afin de pomper des guides d'ondes pour la conversion de longueurs d'onde plus loin dans le MIR.

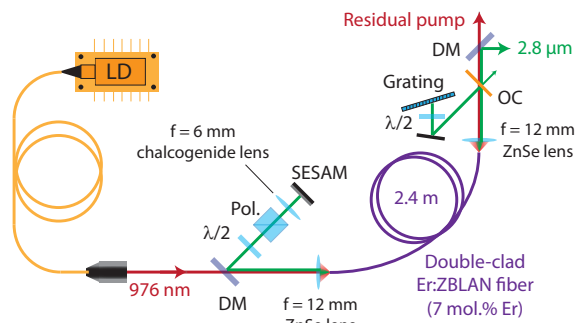
### 2.3.3.3 Conversion de fréquences vers le MIR dans des guides d'ondes

✓ **Encadrement** : R. Becheker (post-doc), P.H. Hanzard (fin de thèse)

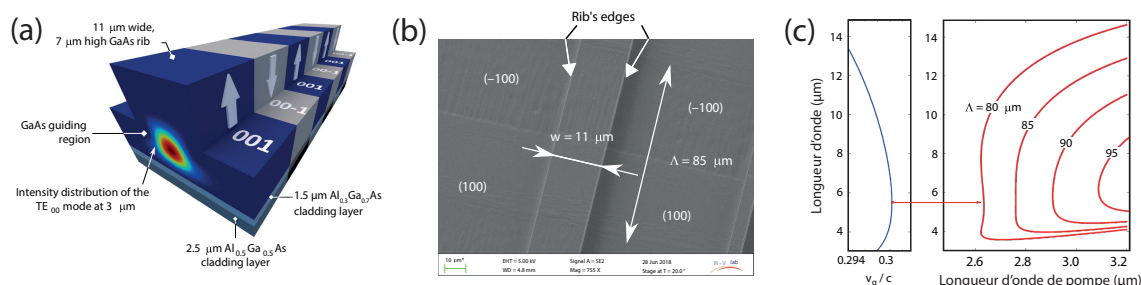
✓ **Projet** : ANR BISCOT, Labex FAST-MIR

✓ **Publications** : *Optics Letters* (2022)

La thématique concernant la conversion de fréquence vers le MIR dans l'équipe s'est concrétisée à travers le projet ANR BISCOT, sur lequel il faut tout d'abord dire quelques mots afin de bien appréhender les développements présentés ci-dessous. Dans le cadre de ce projet, nous nous sommes intéressés à la génération d'impulsions courtes larges bandes (*i.e.* supercontinuum) et à hautes cadences dans le MIR, dont on ne présente plus les nombreuses applications en imagerie et spectroscopie, et pour laquelle



**FIGURE 2.33** – Schéma du laser à fibre Er :ZBLAN à verrouillage de modes par SESAM en GaSb (RefleKron). DM : miroir dichroïque, PM : miroir de pompe, OC : coupleurs de sortie. Issu de [205].



**FIGURE 2.34** – (a) Schéma des guides d’ondes OP-GaAs/AIGaAs utilisés dans nos expériences au CORIA et à XLIM. (b) Vue du dessus d’un guide d’onde au microscope électronique à balayage. (c) Courbes d’accord de phase pour différentes périodes de QPM  $\Lambda$  en fonction de la longueur d’onde (pour  $w = 11 \mu\text{m}$ ) et vitesse de groupe  $v_g$  du mode guidé  $\text{TE}_{00}$ . Le point de dispersion nulle<sup>53</sup> (point rouge) est situé à  $5.5 \mu\text{m}$ . Issu de [211].

de nombreuses pistes sont actuellement explorées par une vaste communauté. D’un côté, des spectres de plusieurs octaves ont été obtenu en exploitant des effets paramétriques  $\chi^{(2)}$  (DFG seule, DFG intra-impulsion, harmoniques) dans des cristaux non-linéaires (GaSe, PPLN, CSP), parfois assistés au préalable par des effets  $\chi^{(3)}$  dans des fibres fortement non-linéaires afin d’atteindre quelques cycles optiques (post-compression) [206], mais souvent en utilisant des pompes massives de types OPCPA [207]. D’un autre côté, des résultats prometteurs ont été obtenu avec les semiconducteurs (SiGe, AlGaAs, SiN) [208] mais ces derniers nécessitent toujours un pompage à de hautes longueurs d’ondes avec des OPA. Toujours dans ce domaine, les QCL qui jusque là n’accédaient pas au domaine fs le font maintenant, mais avec des énergies relativement faibles [209]. Des effets purement  $\chi^{(3)}$  peuvent aussi être exploités dans les fibres [145], notamment de chalcogénures, mais la forte non-linéarité de ces dernières est là un frein à la montée en énergie. La dernière solution consiste à utiliser de la lumière synchrotron, qui reste peu flexible en terme d’utilisation et d’accessibilité.

Dans ce contexte riche, l’objectif du consortium BISCOT était de générer un supercontinuum 2→15  $\mu\text{m}$  en combinant deux technologies qui arrivent à maturité : d’une part les guides d’ondes orientés périodiquement en arséniure de gallium (OP-GaAs)<sup>52</sup> et d’autre part de pomper ces guides avec des lasers à fibre émettant des impulsions courtes autour de  $3 \mu\text{m}$ . La partie design et réalisation des guides était ainsi réalisée par les collègues de Thales (TRT, Arnaud Grisard) et de III-V Lab (Bruno Gérard) à Palaiseau, tandis que la partie concernant les sources de pompage était séparée selon deux stratégies différentes, l’une dans notre équipe au CORIA et l’autre à XLIM (Sébastien Février), qui seront explicitées dans la suite. La structure des guides d’ondes en OP-GaAs/AIGaAs, dont les détails du design et de la fabrication sont donnés dans [210, 211], est représentée sur la Fig. 2.34 ainsi que les courbes d’accords de phase en fonction de la longueur d’onde de pompe correspondant à différentes périodes  $\Lambda$  de quasi-accord de phase (QPM). Ces courbes seront justement exploitées dans des conditions différentes entre l’expérience au CORIA et celle à XLIM.

La piste explorée au CORIA consistait à pomper les guides avec une source impulsionnelle fibrée émettant directement dans la bande spectrale autour de  $3 \mu\text{m}$ , c’est-à-dire basée sur une fibre en verre

<sup>52</sup>. La génération de supercontinuum dans l’OP-GaAs avait déjà été démontrée dans des échantillons massifs, mais présentait évidemment un seuil élevé et une faible efficacité, nécessitant un pompage avec des sources massives complexes. La démonstration de guides d’ondes en OP-GaAs a permis de lever ces limitations et d’assurer une compatibilité avec les plateformes de pompe fibrées.

<sup>53</sup>. N.B. : La longueur d’onde de dispersion nulle du guide peut être ajustée à travers la largeur du ruban.

fluoré, afin d'obtenir la génération d'ondes paramétriques selon le quasi-accord de phase de la Fig. 2.34(c). Le guide d'onde sélectionné est celui de la Fig. 2.34(a,b) avec une largeur de ruban  $w$  égale à  $11\ \mu\text{m}$ , une période de QPM de  $85\ \mu\text{m}$  et une longueur de  $14.5\ \text{mm}$ , pour lequel une longueur d'onde de pompe autour de  $3\ \mu\text{m}$  conduit à la génération paramétrique d'une onde signal autour de  $4\ \mu\text{m}$  et d'une onde complémentaire autour de  $12\ \mu\text{m}$ . Le pompage de celui-ci (Fig. 2.35(a)) a alors été réalisé à partir d'un MOPA fibré combiné avec une étape de décalage solitonique pour obtenir une accordabilité autour de  $3\ \mu\text{m}$ . Le MOPA est *seedé* par le laser à fibre Er :ZBLAN à blocage de modes par RNLP basse énergie présenté à la fin de la section précédente, et les impulsions issues de celui-ci sont ensuite pré-amplifiées puis amplifiées dans  $15\ \text{m}$  de fibre Er :ZBLAN<sup>54</sup>. Les deux premiers mètres de celle-ci permettait d'amplifier les impulsions à  $2.79\ \mu\text{m}$  tandis que les  $13\ \text{m}$  suivants étaient utilisés pour réaliser le décalage solitonique. Ces deux sections étaient séparées par un court tronçon permettant d'évacuer la pompe résiduelle non-absorbée<sup>55</sup>.

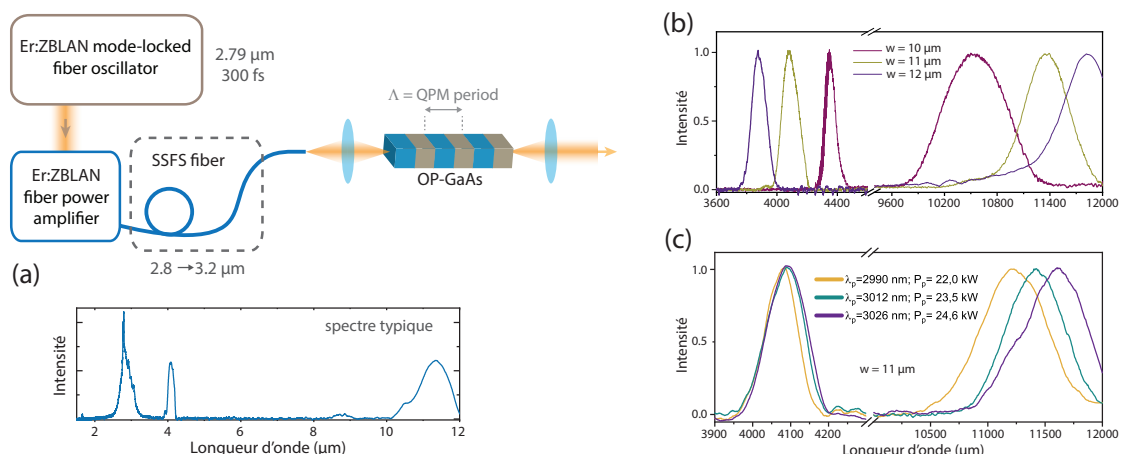
Au final, nous pouvions ainsi injecter dans le guide d'onde, à l'aide d'un objectif en ZnSe, des solitons accordables entre  $2.8$  et  $3.2\ \mu\text{m}$  avec une durée d'impulsions qui restait stable autour de  $200\ \text{fs}$ , avec un spectre de  $50\ \text{nm}$  de largeur et une puissance de  $500\ \text{mW}$ , correspondant à une énergie par impulsion de  $8.5\ \text{nJ}$ . Un spectre typique obtenu en sortie de guide, où l'on retrouve bien les composantes signal et complémentaire autour de  $4$  et  $12\ \mu\text{m}$  mais où l'on remarque aussi que la pompe subit un fort élargissement spectral, est tracé dans la Fig. 2.35(a). Différents guides, avec des largeurs de  $10$ ,  $11$  et  $12\ \mu\text{m}$  ont alors été testés, comme représenté sur la Fig. Fig. 2.35(b), avec des efficacités optimales pour des pompes à  $3076$ ,  $3004$ , et  $2920\ \text{nm}$ , respectivement. La plus grande accordabilité de la génération paramétrique a toutefois été obtenue pour le guide de  $11\ \mu\text{m}$  de largeur, où l'onde complémentaire pouvait être accordée entre  $10.88$  et  $11.92\ \mu\text{m}$  ( $>1000\ \text{nm}$  à  $-3\ \text{dB}$ ) lorsque la pompe était ajustée entre  $2.99$  et  $3.026\ \mu\text{m}$ , comme on peut le voir sur la Fig. 2.35(c) (l'accordabilité du signal était elle en revanche limitée à  $20\ \text{nm}$ ). D'autres guides avec des période de QPM  $\Lambda$  de  $90\ \mu\text{m}$  ont aussi été testé, permettant de montrer que plus  $\Lambda$  est grand, plus l'écart en longueur d'onde entre signal et complémentaire est petit. Cette première démonstration de génération paramétrique par quasi-accord de phase dans des guides d'onde d'OP-GaAs pompé par un laser à fibre en verre fluoré a ainsi validé le potentiel de la combinaison entre ces deux plateformes. Cette étude, dont tous les détails peuvent être retrouvés dans [210], a aussi soulevé des interrogations quant aux effets combinés des effets  $\chi^{(2)}$  et  $\chi^{(3)}$  ainsi que sur la durée d'impulsion optimale pour obtenir non pas de la génération paramétrique mais bien du supercontinuum. Les réponses à ces deux questions ont été apportées par la suite avec des expériences et des simulations menées à XLIM.

Dans le cadre de BISCOT, l'idée n'était en effet pas d'obtenir simplement des composantes signal/idler mais bien un spectre large d'une dizaine de  $\mu\text{m}$ . Pour cela, l'idée originale était de générer ce supercontinuum par accord de vitesses de groupe en pompant au point de dégénérescence un guide d'onde dont la période de QPM est optimisée. En d'autres termes, cela revient à pomper le guide à une longueur d'onde située au niveau de la zone verticale "plate" de la Fig. 2.34(c), "anomalie" permettant alors la génération paramétrique sur une large bande spectrale  $\sim 2 \rightarrow 15\ \mu\text{m}$ . Le pompage à la dégénérescence impose que les longueurs d'ondes signal  $\lambda_s$  et complémentaire  $\lambda_c$  soient égales, situées au point de dispersion nulle et donc deux fois plus grandes que la longueur d'onde de pompe  $\lambda_p$ <sup>56</sup>. Dans notre cas, afin de correspondre à l'émission des fibres Er :ZBLAN à  $2.76\ \mu\text{m}$  pour la pompe, cela impose une longueur d'onde de dispersion nulle à  $5.5\ \mu\text{m}$  dans les guides d'onde sélectionnés (point rouge sur la Fig. 2.34(c)). C'est cette piste qui a

<sup>54</sup>. Le même type de fibre est utilisé pour l'oscillateur et la partie amplification : fibre Le Verre Fluoré double-gaine fortement dopée erbium, avec un coeur de  $15\ \mu\text{m}$  de diamètre et une première gaine à profil tronqué de  $260\ \mu\text{m}$  de diamètre.

<sup>55</sup>. *Cladding mode stripper* (CMS), polymère d'indice élevé permettant d'évacuer la lumière de la gaine.

<sup>56</sup>. On a donc  $\lambda_s = \lambda_c = 2\lambda_p = \lambda_{ZDW} = 5.5\ \mu\text{m}$ , pour une pompe à  $2.76\ \mu\text{m}$ .



**FIGURE 2.35** – (a) Schéma de l’expérience réalisée au CORIA pour génération d’ondes paramétriques et spectre typique obtenu en sortie du guide d’onde. (b) Spectres signal et idler pour différentes largeurs de guides d’ondes, et pour (c) différentes longueurs d’ondes de pompe. Issu de [210].

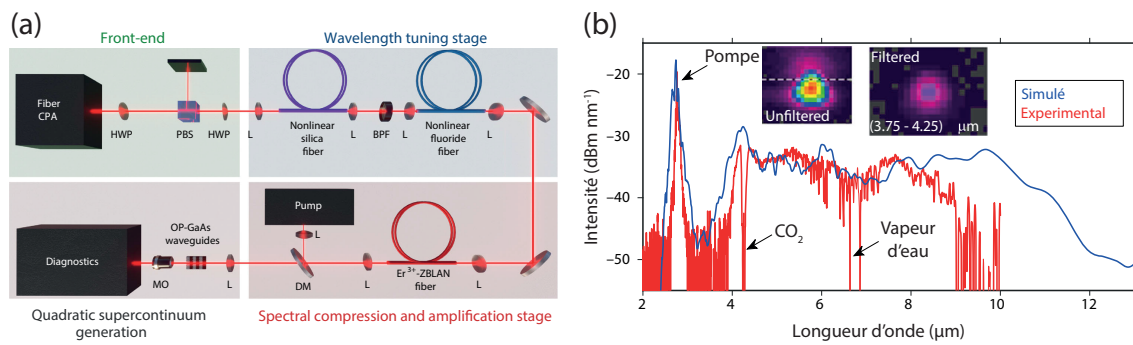
été explorée à XLIM, avec le développement d’une source de pompage initialement basée sur des fibres en silice, puis décalée en longueur d’onde par décalage solitonique. Avant de passer à la réalisation expérimentale de ce concept et alertés par les interrogations de l’étude précédente, des simulations numériques ont tout d’abord été effectuées<sup>57</sup> afin d’identifier les caractéristiques optimales pour les impulsions de pompe. Celles-ci ont révélé que la durée des impulsions de pompe était un facteur clé pour l’obtention d’un supercontinuum. En effet, l’utilisation d’impulsions trop courtes ( $< 300$  fs), telles que celles utilisées dans l’étude précédente, ne permet en fait pas la génération de spectres larges du fait d’un fort *walk-off* temporel entre pompe, signal et idler. Les simulations ont ainsi permis d’identifier un optimum pour la durée des impulsions de pompe situé autour de 650 fs, avec des impulsions à la limite de Fourier.

Les collègues de Limoges ont alors monté une source de pompage *ad-hoc*, illustrée sur la Fig. 2.36(a), constituée de plusieurs étapes consécutives afin d’obtenir les caractéristiques optimales pour pomper les guides d’OP-GaAs. Ils sont ainsi partis d’un laser à fibre dopée Tm émettant des impulsions de 765 fs à  $1.96 \mu\text{m}$  avec un taux de répétition de 1 MHz, impulsions qui ont ensuite été décalées en longueur d’onde par décalage solitonique dans des fibres à larges aires modales, tout d’abord en silice puis en verre fluoré. Cette étape permet alors d’obtenir des solitons de 160 fs autour de  $2.8 \mu\text{m}$ . Afin d’augmenter la durée d’impulsion tout en restant à la limite de Fourier, une étape de compression spectrale a ensuite été utilisée, effet qui se produit lorsque qu’une impulsion à dérive de fréquence négative se propage dans un milieu non-linéaire<sup>58</sup>. La non-linéarité ne devant cependant pas être trop élevée (nombre solitonique inférieur à un), l’énergie par impulsion a du être fortement réduite avant cette étape de compression spectrale. Afin de compenser ces pertes et d’atteindre les énergies nécessaires à la génération de supercontinuum dans le guide<sup>59</sup>, la fibre Er:ZBLAN utilisée pour la compression spectrale a été exploitée en tant qu’amplificateur en parallèle. Cela a finalement permis d’obtenir des impulsions longues en limite de Fourier (600-800 fs)

<sup>57</sup>. Le code pour ces simulations, incluant les effets  $\chi^{(2)}$  et  $\chi^{(3)}$  et basé sur le formalisme de l’équation de l’enveloppe non-linéaire, a été écrit et exploité par Sébastien Février.

<sup>58</sup>. Lorsqu’une impulsion *chirpée* négativement se propage dans un milieu non-linéaire, l’automodulation de phase redistribue les composantes fréquentielles hautes et basses vers le centre du spectre, permettant alors une compression spectrale tout en préservant la durée d’impulsion. Cet effet, déjà observé dans des fibres actives et passives à  $1 \mu\text{m}$  et  $1.5 \mu\text{m}$  n’avait en revanche jamais été exploité dans le moyen infrarouge.

<sup>59</sup>. Puissances crêtes  $> 10$  kW.



**FIGURE 2.36** – (a) Setup utilisé à XLIM pour générer le supercontinuum MIR : une source fibrée est tout d’abord décalée à  $2.75 \mu\text{m}$  puis compressée spectralement et amplifiée pour pomper le guide dans le régime d’accord des vitesses de groupes. (b) Supercontinuum obtenu dans un guide d’onde d’OP-GaAs et comparaison avec les simulations (S. Février). Issu de [211].

avec des énergies d’une vingtaine de nJ, proche des conditions optimales pour la génération paramétrique large bande.

Le pompage avec cette source du même guide que lors de l’étude précédente ( $w=11 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda=85 \mu\text{m}$ ) a alors effectivement permis d’obtenir un supercontinuum entre  $3900 \text{ nm}$  et  $9300 \text{ nm}$ , représenté en rouge sur la Fig. 2.36(b), avec une puissance moyenne d’environ  $1 \text{ mW}$  une fois la pompe filtrée et un faisceau proche de limite de diffraction en sortie de guide. A noter qu’en terme de brillance, cette source dépasse d’un facteur 20 celles disponibles dans les synchrotrons sur cette gamme spectrale. Cette deuxième étude, détaillée dans [211], démontre donc finalement la possibilité de générer des supercontinua MIR dans des guides d’onde semiconducteurs quasi-accordé en phase à partir d’impulsions sub-ps issues d’un système reposant sur des fibres optiques en verre fluoré, objectif initial du projet BISCOT. Plusieurs voies peuvent maintenant être explorées pour pousser les performances de cette nouvelle plateforme. En premier lieu, l’ajout de traitements anti-reflets sur les guides permettrait non seulement d’augmenter la densité de puissance, mais aussi d’obtenir un spectre encore plus large en déclenchant des non-linéarités d’ordre 3. Deuxièmement, la densité spectrale de puissance pourrait passer du  $\mu\text{W}\cdot\text{nm}^{-1}$  à la dizaine de  $\mu\text{W}\cdot\text{nm}^{-1}$  en augmentant la cadence de la source de pompe, e.g. à  $50 \text{ MHz}$ . L’énergie à la sortie de l’étape d’amplification/compression spectrale pourrait elle aussi être augmentée à partir d’impulsions à la limite de Fourier encore plus longues que dans notre étude. Enfin, des perspectives applicatives s’ouvrent à ce type de plateforme de conversion de fréquence, dans le domaine des peignes de fréquences ou des impulsions de quelques cycles optiques, du fait de l’excellente cohérence inhérente aux processus d’ordre 2 utilisés ici.

### 2.3.4 Sources THz impulsionnelles hautes cadences

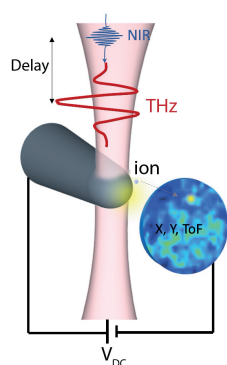
✓ **Encadrement** : Alexandre Fahy (doctorant), Rezki Becheker (post-doc), Léo Guiramand (post-doc)

✓ **Projet** : EIC MIMOSA, Projet régional Label d'excellence BioTAP

✓ **Publications** : à venir ☺

Cette dernière partie se focalise sur la thématique explorée le plus récemment par notre équipe et concerne l'émission d'impulsions dans le domaine térahertz (THz), situé entre l'infrarouge lointain et les micro-ondes<sup>60</sup>. Cette activité s'est structurée à travers le portage d'un ensemble de projets collaboratifs avec l'équipe ERIS de nos voisins du laboratoire GPM, experts en instrumentation et en développement sur l'outil unique qu'est la sonde atomique tomographique (SAT). Avant d'aller plus loin concernant notre contribution (pour l'instant modeste) à ce domaine effervescent, il faut d'abord dire quelques mots concernant le principe général de l'analyse de la matière par SAT, et décrire les grandes lignes du projet européen MIMOSA qui oriente nos recherches sur ce sujet.

#### Sonde atomique tomographique (SAT) laser assistée par impulsions THz



**FIGURE 2.37** – Schéma de principe de la sonde atomique tomographique assistée par THz. ToF : *time of flight*. Issu de [212].

La SAT est une technique d'imagerie 4D basée sur l'évaporation par effet de champ d'atomes à partir d'un échantillon nanométrique en forme d'aiguille. Elle combine une résolution spatiale inférieure au nanomètre avec une sensibilité chimique élevée et est ainsi en fort développement dans le domaine de l'analyse de la matière condensée [213]. Nos collègues du laboratoire GPM sont experts sur cette techniques [214, 215], dont assez peu de laboratoires sont équipés au niveau international. La SAT permet de reconstruire en 3D, atome par atome, des éléments de volume de l'ordre de  $100 \times 100 \times 500 \text{ nm}^3$  à partir d'échantillons préparés sous forme de nano-pointes. Elle repose sur l'utilisation de l'évaporation par effet de champ, avec un laser proche infra-rouge dans la majorité des cas, des atomes de l'échantillon, qui sont ensuite collectés sur un détecteur à localisation spatiale qui permet de déterminer leur position et leur nature chimique par spectrométrie de masse à temps de vol. Le volume est ensuite reconstitué *a posteriori*, ce qui permet de le caractériser chimiquement et structuralement à l'échelle sub nanométrique. Initialement, la SAT était utilisée presque exclusivement pour l'analyse des métaux et alliages, mais ses domaines d'application se sont élargis au cours de la dernière décennie. Pour ouvrir cette technique aux semi-conducteurs et biomatériaux faiblement conducteurs, un éclairage laser pulsé ultraviolet est par exemple

désormais utilisé pour contrôler le processus d'évaporation. Cependant, une limitation importante est que l'utilisation du faisceau laser induit une perte de résolution spatiale et chimique de l'instrument en raison de l'échauffement de la nano-pointe sous éclairage laser. Par conséquent, la SAT ne pouvait pas être utilisée pour effectuer de manière fiable et reproductible des études 4D à l'échelle atomique sur les matériaux géologiques ou des biomatériaux, par exemple. L'idée explorée notamment par l'équipe de notre collègue Angela Vella a alors été de combiner la SAT avec des impulsions THz intenses, domaine lui aussi extrêmement dynamique ces dernières années sur lequel nous reviendrons par la suite, et dans lequel le

<sup>60</sup>. On considère généralement le 'gap' THz entre 100 GHz et 10 THz, soit entre  $30 \mu\text{m}$  et  $3 \text{ mm}$  de longueur d'onde.

déclenchement d'émission électronique à l'échelle nanométrique a été démontrée [216]. L'extension de ce concept à l'émission ionique a ainsi été démontrée récemment à Rouen [212]. Cependant, le faible taux de répétition des sources THz actuelles, ainsi que leur faible stabilité sur des échelles de temps longues empêchent leur utilisation fiable à long terme en SAT.

### Le projet EIC MIMOSA

C'est dans ce contexte que s'inscrit le projet européen **MIMOSA** (EIC - *European Innovation Council*, 2022-2026), qui vise à coupler des impulsions THz courtes, intenses et à taux de répétitions élevés (centaines de kHz) avec une SAT, avec pour objectif d'étudier des biomatériaux. Le consortium de ce projet est ainsi constitué



d'expérimentateurs et de théoriciens experts sur des sujets aussi variés que les sources lasers (CORIA, entreprise AFS à Jena), la SAT (GPM, Rouen) et son application à des échantillons sous forme de matrices en silice (Chalmers, Suède), la mise en forme d'impulsions THz (IMT, Bucharest), leur interaction avec la matière (CNR-ISASI, Naples), la modélisation de la structure et des dynamiques des protéines (FBK, Trento, Italie) et d'une équipe de recherche hospitalière (Inserm EnVI, Rouen). L'objectif final du projet est ainsi d'apporter des informations nouvelles sur les structures des protéines membranaires<sup>61</sup> et sur la chimie mise en jeu à l'échelle sub-nanométrique. Cela passe par la levée de plusieurs verrous dans chacun des domaines mentionnés plus haut. En premier lieu, il s'agit de réaliser une source THz impulsionnelle alliant une haute énergie et un taux de répétition élevé, avec la possibilité de mettre en forme l'impulsion et de contrôler ses cycles optiques (mono-cycle, bi-polaire,...), tâche menée par notre équipe au CORIA et dont nous donnerons quelques détails dans la suite de cette section. Du côté des échantillons, il s'agit d'identifier les meilleures matrices pour intégrer les bio-échantillons (méthodes sol-gel avec de la silice pour remplacer l'eau) et de comprendre leur impact sur la structure des bio-molécules. Enfin, il s'agira de complètement appréhender l'interaction des impulsions THz avec les bio-matériaux intégrés dans différentes matrices, et de mettre en évidence l'influence des différentes propriétés du rayonnement THz (états de polarisation, phase, et propriétés spectro-temporelles 3D).

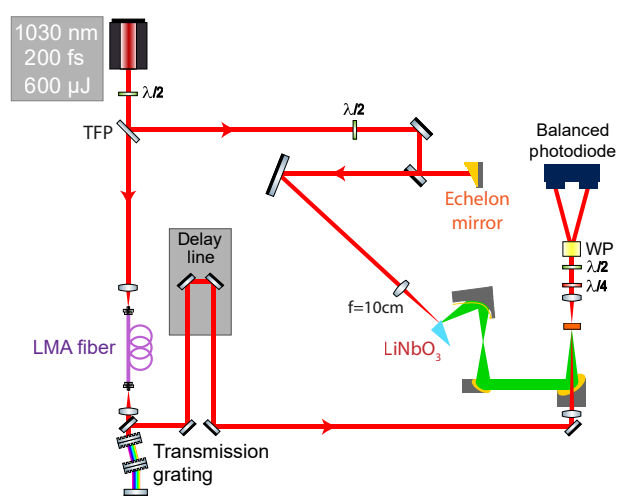
Concernant notre tâche au CORIA, il s'agissait tout d'abord d'implanter cette thématique nouvelle à partir de zéro - nous n'avons pas d'expérience dans le domaine THz - et dans un premier temps de réussir à monter un banc de génération à haute cadence. La thématique de la génération d'impulsions THz est très vaste et actuellement très dynamique, particulièrement du fait d'applications en spectroscopie ultra-rapide dans le domaine temporel (TDTS) [217] et en imagerie [218, 219]. Il existe différentes techniques - toutes pilotées par des sources laser ultra-brèves - permettant d'accéder à différents niveaux d'énergies (du sub-pJ au sub-mJ), gammes spectrales et efficacités de conversion, ces dernières restant généralement très faibles. Les principales techniques utilisées aujourd'hui, que nous ne détaillerons pas ici, sont les antennes photoconductrices [220], les plasmas à deux couleurs induits par laser [221], les émetteurs spintroniques [222] et la rectification optique dans des cristaux non-linéaires [223]. C'est cette dernière famille de méthode que nous avons choisi d'exploiter car elle permet aujourd'hui, dans certaines configurations, d'atteindre des performances à l'état de l'art à forts taux de répétition et avec un montage expérimental souvent moins complexes que les autres techniques. Le phénomène non-linéaire de

---

<sup>61</sup>. 50 % des médicaments modernes sont ciblés vers ces protéines, d'où un grand intérêt de l'industrie pharmaceutique sur ce sujet, qui permettrait de mieux comprendre les mécanismes d'action des médicaments à l'échelle nanométrique.

rectification optique<sup>62</sup> pour la génération d'impulsions THz a ainsi été exploré dans différents types de cristaux organiques (e.g. DAST, DSTMS, BNA), inorganiques (e.g. LiNbO<sub>3</sub>) ou semi-conducteurs (e.g. ZnTe, GaP)<sup>63</sup>. Parmi ces cristaux, les organiques présentent les coefficients non-linéaires les plus élevés mais souffrent d'un faible seuil de dommage et nécessitent généralement un pompage hors des gammes spectrales accessibles aux sources Ti :saphir et ytterbium. Les semi-conducteurs présentent quant à eux une bande interdite relativement faible, entraînant une absorption multi-photonique conséquente<sup>64</sup> et donc une faible efficacité de conversion.

Par conséquent, un grand nombre de travaux se sont focalisés sur l'utilisation du niobate de lithium (LiNbO<sub>3</sub>) pour la rectification optique, permettant l'utilisation de sources de pompage standards et possédant une grande bande interdite, conduisant aux plus hautes efficacités de conversion, pouvant dépasser 1%. Toutefois, l'indice de réfraction du LiNbO<sub>3</sub> est nettement plus élevé dans le THz qu'à 1  $\mu\text{m}$  (5 vs. 2.1), et de telles efficacité ne peuvent être atteintes qu'en utilisant un schéma de pompage particulier, dit à front d'onde incliné [223]. Dans cette configuration, le front d'onde de l'impulsion de pompe est incliné afin d'égaliser les vitesses de propagation des ondes pompe et THz et ainsi d'obtenir l'accord de phase et de fortes efficacités. Il s'agit aujourd'hui de la méthode la plus utilisée pour les sources THz basées sur la rectification optique, et permettant d'atteindre des énergies records de l'ordre du mJ [224], à des taux de répétition généralement faibles (et donc à de relativement faibles puissances moyennes) avec un pompage Ti :saphir. Pour monter en taux de répétition (l'objectif visé pour notre application ici) et en puissance moyenne, il a fallu se tourner vers des plateformes basées sur des laser ytterbium, délivrant toutefois des impulsions plus longues et nécessitant de contrôler la thermique dans les cristaux de LiNbO<sub>3</sub>.



**FIGURE 2.38** – Génération d'impulsions THz par rectification optique dans du niobate de lithium à partir d'un front d'onde incliné avec un miroir échelon et détection par échantillonnage électro-optique. *Crédits : Alexandre Fahy.*

L'autre paramètre impactant est la méthode utilisée pour générer le front d'onde incliné : celui-ci est généralement obtenu à l'aide de réseaux mais d'autres possibilités permettant d'augmenter l'efficacité du processus ont été récemment explorées. Ainsi, l'équipe de François Blanchard à l'ETS Montréal a exploré la possibilité d'utiliser une plateforme Yb avec un front d'onde incliné à l'aide d'un miroir échelon<sup>65</sup>, permettant d'atteindre un record d'efficacité de 1.3% et de générer plusieurs dizaines de mW de puissance THz moyenne, avec une intensité de plusieurs centaines de kV/cm [226], se positionnant ainsi comme une technologie pertinente dans le cadre des objectifs visés par notre équipe. C'est dans ce contexte que nous avons tout d'abord collaboré avec l'équipe de Montréal, en la personne de Léo Guiramand, alors doctorant, et

<sup>62</sup>. On peut voir la rectification optique comme un processus de différence de fréquence (DFG) entre les différentes composantes spectrales d'une impulsions ultra-courte.

<sup>63</sup>. Une synthèse récente des énergies et efficacités obtenues est présentée graphiquement dans la Ref. [223].

<sup>64</sup>. Il faut toutefois modérer ces propos : cette absorption multiphotonique peut être supprimée en pompant à suffisamment haute longueur d'onde, ce qui complexifie cependant la mise en place.

<sup>65</sup>. Miroir en forme d'escalier, fournissant un front d'onde incliné discretisé constitué de "sous-faisceaux" et permettant de réduire les effets dispersifs par rapport aux réseaux [225].

monté une plateforme de génération THz similaire, avec pour objectif de monter en cadence, la démonstration des collègues ayant été réalisée à 25 kHz. Ce développement - à partir de zéro - a été initié à la fin du post-doctorat de Rezki Becheker, puis dans le cadre de la thèse d'Anna Martinez (GPM et CNR-ISASI, Naples), qui a passé plus d'une année dans notre équipe. Enfin, Léo Guiramand nous a rejoint à la fin de sa thèse à Montréal en tant que post-doc sur MIMOSA pour prendre en charge cette nouvelle plateforme, accompagné par Alexandre Fahy qui débute sa thèse sur ce même sujet. Au moment de l'écriture de ce manuscrit, le montage est en passe de répondre au cahier des charges attendu pour son utilisation en sonde atomique tomographique, cette dernière venant justement d'être installée dans notre laboratoire par les collègues du GPM. Après optimisation de la génération THz (taille de faisceau sur le miroir échelon, refroidissement...) mais aussi de sa détection (échantillonnage électro-optique avec une sonde post-comprimée dans une fibre non-linéaire), la plateforme (Fig. 2.38) délivre ainsi aujourd'hui des impulsions avec quelques mW de puissance moyenne à un taux de répétition de 100 KHz, et une intensité correspondante atteignant maintenant la centaine de kV/cm, qui devrait être suffisante pour permettre l'évaporation par effet de champ dans la SAT. J'utilise ici le conditionnel, cette démonstration - promise il y a maintenant quelques années - n'ayant pas encore été réalisée, mais que nous espérons très proche afin d'écrire un nouveau chapitre de cette collaboration entre les laseristes du CORIA et le GPM, et à plus grande échelle de mener à son terme ce stimulant projet européen. À suivre...

# 3 Bilan et perspectives

*Endings to be useful must be inconclusive.*

– Samuel R. Delany

Ce manuscrit synthétise les activités de recherche variées que j'ai pu mener autour de l'optique ultra-rapide lors de mes 10 années passées au CORIA, mais ne fait peut-être pas suffisamment ressortir l'aventure humaine qui se cache derrière ces résultats. C'est pourquoi je vais débiter ce court chapitre de conclusion par une note plus personnelle que technique. Le premier bilan que je souhaite dresser de ces années est ainsi avant tout celui d'un travail en équipe stimulant, en premier lieu avec Ammar Hideur, mais aussi avec beaucoup d'excellents collègues (S. Idlahcen, D. Lebrun, B. Barviau, C. Rozé), puis évidemment avec tous les doctorants que j'ai eu la chance d'encadrer et les post-docs avec qui j'ai pu collaborer. J'ai clairement évolué à leur contact et l'une des plus grandes satisfactions que je tire de cette expérience est de voir nos doctorants soutenir avec brio leurs travaux et de constater que les collègues passés par notre équipe sont maintenant des professionnels complètement intégrés dans les mondes industriel et académique.

Le second bilan concerne ce contexte particulier au CORIA, déjà mentionné en première partie, dans lequel notre travail de chercheur oscille entre développements fondamentaux et recherche appliquée. Ce contexte a ainsi nourri la diversité des travaux de notre mini-équipe, que le lecteur aura pu constater dans ce document, et nous a forcé en permanence à sortir de notre "zone de confort". Cela s'est avéré d'un côté très satisfaisant en piquant continuellement notre curiosité pour amener de nouvelles applications ou solutions à l'environnement local, mais d'un autre côté, parfois frustrant car nous laissant le sentiment de nous éloigner de notre réel champ de compétences en photonique ultra-rapide. Je choisis toutefois de voir le verre à moitié plein!

Je souhaite évidemment aussi souligner l'importance des nombreuses collaborations fructueuses qui ont jalonné ces années et sans lesquelles bon nombre de ces résultats n'auraient pas vu le jour : nos voisins du GPM, nos voisins régionaux du CIMAP, ainsi que les collègues limougeauds (XLIM), grand-parisiens (C2N, Thales, III-V Lab) et bretons (LVF, Photonics Bretagne).

Je vais maintenant rapidement retracer les principaux résultats que nous avons obtenu sur les deux grands "tableaux" (métrologie et sources) détaillés au chapitre précédent, en essayant à chaque fois d'imaginer les trajectoires possibles qui pourraient être données à chacune des thématiques. Il n'aura en effet pas échappé au lecteur attentif que seules deux sections de la partie scientifique de ce manuscrit - imagerie ultra-rapide et FOPCPO - contiennent une partie "perspectives", que nous reprendrons brièvement ici. Non pas que les autres n'en ont pas, évidemment, mais ces deux sujets s'inscrivent dans le projet de recherche que j'avais proposé à mon arrivée à Rouen, et restent ceux auxquels j'ai consacré le plus d'énergie. Cette conclusion est donc également l'occasion d'ébaucher des pistes sur les autres thématiques communes à notre équipe - portées par Ammar Hideur et maintenant aussi par Pierre-Henry Hanzard - qui constitueront vraisemblablement son avenir et auxquelles je continuerai de contribuer.

**Dynamiques complexes** : les différents systèmes que nous développons dans l'équipe (sources laser fibrées, oscillateurs paramétriques, ...) présentent intrinsèquement des dynamiques très riches, qui ont été le sujet d'une recherche bouillonnante entre 2010 et 2020 du fait de l'avènement des techniques de mesure dites en "temps réel", type DFT ou lentille temporelle. De nombreux régimes ont ainsi été capturés, allant de la construction du blocage de modes [32] des sources laser à l'étude des états liés dans des cavités fibrées (e.g. avec de l'interférométrie spectrale par DFT [33]) en passant par la caractérisation de nombreux régimes solitoniques [227] et la physique des événements extrêmes [2]. Dans cette thématique, notre contribution a tout d'abord été de pointer l'influence de l'effet Brillouin dans l'apparition des impulsions dites 'scélérates', jusque là peu étudiée, puis de s'intéresser aux dynamiques tir-à-tir des oscillateurs paramétriques fibrés que nous développons, en essayant d'identifier les outils statistiques

les plus pertinents pour leur suivi. Ce travail clairement fondamental a ensuite été quelque peu délaissé, mais pourrait revoir le jour dans l'équipe avec le développement de sources MIR originales (notamment celles basées sur des guides d'ondes pour la conversion de fréquence, où la cohérence des impulsions serait intéressante à suivre), de peignes de fréquence (où la DFT pourrait être utilisée à hautes cadences [228]) mais aussi de sources térahertz impulsives (voir paragraphe un peu plus bas).

**Imagerie ultra-rapide** : les conclusions et perspectives sur cette thématique, détaillées [plus haut](#), sont nombreuses, tant ce domaine est actif ces dernières années (voir par exemple la Fig. 2.12). Dans un premier temps, capitalisant sur la grande simplicité de la technique DFT, nous avons monté une expérience d'imagerie (dite par étirage temporel, ou *time-stretch*) basée sur ce concept, nous permettant de capturer, avec une résolution nanoseconde et sur de longues plages temporelles, l'évolution d'ondes de chocs supersoniques (ANR JC RIFT). Au-delà de cette démonstration très satisfaisante, mais néanmoins restreinte à une dimension spatiale, l'une de nos conclusions a ainsi été de plutôt se tourner vers des techniques permettant un enregistrement 2D à plus haute cadence. Les techniques *time-stretch* restent toutefois pertinentes pour des applications 1D à hauts "débits" telles que la cytométrie en flux et le tri de cellules [51]. Nous nous sommes alors orientés vers le développement de techniques *single-shot*, domaine alors très dynamique, et plus particulièrement vers la technique STAMP, avec comme objectif principal de la rendre accessible et plus flexible, pour une potentielle utilisation par des non-spécialistes en optique ultra-rapide. Dans cette optique, notre apport a été de fortement simplifier toute la partie de mise en forme spectro-temporelle en exploitant les capacités des filtres acousto-optiques dispersifs programmables (AOPDF), puis la partie acquisition grâce à l'expertise de notre voisin de bureau Denis Lebrun en holographie numérique en ligne. Comme déjà mentionné, le travail en cours (projet Labex Quantiphy) est maintenant de pousser la simplification au maximum par l'utilisation de caméras hyperspectrales puis, à court terme, de remplacer "l'encombrant" Ti:Saphir par une source fibrée présentant des caractéristiques spectro-temporelles *ad-hoc* pour une intégration dans une expérience STAMP avec une caméra hyperspectrale. Au-delà des perspectives envisageables du point de vue de l'amélioration de la technique elle-même (simplification toujours, mais aussi augmentation de la profondeur de séquence, dynamique des images, ...), la question des applications visées se pose aussi. En effet, il s'agit maintenant d'identifier d'autres niches, dans et au-delà des thématiques des collègues du laboratoire (plasmas, mécanique des fluides, cavitation, ...), dans lesquelles la capture d'événements ultra-brefs et non-répétitifs est pertinente. Des collaborations intéressantes avec des collègues du domaine des matériaux (*e.g.* réactions irréversibles dans les cristaux [229], interactions laser-matière [230], transitions de phase [102], dynamique de nano-particules [231]) mais aussi de la biologie (*e.g.* diffusion de la lumière et dommages dans les tissus [232, 233], ondes de chocs dans les cellules, imagerie de fluorescence [234]) sont ainsi à envisager. Enfin, et pour aller plus loin dans les développements "amonts", les idées suivantes pourraient être abordées : accès à d'autres gammes de longueurs d'onde d'intérêt (MIR [235], THz [236]), ajout d'une sensibilité à la phase [100] ou à la polarisation [237], ou même imaginer la combinaison avec d'autres techniques d'imagerie non-conventionnelles.

**Oscillateurs paramétriques fibrés** : comme précédemment mentionné en conclusion de la partie dédiée à cette thématique, les perspectives se situent à la fois au niveau des développements amonts et du côté applicatif, approches qui pourraient être abordées en parallèle par la suite. Côté fondamental, le point le plus original à explorer sur ce concept est l'utilisation d'une pompe avec une dérive de fréquence négative, seulement étudiée numériquement par l'équipe de C. Fallnich jusque là [164], qui permettrait potentiellement de générer des idlers large spectralement, mais surtout d'imaginer l'utilisation d'une telle source de manière originale pour de la spectroscopie *single-shot*. Du côté des applications, la première piste est avant tout de parvenir à intégrer efficacement un FOPCPO, ce qui passera vraisemblablement par le développement de nouveaux composants supportant la puissance. L'autre objectif sera de viser de nouvelles longueurs d'onde en travaillant sur la dispersion et la non-linéarité des fibres utilisées pour le mélange à quatre ondes, en visant des gammes spectrales d'intérêt pour les ondes paramétriques. Tout comme dans les paragraphes précédents, des applications en bio-photoniques (*e.g.* microscopie multiphotonique) seraient particulièrement pertinentes. Ces développements pourront être envisagés dans le cadre d'une nouvelle collaboration avec Photonics Bretagne, dont l'expertise technologique sur les composants et les

---

fibres sera primordiale.

**Sources MIR** : les activités moyen infrarouge de l'équipe sont devenues ces dernières années l'un des axes majeurs de notre équipe, notamment avec le recrutement en 2022 de Pierre-Henry Hanzard (MCF) dans l'équipe, avec pour objectif le développement de peignes de fréquences dans ce domaine spectral. Il s'agira ainsi de valider leur utilisation dans le contexte régional avec des applications possibles en spectroscopie (à deux peignes [238]) des milieux réactifs et des aérosols, mais aussi d'étudier des processus de catalyse avec des collègues du LCS de Caen (projet région MIRCOMB2). Du côté des autres projets en cours, principalement portés par Ammar Hideur, plusieurs pistes sont suivies simultanément. Premièrement, il s'agit de progresser sur la maîtrise des sources à émission directe dans le moyen infra-rouge, basées sur des fibres en verre fluoré. Le but est de réussir à monter en longueur d'onde au-delà des transitions à 2.3 et 2.8  $\mu\text{m}$  présentées dans le chapitre précédent, en tentant par exemple de démontrer des lasers autour de 3.5, 3.8 (Er, Dy) voire au-delà de 4  $\mu\text{m}$ . Dans cette optique, des projets démarrent actuellement dans l'équipe pour tester d'autres schémas de pompage (e.g. pompage à deux longueurs d'ondes [239]), réaliser de nouveaux composants fibrés en verre fluoré tels que des réseaux de Bragg ou des coupleurs (projets MIRLAS/Carnot et Lumen/BPI France, en cours), domaine où de nombreuses solutions restent encore à trouver [240]. Concernant le blocage de modes, il s'agira aussi de tester de nouveaux concepts d'absorbants saturables basés sur des transitions "inter-sous-bandes" [241], domaine d'expertise de nos collègues du C2N (ANR MIR-SESAM, avec l'équipe de R. Colombelli), et tenter de démontrer la réalisation de lasers impulsions basés sur ce concept entre 3.5 et 4.5  $\mu\text{m}$ . Il serait de plus très intéressant de continuer à travailler avec les collègues de III-V lab sur l'utilisation de leurs guides d'ondes en OP-GaAs pour la conversion non-linéaire de fréquence, cette fois-ci à plus haute longueur d'onde.

**Téraherertz** : nos perspectives à moyen terme concernant la génération d'impulsions THz à haute cadence sont dictées par le projet européen MIMOSA mentionné à la fin du chapitre précédent, dans lequel plusieurs tâches d'envergure nous attendent. Premièrement, et strictement du point de vue de la source, l'objectif sera d'optimiser l'émission THz en testant différents matériaux (semi-conducteurs, organiques...) mais aussi d'autres longueurs d'ondes de pompe. Sur ce dernier point, l'utilisation de source à plus haute longueur d'onde (2  $\mu\text{m}$  dans notre cas), permettrait en effet un gain en efficacité conséquent du fait d'une absorption multiphotonique bien moindre dans cette gamme spectrale [242]. Nous étudierons aussi des pistes pour le contrôle de la distribution spatiale et temporelle des impulsions THz, par exemple avec des *Q-plates* [243] développées par les collègues italiens. Deuxièmement, il s'agira d'utiliser ces impulsions optimisées pour de l'évaporation ionique à haute cadence dans une sonde atomique du GPM, montée pour l'occasion dans notre laboratoire, afin de pouvoir ensuite envisager l'étude de bio-matériaux. En parallèle, côté détection du rayonnement THz, il serait intéressant d'aller au-delà des méthodes pompe-sonde (échantillonnage électro-optique) que nous utilisons et d'explorer les nouvelles possibilités d'analyse offertes par les techniques *single-shot* (basée sur le concept d'étrépage temporel que nous connaissons bien [244]) pour l'analyse de la stabilité de nos sources.

Pour conclure, nous voyons que de nombreuses trajectoires s'offrent à nous, aussi bien sur des volets fondamentaux qu'applicatifs, et même si toutes ne pourront certainement pas être suivies (le temps '*recherche*' des trois enseignants-chercheurs de notre mini-équipe n'étant pas illimité!), nul doute que les dix prochaines années seront aussi animées que les dix qui viennent de passer (ultra-rapidement). Une autre perspective se situe à l'échelle du laboratoire, historiquement orienté vers la combustion et l'énergie, et qui dans un futur proche devra lui aussi diversifier ses thématiques. Là encore, des orientations vers la bio-photonique et la santé, en lien avec les nouvelles formations sur le campus, pourraient devenir pertinentes et permettre d'inscrire certaines de nos activités (FOPCPO, imagerie ultra-rapide, sources MIR et THz) dans une nouvelle dynamique.



# 4 Liste des publications et communications

*This is some serious gourmet shit.*

– Jules, Pulp Fiction – à propos du café du CORIA

## 4.1 Brevet

1. A. Hideur, A. Haboucha, A. Bultel, S. Idlahcen, **T. Godin**, "Système laser double impulsions pour spectroscopie à plasma induit par laser" - France N°1751653 (2016). <https://bases-brevets.inpi.fr/fr/document/FR3063395> + extension USA, "Laser source for emitting a group of pulses", US 2020/0028316 A1, <https://patents.google.com/patent/US20200028316A1/en>

## 4.2 Chapitres / articles de vulgarisation

1. L. Guillemot, P. Loiko, A. Braud, **T. Godin**, A. Hideur, P. Camy, "Les lasers Thulium à 2300 nm : avancées et perspectives", *Photoniques* **109**, 35-39 (2021). <https://doi.org/10.1051/photon/202110935>
2. B. Wetzel et **T. Godin**, "Vagues scélérates optiques : étude des événements extrêmes en photonique", *Techniques de l'Ingénieur*, E6422 (2022). <https://doi.org/10.51257/a-v1-e6422>

## 4.3 Revues internationales à comités de lecture

1. **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, B. Paivanranta, N. Passilly, G. Boudebs, and K. Ait-Ameur, "Consideration about Z-scan sensitivity improvement : theory versus experiment", *Appl. Phys. B : Lasers Opt.* **95**, 579-587 (2009). <https://doi.org/10.1007/s00340-009-3459-2>
2. E. Cagniot, M. Fromager, **T. Godin**, M. Traiche, N. Passilly, B. Paivanranta, and K. Ait-Ameur, "Cascades of  $\pi$ -phase plates : a transparent diffractive focusing system", *JOSA A* **27**, 1647-1654 (2010). <https://doi.org/10.1364/JOSAA.27.001647>
3. M. Traiche, **T. Godin**, M. Fromager, R. Moncorgé, T. Catunda, E. Cagniot, and K. Ait-Ameur, "Pseudo-nonlinear and athermal lensing effects on transverse properties of  $Cr^{3+}$  based solid-state lasers", *Opt. Commun.* **284**, 1975-1981 (2011). <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2010.12.014>
4. E. Cagniot, M. Fromager, **T. Godin**, N. Passilly, M. Brunel, and K. Ait-Ameur, "Variant of the method of Fox & Li dedicated to intracavity laser beam shaping", *JOSA A* **28**, 489-495 (2011). <https://doi.org/10.1364/JOSAA.28.000489>
5. **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "Baryscan : a sensitive and user-friendly alternative to Z-scan for weak nonlinearities measurements", *Opt. Lett.* **36**, 1401-1403 (2011). <https://doi.org/10.1364/OL.36.001401>
6. **T. Godin**, A. Forbes, D. Naidoo, M. Fromager, E. Cagniot and K. Ait-Ameur, "Transverse correlation vanishing due to phase aberrations", *Opt. Commun.* **284**, 4601-4606 (2011). <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2011.05.062>

7. E. Cagniot, M. Fromager, **T. Godin**, N. Passilly and K. Ait-Ameur, "Transverse superresolution technique involving rectified Laguerre-Gaussian  $LG_{p0}$  beams", *JOSA A* **28**, 1709-1715 (2011) + *Virtual J. Biomed. Opt.* **6** (2011).  
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.28.001709>
8. E. Cagniot, **T. Godin**, M. Fromager, P. Leprince, R. Moncorgé and K. Ait-Ameur, "Enhanced-sensitivity version of the Baryscan technique", *J. Mod. Opt.* **58**, 1529-1537 (2011).  
<https://doi.org/10.1080/09500340.2011.608910>
9. D. Naidoo, **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, N. Passilly, A. Forbes, and K. Ait-Ameur, "Transverse mode selection in a monolithic microchip laser", *Opt. Commun.* **284**, 5475-5479 (2011).  
<https://doi.org/10.1016/j.optcom.2011.08.017>
10. **T. Godin**, R. Moncorgé, J.L. Doualan, M. Fromager, K. Ait-Ameur, R.A. Cruz, and T. Catunda, "Optically-pump induced athermal and non-resonant refractive index changes in the reference Cr-doped laser materials : Cr :GSGG and ruby", *JOSA B* **29**, 1055-1064 (2012).  
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.29.001055>
11. **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, F. Porée, T. Catunda, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "Transverse pseudo-nonlinear effects measured in solid-state laser materials using a sensitive time-resolved technique", *Appl. Phys. B : Lasers Opt.* **107**, 733-740 (2012).  
<https://doi.org/10.1007/s00340-012-5043-4>
12. A. Hasnaoui, **T. Godin**, E. Cagniot, M. Fromager, A. Forbes, and K. Ait-Ameur, "Selection of a  $LG_{p0}$ -shaped fundamental mode in a laser cavity : phase versus amplitude masks", *Opt. Commun.* **285**, 5268-5275 (2012).  
<https://doi.org/10.1016/j.optcom.2012.06.089>
13. **T. Godin**, B. Wetzel, T. Sylvestre, L. Larger, A. Kudlinski, A. Mussot, A. Ben Salem, M. Zghal, G. Genty, F. Dias, and J. M. Dudley, "Real time noise and wavelength correlations in octave-spanning supercontinuum generation", *Opt. Express* **21**, 18452-18460 (2013).  
<https://doi.org/10.1364/OE.21.018452>
14. B. Boubaha, D. Naidoo, **T. Godin**, M. Fromager, A. Forbes, and K. Ait-Ameur, "Spatial properties of coaxial superposition of two coherent Gaussian beams", *Appl. Opt.*, **52**, 5766-5772 (2013).  
<https://doi.org/10.1364/AO.52.005766>
15. **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, M. Brunel, and K. Ait-Ameur, "Sensitive wavefront sensor based on continuous position sensitive detectors", *Appl. Opt.* **52**, 8310-8317 (2013).  
<https://doi.org/10.1364/AO.52.008310>
16. **T. Godin**, G. Herink, B. Wetzel, F. Dias, J. M. Dudley, G. Genty, B. Jalali, C. Roper, and D. R. Solli, "Ultrafast single shot measurements in modulation instability and supercontinuum", *Optics and Photonics News (Optics in 2013)* **24**, 55 (2013).  
<https://doi.org/10.1364/OPN.24.12.000055>
17. D. M. Nguyen, **T. Godin**, S. Toenger, Y. Combes, B. Wetzel, T. Sylvestre, J.-M. Merolla, L. Larger, G. Genty, F. Dias, and J. M. Dudley, "Incoherent resonant seeding of modulation instability in optical fiber", *Opt. Lett.* **38**, 5338-5341 (2013).  
<https://doi.org/10.1364/OL.38.005338>
18. **T. Godin**, Y. Combes, R. Ahmad, M. Rochette, T. Sylvestre, and J. M. Dudley, "Far detuned mid-infrared frequency conversion via normal dispersion modulation instability in chalcogenide microwire", *Opt. Lett.* **39**, 1885-1888 (2014).  
<https://doi.org/10.1364/OL.39.001885>
19. M. Tang, H. Wang, R. Becheker, J.-L. Oudar, D. Gaponov, **T. Godin**, and A. Hideur, "High-energy dissipative solitons generation from a large normal dispersion Er-fiber laser", *Opt. Lett.* **40**, 1414-1417 (2015). <https://doi.org/10.1364/OL.40.001414>
20. S. Toenger, **T. Godin**, C. Billet, F. Dias, M. Erkintalo, G. Genty, and J. M. Dudley, "Emergent rogue wave structures and statistics in spontaneous modulation instability", *Sci. Rep.* **5**, 10380 (2015).  
<https://doi.org/10.1038/srep10380>

21. H. Purwar, H. Wang, M. Tang, S. Idlahcen, C. Rozé, J.B. Blaisot, **T. Godin**, and A. Hideur, "Ultrafast high-repetition imaging of fuel sprays using picosecond fiber laser", *Opt. Express* **23**, 33396 (2015).  
<https://doi.org/10.1364/OE.23.033396>
22. P.H. Hanzard, M. Talbi, D. Mallek, A. Kellou, H. Leblond, F. Sanchez, **T. Godin**, and A. Hideur, "Brillouin scattering-induced rogue waves in self-pulsing fiber lasers", *Sci. Rep.* **7**, 45868 (2017).  
<https://doi.org/10.1038/srep45868>
23. P.H. Hanzard, M. Tang, L. Fang, A. Haboucha, I. Sagnes, C. Bachelet, **T. Godin**, J.L. Oudar and A. Hideur, "Dissipative soliton fiber laser mode-locked with a resonant InGaAs-based saturable absorber mirror", *IEEE Phot. Tech. Lett.* **29**, 1772 (2017).  
<https://doi.org/10.1109/LPT.2017.2751748>
24. A. Tyazhev, R. Soulard, **T. Godin**, M. Paris, G. Brasse, J.-L. Doualan, A. Braud, R. Moncorgé, M. Laroche, P. Camy, and A. Hideur, "Passively mode-locked diode-pumped Tm<sup>3+</sup>:YLF laser emitting at 1.91  $\mu\text{m}$  using a GaAs-based SESAM", *Laser Phys. Lett.* **15**, 045807 (2018).  
<https://doi.org/10.1088/1612-202X/aaa9aa>
25. P.-H. Hanzard, **T. Godin**, S. Idlahcen, C. Rozé, and A. Hideur, "Real-time tracking of single shock-waves via amplified time-stretch imaging", *Appl. Phys. Lett.* **112**, 161106 (2018).  
<https://doi.org/10.1063/1.5028349>
26. R. Becheker, M. Tang, P.-H. Hanzard, A. Tyazhev, A. Mussot, A. Kudlinski, A. Kellou, J.-L. Oudar, **T. Godin**, A. Hideur, "High-energy dissipative soliton-driven fiber optical parametric oscillator emitting at 1.7  $\mu\text{m}$ ", *Laser Phys. Lett.* **15**, 115103 (2018).  
<https://doi.org/10.1088/1612-202X/aadfcd>
27. M. Tang, R. Becheker, P.-H. Hanzard, A. Tyazhev, J.-L. Oudar, A. Mussot, A. Kudlinski, **T. Godin**, and A. Hideur, "Low Noise High-Energy Dissipative Soliton Erbium Fiber Laser for Fiber Optical Parametric Oscillator Pumping", *Appl. Sci.* **8**, 2161 (2018).  
<https://doi.org/10.3390/app8112161>
28. D. Boukhaoui, D. Mallek, A. Kellou, H. Leblond, F. Sanchez, **T. Godin**, and A. Hideur, "Influence of higher-order stimulated Brillouin scattering on the occurrence of extreme events in self-pulsing fiber lasers", *Phys. Rev. A* **100**, 013809 (2019).  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.100.013809>
29. R. Becheker, M. Tang, M. Touil, T. Robin, B. Cadier, M. Laroche, **T. Godin**, and A. Hideur, "Dissipative soliton resonance in a mode-locked Nd-fiber laser operating at 927 nm", *Opt. Lett.* **44**, 5497 (2019).  
<https://doi.org/10.1364/OL.44.005497>
30. M. Tang, G. Granger, F. Lesparre, H. Wang, K. Qian, J.-L. Oudar, C. Lecaplain, R. Gabet, Y. Jaouen, **T. Godin**, D. Gaponov, M. Likhachev, S. Fevrier, and A. Hideur, "Large normal dispersion mode-locked erbium-doped fiber laser", *Fibers* **7**, 97 (2019).  
<https://doi.org/10.3390/fib7110097>
31. M. Paris, A. Tyazhev, P. Loiko, R. Soulard, J.-L. Doualan, L. Guillemot, A. Braud, **T. Godin**, P. Camy, and A. Hideur, "Passively mode-locked diode-pumped Tm,Ho:LiYF<sub>4</sub> laser", *Las. Phys. Lett.* **17**, 04581 (2020).  
<https://doi.org/10.1088/1612-202X/ab6b25>
32. A. Tyazhev, F. Starecki, S. Cozic, P. Loiko, L. Guillemot, A. Braud, F. Joulain, M. Tang, **T. Godin**, A. Hideur, and P. Camy, "Watt-level efficient 2.3  $\mu\text{m}$  thulium fluoride fiber laser", *Opt. Lett.* **45**, 5788 (2020).  
<https://doi.org/10.1364/OL.403450>
33. R. Becheker, M. Touil, S. Idlahcen, M. Tang, A. Haboucha, B. Barviau, F. Grisch, P. Camy, **T. Godin**, and A. Hideur, "High-energy normal-dispersion fiber optical parametric chirped-pulse oscillator", *Opt. Lett.* **45**, 6398 (2020).  
<https://doi.org/10.1364/OL.408367>
34. M. Touil, R. Becheker, **T. Godin**, and A. Hideur, "Spectral correlations in a fiber-optical parametric oscillator", *Phys. Rev. A* **103**, 043503 (2021).  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.103.043503>

35. K. Le Corre, T. Robin, B. Cadier, R. Becheker, **T. Godin**, A. Hideur, H. Gilles, S. Girard, and M. Laroche, "Mode-locked all-PM Nd doped fiber laser near 910 nm", *Opt. Lett.* **46**, 3564 (2021).  
<https://doi.org/10.1364/OL.433313>
36. R. Becheker, M. Bailly, S. Idlahcen, **T. Godin**, B. Gérard, H. Delahaye, G. Granger, S. Février, A. Grisard, E. Lallier, and A. Hideur, "Optical parametric generation in OP-GaAs waveguides pumped by a femtosecond fluoride fiber laser", *Opt. Lett.* **47**, 886 (2022).  
<https://doi.org/10.1364/OL.443896>
37. M. Touil, S. Idlahcen, R. Becheker, D. Lebrun, C. Rozé, A. Hideur, and **T. Godin**, "Acousto-optically driven lensless single-shot ultrafast optical imaging", *Light Sci. Appl.* **11**, 66 (2022).  
<https://doi.org/10.1038/s41377-022-00759-y>
38. **T. Godin**, L. Sader, A. Kashi, P.-H. Hanzard, A. Hideur, D.J. Moss, R. Morandotti, G. Genty, J.M. Dudley, A. Pasquazi, M. Kues, and B. Wetzel, "Recent Advances on Time-Stretch Dispersive Fourier Transform and its Applications", *Adv. Physics X* **7**, 2067487 (2022).  
<https://doi.org/10.1080/23746149.2022.2067487>
39. G. Granger, M. Bailly, H. Delahaye, C. Jimenez, I. Tiliouine, Y. Leventoux, J.C. Orlianges, V. Couderc, B. Gérard, R. Becheker, S. Idlahcen, **T. Godin**, A. Hideur, A. Grisard, E. Lallier, and S. Février, "GaAs-chip-based mid-infrared supercontinuum generation", *Light Sci. Appl.* **12**, 252 (2023).  
<https://doi.org/10.1038/s41377-023-01299-9>
40. T. Guezennec, S. Idlahcen, A. Cervera, P.-H. Hanzard, D. Landais, L. Provino, A. Haboucha, **T. Godin**, and A. Hideur, " $\mu\text{J}$ -level normal dispersion fiber optical chirped-pulse parametric oscillator", *J. Eur. Opt. Society-Rapid Publ.* **20**, 7 (2024).  
<https://doi.org/10.1051/jeos/2024006>
41. S. Normani, S. Idlahcen, P. Loiko, S. Hatim, P.-H. Hanzard, A. Rodrigues De Paula, L. Guillemot, **T. Godin**, T. Berthelot, S. Cozic, S. Poulain, E. Koivusalo, M. Guina, P. Camy, and A. Hideur, "2.8- $\mu\text{m}$  polarization-maintaining Er fiber laser mode-locked by a GaSb-based SESAM", *Opt. Express* **32**, 15106-15114 (2024).  
<https://doi.org/10.1364/OE.517526>
42. A. Tyazhev, J. E. Bae, M. Gaulke, P. Loiko, J. Heidrich, M. Golling, S. Idlahcen, L. Guillemot, **T. Godin**, P. Camy, U. Keller, and A. Hideur, "Upconversion-pumped femtosecond Thulium laser at 2309 nm mode-locked by a GaSb-based SESAM", *Opt. Express* **32**, 15093-15105 (2024).  
<https://doi.org/10.1364/OE.516958>
43. T. Guezennec, S. Idlahcen, L. Provino, A. Haboucha, **T. Godin**, and A. Hideur, "Dynamics of a high-energy fiber optical parametric chirped-pulse oscillator", *Opt. Express* **32**, 46649-46656 (2024).  
<https://doi.org/10.1364/OE.537887>
44. D. Boukhaoui, A. Mikhneva, S. Idlahcen, J. Houard, **T. Godin**, L. Guiramand, I. Blum, F. Amrani, F. Gérôme, F. Benabid, D. Gauthier, W. Boutu, H. Merdji, A. Vella, and A. Hideur, "High-harmonic generation in solids from a high-energy fiber laser system", *APL Photonics* **10**, 026106 (2025).  
<https://doi.org/10.1063/5.0244415>

## 4.4 Communications orales lors de conférences

(Les orateurs sont soulignés et les conférences invitées signalées *en rouge*.)

1. **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, B. Paivanranta, N. Passilly, G. Boudebs, and K. Ait-Ameur, "Sensitivity improvement of non-linearities measurements using binary diffractive optics", IONS-7 (OSA PhD students conference), 2010, Galway, Ireland.
2. **T. Godin**, E. Cagniot, M. Fromager, M. Traiche, N. Passilly, B. Paivanranta, and K. Ait-Ameur, "Cascades of  $\pi$ -phase plates : a diffractive focusing system", SAIP 2010, Pretoria, South Africa.

3. **T. Godin**, R. Moncorgé, J.L. Doualan, M. Fromager, K. Aït-Ameur, and T. Catunda, "*Optically-pump induced athermal and non-resonant refractive index changes in Cr-doped materials : still an opened question*", Advances In Optical Materials (AIOM), 2011, Istanbul, Turkey.
4. **T. Godin**, E. Cagniot, M. Fromager, N. Passilly, M. Brunel, and K. Aït-Ameur, "*Generation of pure  $TEM_{p0}$  modes using phase diffractive optics*", IONS-9 (OSA PhD students conference), 2011, Salamanca, Spain.
5. **T. Godin**, R. Moncorgé, J.L. Doualan, M. Fromager, K. Aït-Ameur, and T. Catunda, "*Optically-pump induced athermal and non-resonant refractive index changes in Cr-doped materials : still an opened question*", International Conference on Luminescence (ICL), 2011, Ann Arbor, USA.
6. **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "*Nouvelles techniques dédiées aux mesures de non-linéarités optiques*", Journées de l'école doctorale SIMEM, 2011, Caen, France. **Élue meilleure présentation orale.**
7. **T. Godin**, E. Cagniot, M. Fromager, N. Passilly, M. Brunel, and K. Ait-Ameur, "*Generation of pure  $TEM_{p0}$  modes using a friendly intra-cavity laser beam shaping technique*", SPIE Optics + Photonics, 2011, San Diego, USA.
8. **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, R. Moncorgé, and K. Aït-Ameur, "Highly sensitive laser probing of weak optical nonlinearities", LAP2012, 6th Conference on Laser Probing, Paris, France.
9. **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, T. Catunda, R. Moncorgé, and K. Aït-Ameur, "*Measurement of transverse pseudo-nonlinear effects in solid-state laser material using a highly sensitive technique*", IONS 12, 2012, Naples, Italie.
10. **A. Forbes**, S. Ngcobo, **T. Godin**, and K. Aït-Ameur, "Selective excitation of higher-order modes in diode-pumped solid-state laser resonators", Photonics West 2013, Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XV, San Francisco, USA.
11. **T. Godin**, B. Wetzel, T. Sylvestre, L. Larger, J.-M. Merolla, A. Ben Salem, M. Zghal, A. Kudlinski, A. Mussot, G. Genty, F. Dias, and J. M. Dudley, "*Real time spectra and wavelength correlation maps : new insights into octave-spanning supercontinuum generation and rogue waves*", CLEO Europe 2013, Munich, Germany.
12. **B. Wetzel**, **T. Godin**, G. Genty, F. Dias, and J. M. Dudley, "*Real time measurements, randomness and rogue waves : new insights into the science of extreme events*", Photonics North 2013, Ottawa, Canada.
13. **T. Godin**, B. Wetzel, T. Sylvestre, L. Larger, A. Ben Salem, M. Zghal, A. Kudlinski, A. Mussot, G. Genty, F. Dias, and J.M. Dudley, "*Étude des fluctuations en temps réel et des corrélations spectrales lors de la génération de supercontinuum*", Optique Paris 2013 (JNOG), Paris, France.
14. **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, M. Brunel, and K. Aït-Ameur, "*Reconstruction-free wavefront measurements with enhanced sensitivity*", SPIE Photonics Europe 2014, Bruxelles, Belgique.
15. **T. Godin**, D. M. Nguyen, S. Toenger, Y. Combes, B. Wetzel, T. Sylvestre, G. Genty, F. Dias, and J. M. Dudley, "*Controlling modulation instability using an incoherent low amplitude seed*", SPIE Photonics Europe 2014, Bruxelles, Belgique.
16. **T. Godin**, Y. Combes, R. Ahmad, M. Rochette, T. Sylvestre, and J. M. Dudley, "*Normal dispersion modulation instability in an  $As_2Se_3$  chalcogenide hybrid microwire*", SPIE Photonics Europe 2014, Bruxelles, Belgique.
17. **T. Godin**, Y. Combes, R. Ahmad, M. Rochette, T. Sylvestre, and J. M. Dudley, "*Mid-IR parametric frequency generation in hybrid  $As_2Se_3$  microwires using normal dispersion modulation instability*", CLEO :2014, San Jose, USA.
18. **T. Godin**, B. Wetzel, D. M. Nguyen, Y. Combes, S. Toenger, G. Genty, F. Dias, M. Rochette, T. Sylvestre, and J. M. Dudley, "*Real-time measurement of nonlinear instabilities in fiber optics*", New Horizons in Nonlinear Fibre Optics 2014, Grasmere, Royaume-Uni.
19. L. Froehly, **T. Godin**, L. Furfaro, P.-A. Lacourt, F. Courvoisier, J.M. Dudley, "*Optical rogue waves in laser speckle*", EOSAM 2014, Berlin, Allemagne.

20. M. Tang, H. Wang, R. Becheker, J.-L. Oudar, D. Gaponov, **T. Godin**, and A. Hideur, "Passively mode-locked Er-doped fiber laser for the generation of high-energy dissipative solitons", CLEO Europe, Munich, June 2015.
21. M. Tang, **T. Godin**, and A. Hideur, "Extreme events and heavy-tailed distributions in an Yb-doped fiber laser self-pulsed by stimulated Brillouin scattering", CLEO Europe, Munich, June 2015.
22. H. Wang, H. Purwar, M. Tang, S. Idlahcen, A. Hideur, C. Rozé, J.-B. Blaisot, and **T. Godin**, "Development of Picosecond Fiber Laser for High Repetition Imaging of Diesel Spray", ICLASS'2015, Taiwan, August 2015.
23. M. Salhi, R. Soulard, G. Brasse, J.L. Doualan, A. Braud, R. Moncorgé, M. Laroche, A. Hideur, **T. Godin**, A. Tyazhev, P. Camy, "1.9  $\mu\text{m}$  laser based on highly doped  $\text{Tm}^{3+}$  :YLF crystalline liquid-phase epitaxy layers", Conférence IS-OM7, Lyon, Mars 2016.
24. R. Soulard, M. Salhi, G. Brasse, J.L. Doualan, A. Braud, R. Moncorgé, M. Laroche, P. Camy, A. Tyazhev, **T. Godin**, A. Hideur, F. Courvoisier, B. Guicharda "Tm-doped crystalline liquid-epitaxy fluoride layers for 2  $\mu\text{m}$  waveguide, thin-disk and ultra-short pulse lasers", Invited talk, ALT'16, Galway, Septembre 2016.
25. R. Soulard, M. Salhi, G. Brasse, J.L. Doualan, A. Braud, R. Moncorgé, M. Laroche, A. Tyazhev, **T. Godin**, A. Hideur, P. Camy, "Tm-doped crystalline liquid-epitaxy fluoride layers for 2  $\mu\text{m}$  waveguide, thin-disk and ultra-short pulse lasers", ASSL, Boston, Octobre 2016.
26. T. Sylvestre, **T. Godin**, J.M. Dudley, R. Ahmad, and M. Rochette, "Mid-infrared wavelength conversion in chalcogenide optical microfibers", Frontiers in Optics, Octobre 2016.
27. R. Becheker, M. Tang, P.-H. Hanzard, A. Tyazhev, A. Mussot, A. Kudlinski, A. Kellou, J.-L. Oudar, **T. Godin**, A. Hideur, "High-energy picosecond fiber optical parametric oscillator emitting in the biological window around 1.7  $\mu\text{m}$ ", CLEO Europe, Munich, June 2017.
28. A. Tyazhev, R. Soulard, M. Paris, **T. Godin**, G. Brasse, J.-L. Doualan, A. Braud, R. Moncorgé, M. Laroche, P. Camy, and A. Hideur, "1.91  $\mu\text{m}$  Diode-pumped  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF Bulk Laser Passively Mode-locked with GaAs-based SESAM", Laser Applications Conference - ASSL, Nagoya, Octobre 2017.
29. P.-H. Hanzard, S. Idlahcen, C. Rozé, **T. Godin** and A. Hideur, "Imagerie toute-optique en temps réel pour l'étude de phénomènes ultra-courts", Journées Imagerie Optique Non Conventionnelle, Paris, Mars 2018.
30. P.-H. Hanzard, S. Idlahcen, C. Rozé, **T. Godin** and A. Hideur, "Imagerie par étirage temporel : application à la détection d'événements ultra-courts et non-répétitifs", Optique Toulouse - CDOP, Juillet 2018.
31. A. Hideur, K. Guesmi, A. Haboucha, A. Ayoub, S. Idlahcen, and **T. Godin**, "High-power ultrafast fiber laser system at 3  $\mu\text{m}$ ", Optique Toulouse - JNOG, Juillet 2018.
32. **[Invited]** P.-H. Hanzard, **T. Godin**, and A. Hideur, "All-optical real-time tracking of high-speed phenomena", SPIE Photonics West, San Francisco, February 2019.
33. **T. Godin**, P.-H. Hanzard, S. Idlahcen, C. Rozé, and A. Hideur, "Photonic time-stretch : applications to ultrafast spectroscopy and real-time imaging", ECONOS, Rouen, Avril 2019.
34. M. Paris, A. Tyazhev, R. Soulard, P. Loiko, J.-L. Doualan, G. Brasse, A. Braud, **T. Godin**, P. Camy, and A. Hideur, "(Tm,Ho) :YLF laser passively mode-locked with a graphene saturable absorber", CLEO Europe, Munich, Juin 2019.
35. **[Invited]** A. Ayoub, H. Delahaye, M. Paris, K. Guesmi, G. Granger, L. Lavoute, J. Gomes, S. Idlahcen, **T. Godin**, D. Gaponov, N. Ducros, S. Février and A. Hideur "Sources laser ultra-rapides fibrées émettant dans le moyen infrarouge", JNOG, Paris-Saclay, Juillet 2019.
36. **[Invited]** R. Becheker, M. Touil, S. Idlahcen, M. Tang, A. Haboucha, B. Barviau, F. Grisch, P. Camy, **T. Godin**, and A. Hideur, "Experimental demonstration of fiber optical parametric chirped pulse oscillation at 1  $\mu\text{m}$ ", OSA Advanced Photonics Congress, Nonlinear Photonics, Juillet 2020.
37. R. Becheker, M. Touil, S. Idlahcen, M. Tang, A. Haboucha, B. Barviau, F. Grisch, P. Camy, **T. Godin**, and A. Hideur, "Fiber optical parametric chirped-pulse oscillator at 1220 nm", 9th EPS-QEOD Europhoton Conference, Septembre 2020.

38. [M. Touil](#), [R. Bechecker](#), **T. Godin**, and [A. Hideur](#), "*Spectro-temporal dynamics in a fiber optical parametric oscillator*", 9th EPS-QEOD Europhoton Conference, Septembre 2020.
39. [A. Tyazhev](#), [F. Starecki](#), [S. Cozic](#), [P. Loiko](#), [L. Guillemot](#), [A. Braud](#), [F. Joulain](#), [M. Tang](#), **T. Godin**, [A. Hideur](#), and [P. Camy](#), "*Thulium Fluoride Fiber Laser at 2.27  $\mu\text{m}$  Pumped by Upconversion with an Ytterbium Fiber Laser*", OSA Laser Congress - ASSL, Washington, USA, Octobre 2020.
40. [M. Bailly](#), [R. Bechecker](#), [S. Idlahcen](#), **T. Godin**, [B. Gérard](#), [H. Delahaye](#), [S. Février](#), [A. Grisard](#), [E. Lallier](#), [A. Hideur](#), "*Mid-infrared parametric generation in OP-GaAs waveguides pumped by a femto-second erbium-doped fluoride fiber laser*", SPIE Photonics West - LASE, San Francisco, USA, Mars 2021.
41. [R. Bechecker](#), [M. Touil](#), [S. Idlahcen](#), [M. Tang](#), [A. Haboucha](#), [B. Barviau](#), [F. Grisch](#), [P. Camy](#), **T. Godin**, and [A. Hideur](#), "*High-energy fiber optical parametric chirped-pulse oscillator*", CLEO/EUROPE-EQEC 2021, Munich, Juin 2021.
42. [A. Kouta](#), [T. Berthelot](#), [R. Bechecker](#), [S. Cozic](#), [S. Idlahcen](#), **T. Godin**, [P. Camy](#), [S. Poulain](#), and [A. Hideur](#), "*Passively mode-locked 2.8  $\mu\text{m}$  polarization maintaining fiber laser*", CLEO/EUROPE-EQEC 2021, Munich, Juin 2021.
43. [A. Kouta](#), [R. Bechecker](#), [T. Berthelot](#), [S. Cozic](#), [S. Idlahcen](#), **T. Godin**, [P. Camy](#), [S. Poulain](#), and [A. Hideur](#), "*Laser à verrouillage de modes à base d'une fibre en verre fluoré à maintien de polarisation*", Optique Dijon, Juillet 2021.
44. [K. Le Corre](#), [T. Robin](#), [B. Cadier](#), [R. Bechecker](#), **T. Godin**, [A. Hideur](#), [H. Gilles](#), [S. Girard](#), [M. Laroche](#), "*Femtosecond all-PM Nd-doped fiber laser operated near 910 nm*", OSA Laser Congress - ASSL, Toronto, Canada, Octobre 2021.
45. **[Invited]** [M. Touil](#), [S. Idlahcen](#), [R. Bechecker](#), [D. Lebrun](#), [C. Rozé](#), [A. Hideur](#), and **T. Godin**, "*Imagerie ultra-rapide mono-coup assistée par mise en forme acousto-optique et holographie numérique en ligne*", CDOP, Optique Nice, Juillet 2022.
46. [G. Granger](#), [M. Bailly](#), [H. Delahaye](#), [C. Jimenez](#), [I. Tiliouine](#), [Y. Leventoux](#), [J.C. Orlianges](#), [V. Couderc](#), [B. Gérard](#), [R. Bechecker](#), [S. Idlahcen](#), **T. Godin**, [A. Hideur](#), [A. Grisard](#), [E. Lallier](#), and [S. Février](#), "*Mid-IR Supercontinuum in Gallium Arsenide Waveguide*", OSA Laser Congress - ASSL, Barcelona, Décembre 2022.
47. **[Invited]** [M. Touil](#), [S. Idlahcen](#), [R. Bechecker](#), [D. Lebrun](#), [C. Rozé](#), [A. Hideur](#), and **T. Godin**, "*Flexible acousto-optically driven single-shot imaging*", SPIE Photonics West, LASE, San Francisco, Février 2023.
48. **[Invited]** [G. Granger](#), [M. Bailly](#), [H. Delahaye](#), [C. Jimenez](#), [I. Tiliouine](#), [Y. Leventoux](#), [J.C. Orlianges](#), [V. Couderc](#), [B. Gérard](#), [R. Bechecker](#), [S. Idlahcen](#), **T. Godin**, [A. Hideur](#), [A. Grisard](#), [E. Lallier](#), and [S. Février](#), "*Mid-IR supercontinuum in gallium arsenide waveguide*", SPIE Photonics West, LASE, San Francisco, Février 2023.
49. [A. Tyazhev](#), [M. Gaulke](#), [P. Loiko](#), [J. Heidrich](#), [M. Golling](#), [L. Guillemot](#), **T. Godin**, [H. Dupont](#), [F. Druon](#), [P. Camy](#), [U. Keller](#), and [A. Hideur](#), "*GaSb-Based SESAM Mode-Locked Upconversion-Pumped Thulium Laser at 2308 nm*", CLEO, San Jose, Mai 2023.
50. [R. Bechecker](#), [L. Guiramand](#), [A. Martinez](#), [S. Idlahcen](#), [J. Houard](#), **T. Godin**, [X. Ropagnol](#), [D. Paparo](#), [F. Blanchard](#), [A. Vella](#), and [A. Hideur](#), "*High-intensity single-cycle THz source driven by a high-power fiber laser*", CLEO Europe, Munich, Juin 2023.
51. [A. Tyazhev](#), [M. Gaulke](#), [P. Loiko](#), [J. Heidrich](#), [M. Golling](#), [L. Guillemot](#), **T. Godin**, [P. Camy](#), [U. Keller](#), and [A. Hideur](#), "*1.2-ps SESAM mode-locked Tm :LiYF<sub>4</sub> laser at 2.31  $\mu\text{m}$* ", CLEO Europe, Munich, Juin 2023.
52. **[Invited]** **T. Godin**, "*L'imagerie ultra-rapide ou comment capturer des images à la vitesse de la lumière*", 18ème Colloque de la Société Française des Microscopies, Rouen, Juillet 2023. **[Conférence plénière d'ouverture]**
53. [A. Martinez](#), [R. Bechecker](#), [L. Guiramand](#), [S. Idlahcen](#), [J. Houard](#), **T. Godin**, [X. Ropagnol](#), [D. Paparo](#), [F. Blanchard](#), [A. Vella](#), and [A. Hideur](#), "*High-Intensity THz Pulses Generation In Lithium Niobate Using A Reflective Echelon Scheme*", 48th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Montreal, Septembre 2023.

54. D. Boukhaoui, S. Idlahcen, J. Houard, I. Blum, **T. Godin**, F. Amrani, F. Gérôme, F. Benabid, A. Vella, and A. Hideur, "High energy 50 fs fiber-based laser system for high harmonics generation in solids", European Optical Society Annual Meeting (EOSAM) 2023, Dijon, Septembre 2023.
55. T. Guezennec, S. Idlahcen, A. Cervera, P.-H. Hanzard, D. Landais, L. Provino, A. Haboucha, **T. Godin**, and A. Hideur, " $\mu$ J-level normal dispersion fiber optical parametric chirped-pulse oscillator based on a collapsed-ends photonic crystal fiber", European Optical Society Annual Meeting (EOSAM) 2023, Dijon, Septembre 2023.
56. S. Normani, S. Idlahcen, P. Loiko, P.-H. Hanzard, A. Rodrigues De Paula, **T. Godin**, T. Berthelot, S. Cozic, S. Poulain, P. Camy, and A. Hideur, "GaSb-Based SESAM Mode-Locking of a Polarization-Maintaining Er :ZBLAN Fiber Laser at 2.8  $\mu$ m", Optica Laser Congress 2023, Washington, Octobre 2023.
57. A. Mikhneva, D. Boukhaoui, S. Idlahcen, J. Houard, I. Blum, **T. Godin**, F. Amrani, F. Gérôme, F. Benabid, D. Gauthier, W. Boutu, A. Hideur, and A. Vella, "Ultrafast fiber laser for high-harmonics generation in solids", JNOG, Optique Normandie, Juillet 2024.
58. J.E. Bae, A. Tyazhev, M. Gaulke, P. Loiko, J. Heidrich, M. Golling, S. Idlahcen, L. Guillemot, T. Godin, U. Keller, P. Camy, and A. Hideur, "GaSb-based SESAM mode-locked femtosecond 2309 nm Tm :LiYF<sub>4</sub> laser", JNCO, Optique Normandie, Juillet 2024.
59. S. Normani, S. Idlahcen, P. Loïko, S. Hatim, P.-H. Hanzard, A. Rodrigues De Paula, L. Guillemot, **T. Godin**, T. Berthelot, S. Cozic, S. Poulain, E. Koivusalo, M. Guina, P. Camy, and A. Hideur, "Emission à 2.8  $\mu$ m par un laser à fibre dopée Erbium à verrouillage de mode utilisant un absorbant saturable à base de GaSb", JNOG, Optique Normandie, Juillet 2024.
60. **[Invited] T. Godin**, S. Idlahcen, T. Guezennec, A. Martinez, R. Bechecker, P.H. Hanzard, L. Guiramand, A. Haboucha, F. Blanchard, S. Février, A. Grisard, B. Gérard, A. Vella, and A. Hideur, "Conversion non-linéaire de fréquence à partir de sources lasers impulsionsnelles fibrées à hautes cadences", COLOQ, Optique Normandie, Juillet 2024.
61. **[Invited]** A. Mikhneva, D. Boukhaoui, S. Idlahcen, J. Houard, I. Blum, **T. Godin**, F. Amrani, F. Gérôme, F. Benabid, D. Gauthier, W. Boutu, H. Merji, A. Hideur, and A. Vella, "Ultrafast fiber laser for high-harmonic generation in solids", JNOG, Optique Normandie, Juillet 2024.
62. J.E. Bae, M. Gaulke, P. Loiko, J. Heidrich, M. Golling, S. Idlahcen, L. Guillemot, A. Benayad, **T. Godin**, U. Keller, P. Camy, and A. Hideur, "Continuous-wave and SESAM mode-locked 2.3  $\mu$ m Tm :LiYF<sub>4</sub> lasers : Upconversion pumping at 1.45  $\mu$ m", Europhoton 2024, Vilnius, Lithuanie, Aout 2024.
63. A. Rodrigues De Paula, S. Idlahcen, D. Lebrun, P.-H. Hanzard, A. Hideur, and **T. Godin**, "Flexible ultrafast single-shot imaging based on acousto-optical shaping and hyperspectral capture", CLEO Europe, Munich, Germany, Juin 2025.
64. T. Guezennec, S. Idlahcen, L. Provino, A. Haboucha, **T. Godin**, and A. Hideur, "Study of the dynamics of a high-energy normal-dispersion fiber optical parametric chirped-pulse oscillator", CLEO Europe, Munich, Germany, Juin 2025.
65. **[Invited]** J. Bae, M. Gaulke, P. Loiko, J. Heidrich, M. Golling, S. Idlahcen, L. Guillemot, **T. Godin**, F. Druon, P. Camy, U. Keller, and A. Hideur, "Femtosecond Upconversion Pumped 2.3- $\mu$ m thulium Laser", CLEO Europe, Munich, Germany, Juin 2025.
66. A. Mikhneva, D. Boukhaoui, S. Idlahcen, J. Houard, I. Blum, **T. Godin**, L. Guiramand, F. Amrani, F. Gérôme, F. Benabid, D. Gauthier, H. Merdji, W. Boutu, A. Vella, and A. Hideur, "Fiber-Based High-Energy 1550 nm Laser for Generating High-Order Harmonics", CLEO Europe, Munich, Germany, Juin 2025.
67. S. Hatim, K. Ereemeev, T. Guezennec, S. Idlahcen, P.-H. Hanzard, **T. Godin**, and A. Hideur, "Watt-level polarization maintaining Er<sup>3+</sup> : ZBLAN fiber laser at 3.5  $\mu$ m wavelength", ITQW2025 - Infrared and Terahertz Quantum Worksho, Saint Malo, Septembre 2025.

## 4.5 Posters lors de conférences

1. M. Traiche, **T. Godin**, M. Fromager, T. Catunda, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "*On the sign of population lensing effect in Chromium doped materials*", Laser Physics'10, 2010, Foz do Iguazu, Brazil.
2. M. Traiche, **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, and K. Ait-Ameur, "*Correlation collapse between centre and wings of a truncated Gaussian beam*", Laser Physics'10, 2010, Foz do Iguazu, Brazil.
3. A. Hasnaoui, **T. Godin**, and K. Ait-Ameur, "*Improving both Transverse Mode Discrimination and Diffraction Losses in a laser cavity using an absorbing ring*", Laser Physics'10, 2010, Foz do Iguazu, Brazil.
4. M. Traiche, **T. Godin**, M. Fromager, T. Catunda, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "*On the sign of population lensing effect in Chromium doped materials*", SAIP 2010, Pretoria, South Africa.
5. **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "*Baryscan : une technique innovante et sensible dédiée aux mesures de faibles non-linéarités*", Optique Marseille, JNCO, 2011, Marseille, France.
6. **T. Godin**, R. Moncorgé, J.L. Doualan, M. Fromager, K. Ait-Ameur and T. Catunda, "*Origin of non-resonant population induced refractive index changes in ion-doped laser materials : still an open question*", Optique Marseille, JNCO, 2011, Marseille, France.
7. **T. Godin**, S. Ngcobo, E. Cagniot, M. Fromager, A. Forbes, and K. Ait-Ameur, "*Strong reducing of the laser focal volume*", SPIE Optics + Photonics, 2011, San Diego, USA. **Best student paper award**.
8. **T. Godin**, M. Fromager, E. Cagniot, T. Catunda, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "*Highly sensitive laser probing of weak optical nonlinearities*", 5<sup>th</sup> EPS-QEOD Europhoton Conference, 2012, Stockholm, Suède.
9. D. Naidoo, **T. Godin**, M. Fromager, K. Ait-Ameur, and A. Forbes, "*Spatial superposition of Gaussian beams*", OPTO, Photonics West 2014, San Francisco, USA.
10. **T. Godin**, B. Wetzal, D. M. Nguyen, Y. Combes, S. Toenger, T. Sylvestre, G. Genty, F. Dias, and J. M. Dudley, "*Real-time spectral measurements in supercontinuum generation*", FRGLS'13, Besançon, France + Rencontre du non-linéaire 2014, Paris, France.
11. **T. Godin**, Y. Combes, R. Ahmad, M. Rochette, T. Sylvestre, and J. M. Dudley, "*Instabilité de modulation dans le régime de dispersion normal d'un microfil de chalcogénure pour la conversion de fréquence dans le moyen infra-rouge*", Rencontre du non-linéaire 2014, Paris, France.
12. S. Toenger, **T. Godin**, C. Billet, M. Erkintalo, F. Dias, G. Genty, and J. M. Dudley, "*Breathers Emergence in Spontaneous Modulation Instability*", CLEO Europe, Munich, June 2015.
13. M. Talbi, P.-H. Hanzard, M. Tang, **T. Godin**, A. Hideur, "*Evénements extrêmes dans un laser à fibre dopée Yb auto-pulsé par diffusion Brillouin stimulée*", Optique Bretagne, Rennes, Juillet 2015.
14. P.-H. Hanzard, M. Tang, L. Fang, A. Haboucha, **T. Godin**, I. Sagnes, C. Bachelet, J.-L. Oudar, A. Hideur, "*Laser à verouillage de modes par absorbant saturable à semi-conducteur massif à fort contraste*", Optique Bordeaux, Juillet 2016.
15. R. Bechecker, M. Tang, P.-H. Hanzard, A. Tyazhev, A. Mussot, A. Kudlinski, A. Kellou, J.-L. Oudar, **T. Godin**, A. Hideur, "*Génération d'impulsions picosecondes haute énergie dans un oscillateur paramétrique optique à fibre accordable autour de 1.7  $\mu\text{m}$* ", Optique Bordeaux, Juillet 2016.
16. P.-H. Hanzard, M. Tang, A. Haboucha, I. Sagnes, C. Bachelet, **T. Godin**, J.-L. Oudar, A. Hideur, "*New generation of InGaAs-based saturable absorbers for ultrafast fiber lasers*", CLEO Europe, Munich, June 2017.
17. D. Mallek, P.-H. Hanzard, D. Boukhaoui, A. Kellou, H. Leblond, F. Sanchez, **T. Godin**, A. Hideur, "*Influence of stimulated Brillouin scattering on the dynamics of a self-pulsing fiber laser*", CLEO Europe, Munich, June 2017.
18. A. Tyazhev, M. Paris, R. Souillard, P. Loiko, J.-L. Doualan, G. Brasse, A. Braud, **T. Godin**, P. Camy, and Ammar Hideur, "*Passively Mode-locked (Tm,Ho) :YLF Laser*", OSA Laser Congress 2018, Advanced Solid-State Lasers (ASSL), Boston, November 2018.

19. D. Boukhaoui, D. Mallek, H. Kellou, H. Leblond, F. Sanchez, **T. Godin**, and A. Hideur, "Extreme events generation via cascaded stimulated Brillouin scattering in self-pulsing fiber lasers", CLEO Europe, Munich, Juin 2019.
20. R. Becheker, M. Touil, K. Le Corre, T. Robin, B. Cadier, M. Laroche, **T. Godin**, and A. Hideur, "Observation of dissipative soliton resonance mode-locking in an all-polarization-maintaining neodymium fiber laser", OSA Laser Congress - Advanced Solid State Lasers (ASSL), Vienna, October 2019.
21. K. Le Corre, H. Gilles, S. Girard, A. Barnini, T. Robin, B. Cadier, G. Santarelli, **T. Godin**, A. Hideur, and M. Laroche, "Large core, low-NA Neodymium-doped fiber for high power CW and pulsed laser operation near 900 nm", OSA Laser Congress - Advanced Solid State Lasers (ASSL), Vienna, October 2019.
22. M. Touil, R. Becheker, **T. Godin**, and A. Hideur, "Wavelength correlations in a fiber optical parametric oscillator", CLEO/EUROPE-EQEC 2021, Munich, Juin 2021.
23. M. Touil, R. Becheker, **T. Godin**, and A. Hideur, "Démonstration d'une technique d'imagerie ultra-rapide single-shot contrôlable à 1 Tfps", Optique Dijon, Juillet 2021.
24. K. Le Corre, T. Robin, B. Cadier, G. Santarelli, R. Becheker, **T. Godin**, A. Hideur, H. Gilles, S. Girard, M. Laroche, "Laser à fibre en anneau à blocage de modes passif accordable autour de 910 nm", Optique Dijon, Juillet 2021.
25. R. Becheker, M. Bailly, S. Idlahcen, **T. Godin**, B. Gérard, H. Delahaye, S. Février, A. Grisard, E. Lallier, A. Hideur, "Génération paramétrique moyen infrarouge dans des guides d'ondes OP-GaAs pompés par un laser à fibre fluorée à impulsions ultracourtes", Optique Dijon, Juillet 2021.
26. D. Boukhaoui, S. Idlahcen, J. Houard, I. Blum, T. Godin, F. Amrani, F. Géroème, F. Benabid, D. Gauthier, W. Boutu, H. Merdji, A. Hideur, and A. Vella, "High harmonic generation in solids driven by a high energy fiber laser source", Advances in Ultrafast Condensed Phase Physics IV, SPIE Photonics Europe, Strasbourg, Juin 2024.
27. T. Guezennec, S. Idlahcen, L. Provino, A. Haboucha, **T. Godin**, and A. Hideur, "Oscillateur paramétrique fibré à dérive de fréquence : performances et dynamique", JNOG, Optique Normandie, Juillet 2024.
28. A. Martinez, R. Becheker, L. Guiramand, D. Boukhaoui, S. Idlahcen, J. Houard, **T. Godin**, X. Ropagnol, D. Paparo, F. Blanchard, A. Vella, and A. Hideur, "High repetition rate THz generation via optical rectification", OMW, Optique Normandie, Juillet 2024.
29. A. Rodrigues De Paula, S. Idlahcen, D. Lebrun, C. Rozé, P.-H. Hanzard, A. Hideur, and **T. Godin**, "Une technique d'imagerie ultra-rapide single-shot versatile à travers le façonnage opto-acoustique d'impulsions courtes", CDOP, Optique Normandie, Juillet 2024.
30. A. Fahy, L. Guiramand, A. Martinez, S. Idlahcen, J. Houard, **T. Godin**, A. Vella, and A. Hideur, "Highly-stable laser-driven single-cycle intense terahertz source with 100 kHz repetition rate", CLEO Europe, Munich, Germany, Juin 2025.

## 4.6 Séminaires et présentations lors de GdR

1. **T. Godin**, P.-H. Hanzard, S. Idlahcen, C. Rozé, and A. Hideur, "All-optical real-time tracking of high-speed phenomena", Université H. Boumediene, Laboratoire d'Electronique Quantique, 19 Février 2019.
2. **T. Godin**, P.-H. Hanzard, S. Idlahcen, C. Rozé, and A. Hideur, "Imagerie en temps réel de phénomènes ultra-rapides", Ecole Centrale de Lyon, LMFA, 10 Mai 2019.
3. M. Paris, K. Guesmi, G. Granger, L. Lavoute, J. Gomes, S. Idlahcen, **T. Godin**, D. Gaponov, N. Ducros, S. Février and A. Hideur, "Lasers ultra-rapides dans le moyen IR", 4ème réunion plénière du GdR Ultrafast Phenomena, 24-26 Février 2020.

4. R. Becheker, M. Touil, S. Idlahcen, M. Tang, A. Haboucha, B. Barviau, F. Grisch, P. Camy, **T. Godin**, and A. Hideur, "*Experimental and numerical demonstration of fiber optical parametric chirped-pulse oscillator at 1220 nm*", 1ère réunion plénière du GdR ELIOS, 3 décembre 2020.
5. M. Touil, R. Becheker, **T. Godin**, and A. Hideur, "*Investigation of the spectro-temporal dynamics in a fiber optical parametric oscillator*", 1ère réunion plénière du GdR ELIOS, 3 décembre 2020.
6. T. Guezennec, A. Haboucha, **T. Godin**, and A. Hideur, "*Performances and noise dynamics of a normal dispersion fiber optical parametric chirped pulse oscillator*", Journées du GdR ELIOS, 26 septembre 2024.
7. A. Rodrigues De Paula, S. Idlahcen, A. Hideur, and **T. Godin**, "*A straightforward ultrafast single-shot imaging technique through opto-acoustic shaping of short pulses and hyperspectral technology*", Journées du GdR ELIOS, 25 septembre 2024.



## Bibliographie

- [1] Daniel R SOLLI, Claus ROPERS, Prakash KOONATH et Bahram JALALI. Optical rogue waves. *Nature*, 450(7172) :1054-1057, 2007.
- [2] John M DUDLEY, Frédéric DIAS, Miro ERKINTALO et Goëry GENTY. Instabilities, breathers and rogue waves in optics. *Nature Photonics*, 8(10) :755-764, 2014.
- [3] Nail AKHMEDIEV, Bertrand KIBLER, Fabio BARONIO, Milivoj BELIĆ, Wei-Ping ZHONG, Yiqi ZHANG, Wonkeun CHANG, Jose M SOTO-CRESPO, Peter VOUZAS, Philippe GRELU et al. Roadmap on optical rogue waves and extreme events. *Journal of Optics*, 18(6) :063001, 2016.
- [4] John M DUDLEY, Goëry GENTY, Arnaud MUSSOT, Amin CHABCHOUB et Frédéric DIAS. Rogue waves and analogies in optics and oceanography. *Nature Reviews Physics*, 1(11) :675-689, 2019.
- [5] Benjamin WETZEL et Thomas GODIN. Vagues scélérates optiques-Étude des événements extrêmes en photonique. *Techniques de l'Ingénieur* :e6422, 2022.
- [6] Antoine FJ RUNGE, Claude AGUERGARAY, Neil GR BRODERICK et Miro ERKINTALO. Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser. *Optics Letters*, 39(2) :319-322, 2014.
- [7] Stéphane RANDOUX et Pierre SURET. Experimental evidence of extreme value statistics in Raman fiber lasers. *Optics Letters*, 37(4) :500-502, 2012.
- [8] Cristian BONATTO, Michael FEYEREISEN, Stéphane BARLAND, Massimo GIUDICI, Cristina MASOLLER, Jose R Rios LEITE et Jorge R TREDICCE. Deterministic optical rogue waves. *Physical Review Letters*, 107(5) :053901, 2011.
- [9] C LECAPLAIN, Ph GRELU, JM SOTO-CRESPO et Nail AKHMEDIEV. Dissipative rogue waves generated by chaotic pulse bunching in a mode-locked laser. *Physical Review Letters*, 108(23) :233901, 2012.
- [10] Zhanwei LIU, Shumin ZHANG et Frank W WISE. Rogue waves in a normal-dispersion fiber laser. *Optics Letters*, 40(7) :1366-1369, 2015.
- [11] Andrei A FOTIADI, Patrice MÉGRET et Michel BLONDEL. Dynamics of a self-Q-switched fiber laser with a Rayleigh-stimulated Brillouin scattering ring mirror. *Optics Letters*, 29(10) :1078-1080, 2004.
- [12] Jordi ZAMORA-MUNT, Bruno GARBIN, Stéphane BARLAND, Massimo GIUDICI, Jose R Rios LEITE, Cristina MASOLLER et Jorge R TREDICCE. Rogue waves in optically injected lasers : Origin, predictability, and suppression. *Physical Review A*, 87(3) :035802, 2013.
- [13] G. AGRAWAL. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2013.
- [14] Mathieu LAROCHE, Hervé GILLES et Sylvain GIRARD. High-peak-power nanosecond pulse generation by stimulated Brillouin scattering pulse compression in a seeded Yb-doped fiber amplifier. *Optics Letters*, 36(2) :241-243, 2011.
- [15] Sergei K TURITSYN, Sergey A BABIN, Atalla E EL-TAHER, Paul HARPER, Dmitriy V CHURKIN, Sergey I KABLUKOV, Juan Diego ANIA-CASTAÑÓN, Vassilis KARALEKAS et Evgenii V PODIVILOV. Random distributed feedback fibre laser. *Nature Photonics*, 4(4) :231-235, 2010.
- [16] Yulong TANG et Jianqiu XU. A random Q-switched fiber laser. *Scientific Reports*, 5(1) :9338, 2015.
- [17] Pierre-Henry HANZARD, Mohamed TALBI, Djouher MALLEK, Abdelhamid KELLOU, Hervé LEBLOND, François SANCHEZ, Thomas GODIN et Ammar HIDEUR. Brillouin scattering-induced rogue waves in self-pulsing fiber lasers. *Scientific Reports*, 7(1) :45868, 2017.
- [18] Mathieu LAROCHE, Hervé GILLES et Sylvain GIRARD. Influence of stimulated Brillouin scattering on the temporal dynamics of an actively Q-switched double-clad fiber laser. *Optics Communications*, 281(8) :2243-2247, 2008.
- [19] AV KIR'YANOV, P MUNIZ-CÁNOVAS et YO BARMENKOV. The diversity of operational regimes in an ytterbium-doped fiber laser with a low-Q-factor cavity. *Laser Physics Letters*, 20(11) :115101, 2023.
- [20] Djamila BOUKHAOUI, Djouher MALLEK, Abdelhamid KELLOU, Hervé LEBLOND, François SANCHEZ, Thomas GODIN et Ammar HIDEUR. Influence of higher-order stimulated Brillouin scattering on the occurrence of extreme events in self-pulsing fiber lasers. *Physical Review A*, 100(1) :013809, 2019.

- [21] B.H. KOLNER. Space-time duality and the theory of temporal imaging. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(8) :1951-1963, 1994. DOI : [10.1109/3.301659](https://doi.org/10.1109/3.301659).
- [22] Thomas GODIN, Lynn SADER, Anahita Khodadad KASHI, Pierre-Henry HANZARD, Ammar HIDEUR, David J. MOSS, Roberto MORANDOTTI, Goery GENTY, John M. DUDLEY, Alessia PASQUAZI, Michael KUES et Benjamin WETZEL. Recent advances on time-stretch dispersive Fourier transform and its applications. *Advances in Physics : X*, 7(1) :2067487, 2022. DOI : [10.1080/23746149.2022.2067487](https://doi.org/10.1080/23746149.2022.2067487).
- [23] Andrew M WEINER. *Ultrafast optics*. John Wiley & Sons, 2011.
- [24] Ian A. WALMSLEY et Christophe DORRER. Characterization of ultrashort electromagnetic pulses. *Adv. Opt. Photon.*, 1(2) :308-437, 2009. DOI : [10.1364/AOP.1.000308](https://doi.org/10.1364/AOP.1.000308).
- [25] Tsz Chun WONG, Michelle RHODES et Rick TREBINO. Single-shot measurement of the complete temporal intensity and phase of supercontinuum. *Optica*, 1(2) :119-124, 2014. DOI : [10.1364/OPTICA.1.000119](https://doi.org/10.1364/OPTICA.1.000119).
- [26] C. IACONIS et I. A. WALMSLEY. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses. *Optics Letters*, 23(10) :792-794, 1998. DOI : [10.1364/OL.23.000792](https://doi.org/10.1364/OL.23.000792).
- [27] W. KORNELIS, J. BIEGERT, J. W. G. TISCH, M. NISOLI, G. SANSONE, C. VOZZI, S. De SILVESTRI et U. KELLER. Single-shot kilohertz characterization of ultrashort pulses by spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction. *Optics Letters*, 28(4) :281-283, 2003. DOI : [10.1364/OL.28.000281](https://doi.org/10.1364/OL.28.000281).
- [28] Keisuke GODA et Bahram JALALI. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements. *Nature Photonics*, 7(2) :102-112, 2013.
- [29] Ata MAHJOUBFAR, Dmitry V CHURKIN, Stéphane BARLAND, Neil BRODERICK, Sergei K TURITSYN et Bahram JALALI. Time stretch and its applications. *Nature Photonics*, 11(6) :341-351, 2017.
- [30] Reza SALEM, Mark A FOSTER et Alexander L GAETA. Application of space-time duality to ultrahigh-speed optical signal processing. *Advances in Optics and Photonics*, 5(3) :274-317, 2013.
- [31] Keisuke GODA, Daniel R SOLLI, Kevin K TSIA et Bahram JALALI. Theory of amplified dispersive Fourier transformation. *Physical Review A*, 80(4) :043821, 2009.
- [32] Georg HERINK, Bahram JALALI, Claus ROPERS et Daniel R SOLLI. Resolving the build-up of femtosecond mode-locking with single-shot spectroscopy at 90 MHz frame rate. *Nature Photonics*, 10(5) :321-326, 2016.
- [33] Georg HERINK, Felix KURTZ, Bahram JALALI, Daniel R SOLLI et Claus ROPERS. Real-time spectral interferometry probes the internal dynamics of femtosecond soliton molecules. *Science*, 356(6333) :50-54, 2017.
- [34] Katarzyna KRUPA, K NITHYANANDAN, Ugo ANDRAL, Patrice TCHOFO-DINDA et Philippe GRELU. Real-time observation of internal motion within ultrafast dissipative optical soliton molecules. *Physical Review Letters*, 118(24) :243901, 2017.
- [35] Benjamin WETZEL, Alessio STEFANI, Laurent LARGER, Pierre-Ambroise LACOURT, Jean-Marc MEROLLA, Thibaut SYLVESTRE, Alexandre KUDLINSKI, Arnaud MUSSOT, Goëry GENTY, Frédéric DIAS et al. Real-time full bandwidth measurement of spectral noise in supercontinuum generation. *Scientific Reports*, 2(1) :882, 2012.
- [36] Thomas GODIN, Benjamin WETZEL, Thibaut SYLVESTRE, Laurent LARGER, Alexandre KUDLINSKI, Arnaud MUSSOT, A Ben SALEM, M ZGHAL, G GENTY, F DIAS et al. Real time noise and wavelength correlations in octave-spanning supercontinuum generation. *Optics Express*, 21(15) :18452-18460, 2013.
- [37] Daniel R SOLLI, Georg HERINK, Bahram JALALI et Claus ROPERS. Fluctuations and correlations in modulation instability. *Nature Photonics*, 6(7) :463-468, 2012.
- [38] Xie WANG, Damien BIGOURD, Alexandre KUDLINSKI, Kenneth KY WONG, Marc DOUAY, Laurent BIGOT, Antoine LEROUGE, Yves QUIQUEMPOIS et Arnaud MUSSOT. Correlation between multiple modulation instability side lobes in dispersion oscillating fiber. *Optics Letters*, 39(7) :1881-1884, 2014.

- [39] Paul ROBERT, Coralie FOURCADE-DUTIN, Romain DAULIAT, Raphael JAMIER, Hector MUÑOZ-MARCO, Pere PÉREZ-MILLÁN, John M DUDLEY, Philippe ROY, Hervé MAILLOTTE et Damien BIGOURD. Spectral correlation of four-wave mixing generated in a photonic crystal fiber pumped by a chirped pulse. *Optics Letters*, 45(15) :4148-4151, 2020.
- [40] Srikanth SUGAVANAM, Mariia SOROKINA et Dmitry V CHURKIN. Spectral correlations in a random distributed feedback fibre laser. *Nature Communications*, 8(1) :15514, 2017.
- [41] Martin A FINGER, Nicolas Y JOLY, P St J RUSSELL et Maria V CHEKHOVA. Characterization and shaping of the time-frequency Schmidt mode spectrum of bright twin beams generated in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers. *Physical Review A*, 95(5) :053814, 2017.
- [42] Margaux BARBIER, Isabelle ZAQUINE et Philippe DELAYE. Spontaneous four-wave mixing in liquid-core fibers : towards fibered Raman-free correlated photon sources. *new Journal of Physics*, 17(5):053031, 2015.
- [43] D DESCLOUX, C LAPORTE, J-B DHERBECOURT, J-M MELKONIAN, M RAYBAUT, C DRAG et A GODARD. Spectrotemporal dynamics of a picosecond OPO based on chirped quasi-phase-matching. *Optics Letters*, 40(2) :280-283, 2015.
- [44] Karolina IVANAUSKIENE, Ignas STASEVICIUS, Mikas VENGRIŠ et Valdas SIRUTKAITIS. Pulse-to-pulse instabilities in synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator. *JOSA B*, 36(1) :131-139, 2019.
- [45] Mohamed TOUIL, Rezki BECHEKER, Thomas GODIN et Ammar HIDEUR. Spectral correlations in a fiber-optical parametric oscillator. *Physical Review A*, 103(4) :043503, 2021.
- [46] R BECHEKER, Mincheng TANG, PH HANZARD, Aleksey TYAZHEV, A MUSSOT, Alexandre KUDLINSKI, A KELLOU, JL OUDAR, T GODIN et Ammar HIDEUR. High-energy dissipative soliton-driven fiber optical parametric oscillator emitting at 1.7  $\mu\text{m}$ . *Laser Physics Letters*, 15(11) :115103, 2018.
- [47] Junsong PENG, Mariia SOROKINA, Srikanth SUGAVANAM, Nikita TARASOV, Dmitry V CHURKIN, Sergei K TURITSYN et Heping ZENG. Real-time observation of dissipative soliton formation in nonlinear polarization rotation mode-locked fibre lasers. *Communications Physics*, 1(1) :20, 2018.
- [48] Martin C FISCHER, Jesse W WILSON, Francisco E ROBLES et Warren S WARREN. Invited review article :pump-probe microscopy. *Review of Scientific Instruments*, 87(3), 2016.
- [49] K GODA, KK TSIA et B JALALI. Serial time-encoded amplified imaging for real-time observation of fast dynamic phenomena. *Nature*, 458(7242) :1145-1149, 2009.
- [50] Kevin K TSIA, Keisuke GODA, Dale CAPEWELL et Bahram JALALI. Performance of serial time-encoded amplified microscope. *Optics express*, 18(10) :10016-10028, 2010.
- [51] Cheng LEI, Hirofumi KOBAYASHI, Yi WU, Ming LI, Akihiro ISOZAKI, Atsushi YASUMOTO, Hideharu MIKAMI, Takuro ITO, Nao NITTA, Takeaki SUGIMURA et al. High-throughput imaging flow cytometry by optofluidic time-stretch microscopy. *Nature protocols*, 13(7) :1603-1631, 2018.
- [52] Yueqin LI, Ata MAHJOUBFAR, Claire Lifan CHEN, Kayvan Reza NIAZI, Li PEI et Bahram JALALI. Deep cytometry : deep learning with real-time inference in cell sorting and flow cytometry. *Scientific reports*, 9(1) :11088, 2019.
- [53] Ata MAHJOUBFAR, Keisuke GODA, Ali AYAZI, Ali FARD, Sang Hyup KIM et Bahram JALALI. High-speed nanometer-resolved imaging vibrometer and velocimeter. *Applied Physics Letters*, 98(10), 2011.
- [54] Keisuke GODA, Kevin K TSIA et Bahram JALALI. Amplified dispersive Fourier-transform imaging for ultrafast displacement sensing and barcode reading. *Applied Physics Letters*, 93(13), 2008.
- [55] Terence TW WONG, Andy KS LAU, Kenneth KY WONG et Kevin K TSIA. Optical time-stretch confocal microscopy at 1  $\mu\text{m}$ . *Optics letters*, 37(16) :3330-3332, 2012.
- [56] Pierre-Henry HANZARD, Thomas GODIN, Said IDLAHCEN, Claude Rozé et Ammar HIDEUR. Real-time tracking of single shockwaves via amplified time-stretch imaging. *Applied Physics Letters*, 112(16), 2018.

- [57] S SAI SHIVA, Ch LEELA, P PREM KIRAN, CD SIJOY et S CHATURVEDI. The effects of electron thermal radiation on laser ablative shock waves from aluminum plasma into ambient air. *Physics of Plasmas*, 23(5), 2016.
- [58] Masataka SHIRASAKI. Virtually imaged phased array. *Fujitsu Scientific & Technical Journal*, 35(1):113-125, 1999.
- [59] Jinyang LIANG et Lihong V WANG. Single-shot ultrafast optical imaging. *Optica*, 5(9) :1113-1127, 2018.
- [60] Xuanke ZENG, Xiaowei LU, Congying WANG, Kaipeng WU, Yi CAI, Hongmei ZHONG, Qinggang LIN, Jiahe LIN, Ruiwei YE et Shixiang XU. Review and prospect of single-shot ultrafast optical imaging by active detection. *Ultrafast Science*, 3 :0020, 2023.
- [61] Daniele FACCIO et Andreas VELTEN. A trillion frames per second : the techniques and applications of light-in-flight photography. *Reports on Progress in Physics*, 81(10) :105901, 2018.
- [62] Xianglei LIU, Patrick KILCULLEN, Youmin WANG, Brandon HELFIELD et Jinyang LIANG. Diffraction-gated real-time ultrahigh-speed mapping photography. *Optica*, 10(9) :1223-1230, 2023.
- [63] Leonid LAZOVSKY, Daniel CISMAS, Gary ALLAN et Doug GIVEN. CCD sensor and camera for 100 Mfps burst frame rate image capture. In *Airborne Intelligence, Surveillance, Reconnaissance (ISR) Systems and Applications II*, tome 5787, pages 184-190. SPIE, 2005.
- [64] Futa MOCHIZUKI, Keiichiro KAGAWA, Shin-ichiro OKIHARA, Min-Woong SEO, Bo ZHANG, Taishi TAKASAWA, Keita YASUTOMI et Shoji KAWAHITO. Single-event transient imaging with an ultra-high-speed temporally compressive multi-aperture CMOS image sensor. *Optics express*, 24(4) :4155-4176, 2016.
- [65] Vikrant TIWARI, MA SUTTON et SR McNEILL. Assessment of high speed imaging systems for 2D and 3D deformation measurements : methodology development and validation. *Experimental mechanics*, 47 :561-579, 2007.
- [66] R KODAMA, K OKADA et Y KATO. Development of a two-dimensional space-resolved high speed sampling camera. *Review of scientific instruments*, 70(1) :625-628, 1999.
- [67] Takao SAIKI, Keitaro SHIMADA, Ayumu ISHIJIMA, Hang SONG, Xinyi QI, Yuki OKAMOTO, Ayako MIZUSHIMA, Yoshio MITA, Takuya HOSOBATA, Masahiro TAKEDA et al. Single-shot optical imaging with spectrum circuit bridging timescales in high-speed photography. *Science Advances*, 9(51) :eadj8608, 2023.
- [68] Chengshuai YANG, Dalong QI, Fengyan CAO, Yilin HE, Jiali YAO, Pengpeng DING, Xiaoping OUYANG, Yanzhong YU, Tianqing JIA, Shixiang XU et al. Single-shot receive-only ultrafast electro-optical deflection imaging. *Physical Review Applied*, 13(2) :024001, 2020.
- [69] Liang GAO, Jinyang LIANG, Chiye LI et Lihong V WANG. Single-shot compressed ultrafast photography at one hundred billion frames per second. *Nature*, 516(7529) :74-77, 2014.
- [70] Jinyang LIANG, Cheng MA, Liren ZHU, Yujia CHEN, Liang GAO et Lihong V WANG. Single-shot real-time video recording of a photonic Mach cone induced by a scattered light pulse. *Science advances*, 3(1) :e1601814, 2017.
- [71] Jinyang LIANG, Peng WANG, Liren ZHU et Lihong V WANG. Single-shot stereo-polarimetric compressed ultrafast photography for light-speed observation of high-dimensional optical transients with picosecond resolution. *Nature communications*, 11(1) :5252, 2020.
- [72] Xiaohua FENG et Liang GAO. Ultrafast light field tomography for snapshot transient and non-line-of-sight imaging. *Nature communications*, 12(1) :2179, 2021.
- [73] Peng WANG, Jinyang LIANG et Lihong V WANG. Single-shot ultrafast imaging attaining 70 trillion frames per second. *Nature communications*, 11(1) :2091, 2020.
- [74] Guilong GAO, Kai HE, Jinshou TIAN, Chunmin ZHANG, Jun ZHANG, Tao WANG, Shaorong CHEN, Hui JIA, Fenfang YUAN, Lingliang LIANG et al. Ultrafast all-optical solid-state framing camera with picosecond temporal resolution. *Optics express*, 25(8) :8721-8729, 2017.
- [75] Yunhua YAO, Yilin HE, Dalong QI, Fengyan CAO, Jiali YAO, Pengpeng DING, Chengzhi JIN, Xianyu WU, Lianzhong DENG, Tianqing JIA et al. Single-shot real-time ultrafast imaging of femtosecond laser fabrication. *Acs Photonics*, 8(3) :738-744, 2021.

- [76] Hirofumi NEMOTO, Takakazu SUZUKI et Fumihiko KANNARI. Single-shot ultrafast burst imaging using an integral field spectroscopy with a microlens array. *Optics Letters*, 45(18) :5004-5007, 2020.
- [77] Mohamed TOUIL, Saïd IDLAHCEN, Rezki BECHEKER, Denis LEBRUN, Claude ROZÉ, Ammar HIDEUR et Thomas GODIN. Acousto-optically driven lensless single-shot ultrafast optical imaging. *Light : Science & Applications*, 11(1) :66, 2022.
- [78] Xiaofang WANG, Lihe YAN, Jinhai SI, Shigeki MATSUO, Huailiang XU et Xun HOU. High-frame-rate observation of single femtosecond laser pulse propagation in fused silica using an echelon and optical polarigraphy technique. *Applied optics*, 53(36) :8395-8399, 2014.
- [79] Qing-Yang YUE, Zhen-Jia CHENG, Lu HAN, Yang YANG et Cheng-Shan GUO. One-shot time-resolved holographic polarization microscopy for imaging laser-induced ultrafast phenomena. *Optics Express*, 25(13) :14182-14191, 2017.
- [80] Yongle ZHU, Xuanke ZENG, Yi CAI, Xiaowei LU, Qifan ZHU, Liangwei ZENG, Tingchao HE, Junzi LI, Yang YANG, Maijie ZHENG et al. All-optical high spatial-temporal resolution photography with raster principle at 2 trillion frames per second. *Optics Express*, 29(17) :27298-27308, 2021.
- [81] Jiang-Lai WU, Yi-Qing XU, Jing-Jiang XU, Xiao-Ming WEI, Antony CHAN, Anson HL TANG, Andy KS LAU, Bob MF CHUNG, Ho CHEUNG SHUM, Edmund Y LAM et al. Ultrafast laser-scanning time-stretch imaging at visible wavelengths. *Light : Science & Applications*, 6(1) :e16196-e16196, 2017.
- [82] Takao SAIKI, Takuya HOSOBATA, Yukihiko KONO, Masahiro TAKEDA, Ayumu ISHIJIMA, Miu TAMAMITSU, Yutaro KITAGAWA, Keisuke GODA, Shin-ya MORITA, Shinobu OZAKI et al. Sequentially timed all-optical mapping photography boosted by a branched 4f system with a slicing mirror. *Optics Express*, 28(21) :31914-31922, 2020.
- [83] Zhengyan LI, Rafal ZGADZAJ, Xiaoming WANG, Yen-Yu CHANG et Michael C DOWNER. Single-shot tomographic movies of evolving light-velocity objects. *Nature Communications*, 5(1) :3085, 2014.
- [84] Jungho MOON, Seokchan YOON, Yong-Sik LIM et Wonshik CHOI. Single-shot imaging of microscopic dynamic scenes at 5 THz frame rates by time and spatial frequency multiplexing. *Optics Express*, 28(4) :4463-4474, 2020.
- [85] Keiichi NAKAGAWA, Atsushi IWASAKI, Yu OISHI, Ryoichi HORISAKI, Akira TSUKAMOTO, Aoi NAKAMURA, Kenichi HIROSAWA, Hongen LIAO, Takashi USHIDA, Keisuke GODA et al. Sequentially timed all-optical mapping photography (STAMP). *Nature Photonics*, 8(9) :695-700, 2014.
- [86] Hong-Yi HUANG, Zhen-Jia CHENG, Yang YANG, Qing-Yang YUE et Cheng-Shan GUO. Single-shot ultrafast sequential holographic imaging with high temporal resolution and a large field of view. *Optics Letters*, 44(19) :4885-4888, 2019.
- [87] Andreas EHN, Joakim BOOD, Zheming LI, Edouard BERROCAL, Marcus ALDÉN et Elias KRISTENSSON. FRAME : femtosecond videography for atomic and molecular dynamics. *Light : Science & Applications*, 6(9) :e17045-e17045, 2017.
- [88] Chen GUANGHUA, Li JIANFENG, Peng QIXIAN, Liu SHOUXIAN et Liu JUN. All-optical coaxial framing photography using parallel coherence shutters. *Optics Letters*, 42(3) :415-418, 2017.
- [89] Qifan ZHU, Yi CAI, Xuanke ZENG, Hu LONG, Hongyi CHEN, Liangwei ZENG, Yongle ZHU, Xiaowei LU et Jingzhen LI. FISI : frequency domain integration sequential imaging at  $1.26 \times 10^{13}$  frames per second and 108 lines per millimeter. *Optics Express*, 30(15) :27429-27438, 2022.
- [90] Sarang YEOLA, Donghoon KUK et Ki-Yong KIM. Single-shot ultrafast imaging via spatiotemporal division of femtosecond laser pulses. *JOSA B*, 35(11) :2822-2827, 2018.
- [91] Takashi KAKUE, Kazuya TOSA, Junpei YUASA, Tatsuki TAHARA, Yasuhiro AWATSUJI, Kenzo NISHIO, Shogo URA et Toshihiro KUBOTA. Digital light-in-flight recording by holography by use of a femtosecond pulsed laser. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 18(1) :479-485, 2011.
- [92] Xuanke ZENG, Shuiqin ZHENG, Yi CAI, Qinggang LIN, Jinyang LIANG, Xiaowei LU, Jingzhen LI, Weixin XIE et Shixiang XU. High-spatial-resolution ultrafast framing imaging at 15 trillion frames per second by optical parametric amplification. *Advanced Photonics*, 2(5) :056002, 2020.

- [93] Takakazu SUZUKI, Fumihiko ISA, Leo FUJII, Kenichi HIROSAWA, Keiichi NAKAGAWA, Keisuke GODA, Ichiro SAKUMA et Fumihiko KANNARI. Sequentially timed all-optical mapping photography (STAMP) utilizing spectral filtering. *Optics express*, 23(23) :30512-30522, 2015.
- [94] Yu LU, Terence TW WONG, Feng CHEN et Lidai WANG. Compressed ultrafast spectral-temporal photography. *Physical review letters*, 122(19) :193904, 2019.
- [95] Jinyang LIANG, Liren ZHU et Lihong V WANG. Single-shot real-time femtosecond imaging of temporal focusing. *Light : Science & Applications*, 7(1) :42, 2018.
- [96] Haocheng TANG, Ting MEN, Xianglei LIU, Yaodan HU, Jingqin SU, Yanlei ZUO, Ping LI, Jinyang LIANG, Michael C DOWNER et Zhengyan LI. Single-shot compressed optical field topography. *Light : Science & Applications*, 11(1) :244, 2022.
- [97] Jinyang LIANG. Punching holes in light : recent progress in single-shot coded-aperture optical imaging. *Reports on Progress in Physics*, 83(11) :116101, 2020.
- [98] Dalong QI, Shian ZHANG, Chengshuai YANG, Yilin HE, Fengyan CAO, Jiali YAO, Pengpeng DING, Liang GAO, Tianqing JIA, Jinyang LIANG et al. Single-shot compressed ultrafast photography : a review. *Advanced Photonics*, 2(1) :014003-014003, 2020.
- [99] Dalong QI, Fengyan CAO, Shuwu XU, Yunhua YAO, Yilin HE, Jiali YAO, Pengpeng DING, Chengzhi JIN, Lianzhong DENG, Tianqing JIA et al. 100-trillion-frame-per-second single-shot compressed ultrafast photography via molecular alignment. *Physical Review Applied*, 15(2) :024051, 2021.
- [100] Taewoo KIM, Jinyang LIANG, Liren ZHU et Lihong V WANG. Picosecond-resolution phase-sensitive imaging of transparent objects in a single shot. *Science Advances*, 6(3) :eaay6200, 2020.
- [101] Zhengyan LI, Rafal ZGADZAJ, Xiaoming WANG, Yen-Yu CHANG et Michael C DOWNER. Single-shot tomographic movies of evolving light-velocity objects. *Nature Communications*, 5(1) :3085, 2014.
- [102] Takakazu SUZUKI, Ryohei HIDA, Yuki YAMAGUCHI, Keiichi NAKAGAWA, Toshiharu SAIKI et Fumihiko KANNARI. Single-shot 25-frame burst imaging of ultrafast phase transition of Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> with a sub-picosecond resolution. *Applied Physics Express*, 10(9) :092502, 2017.
- [103] Pierre TOURNOIS. Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems. *Optics communications*, 140(4-6) :245-249, 1997.
- [104] N FORGET, L CANOVA, Xiaowei CHEN, Aurélie JULLIEN et R LOPEZ-MARTENS. Closed-loop carrier-envelope phase stabilization with an acousto-optic programmable dispersive filter. *Optics letters*, 34(23) :3647-3649, 2009.
- [105] Raman MAKSIMENKA, Patrick NUERNBERGER, Kevin F LEE, Adeline BONVALET, Jadwiga MILKIEWICZ, Cestmir BARTA, Miloš KLIMA, Thomas OKSENHENDLER, Pierre TOURNOIS, Daniel KAPLAN et al. Direct mid-infrared femtosecond pulse shaping with a calomel acousto-optic programmable dispersive filter. *Optics letters*, 35(21) :3565-3567, 2010.
- [106] Xavier AUDIER, Nicolas FORGET et Herve RIGNEAULT. High-speed chemical imaging of dynamic and histological samples with stimulated Raman micro-spectroscopy. *Optics Express*, 28(10) :15505-15514, 2020.
- [107] Nicolas FORGET. *Façonnage d'impulsions optiques et sources ultra-brèves*. Habilitation à diriger des recherches, Université Côte d'Azur, mars 2022. URL : <https://hal.science/te1-03638918>.
- [108] Stéphanie GRABIELLE. *Manipulation et caractérisation du champ électrique optique : applications aux impulsions femtosecondes*. Thèse, Ecole Polytechnique, décembre 2011. URL : <https://pastel.hal.science/pastel-00680293>.
- [109] SaiHERE!HERE!d IDLAHCEN, LoiHERE!HERE!c MÉÈS, Claude ROZÉ, Thierry GIRASOLE et Jean-Bernard BLAISOT. Time gate, optical layout, and wavelength effects on ballistic imaging. *JOSA A*, 26(9) :1995-2004, 2009.
- [110] Takakazu SUZUKI, Hirofumi NEMOTO, Kazuki TAKASAWA et Fumihiko KANNARI. 1000-fps consecutive ultrafast 2D-burst imaging with a sub-nanosecond temporal resolution by a frequency-time encoding of SF-STAMP. *Applied Physics A*, 126 :1-8, 2020.

- [111] Weidong YANG, Alexander B KOSTINSKI et Raymond A SHAW. Phase signature for particle detection with digital in-line holography. *Optics letters*, 31(10) :1399-1401, 2006.
- [112] Robin NOURY, Marie-Charlotte RENOULT, Gilles GODARD et Denis LEBRUN. Phase analysis for focus plane detection in digital inline holography : application to three-dimensional locations of drops and threads in a beads-on-a-string structure. *Applied optics*, 62(23) :6241-6252, 2023.
- [113] Mohamed TOUIL. *Real time measurement of ultrafast phenomena : application to laser oscillators and optical metrology*. Theses, Normandie Université, janvier 2022. URL : <https://theses.hal.science/tel-03670385>.
- [114] Mincheng TANG. *Etude du comportement dynamique des sources laser ultrarapides à base de fibres actives fortement dispersives*. Theses, Normandie Université, juin 2017. URL : <https://theses.hal.science/tel-01753368>.
- [115] Rezki BECHEKER. *Etude théorique et expérimentale d'un laser à fibre à impulsions ultracourtes*. Thèse de doctorat, 2019.
- [116] Mincheng TANG, Geoffroy GRANGER, Fabien LESPARRE, Hongjie WANG, Kai QIAN, Caroline LECAPLAIN, Jean-Louis OUDAR, Yves JAOUEN, Renaud GABET, Dmitry GAPONOV et al. Large Normal Dispersion Mode-Locked Erbium-Doped Fiber Laser. *Fibers*, 7(11) :97, 2019.
- [117] Caroline LECAPLAIN, Ammar HIDEUR, Sébastien FÉVRIER et Philippe ROY. Mode-locked Yb-doped Bragg fiber laser. *Optics letters*, 34(18) :2879-2881, 2009.
- [118] Simon LEFRANÇOIS, Khanh KIEU, Yujun DENG, James D KAFKA et Frank W WISE. Scaling of dissipative soliton fiber lasers to megawatt peak powers by use of large-area photonic crystal fiber. *Optics letters*, 35(10) :1569-1571, 2010.
- [119] Martin BAUMGARTL, Caroline LECAPLAIN, Ammar HIDEUR, Jens LIMPET et Andreas TÜNNERMANN. 66 W average power from a microjoule-class sub-100 fs fiber oscillator. *Optics letters*, 37(10) :1640-1642, 2012.
- [120] Andy CHONG, William H RENNINGER et Frank W WISE. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20nJ. *Optics letters*, 32(16) :2408-2410, 2007.
- [121] Philippe GRELU et Nail AKHMEDIEV. Dissipative solitons for mode-locked lasers. *Nature photonics*, 6(2) :84-92, 2012.
- [122] Nikolai B CHICHKOV, Katharina HAUSMANN, Dieter WANDT, Uwe MORGNER, Jörg NEUMANN et Dietmar KRACHT. High-power dissipative solitons from an all-normal dispersion erbium fiber oscillator. *Optics letters*, 35(16) :2807-2809, 2010.
- [123] Hui LIU, Zhanwei LIU, Erin S LAMB et Frank WISE. Self-similar erbium-doped fiber laser with large normal dispersion. *Optics letters*, 39(4) :1019-1021, 2014.
- [124] Mincheng TANG, H WANG, R BECHEKER, J-L OUDAR, D GAPONOV, T GODIN et A HIDEUR. High-energy dissipative solitons generation from a large normal dispersion Er-fiber laser. *Optics letters*, 40(7) :1414-1417, 2015.
- [125] Walter FU, Logan G WRIGHT, Pavel SIDORENKO, Sterling BACKUS et Frank W WISE. Several new directions for ultrafast fiber lasers. *Optics express*, 26(8) :9432-9463, 2018.
- [126] Yufeng SONG, Xujie SHI, Chengfa WU, Dingyuan TANG et Han ZHANG. Recent progress of study on optical solitons in fiber lasers. *Applied Physics Reviews*, 6(2), 2019.
- [127] Ying HAN, Yubin GUO, Bo GAO, Chunyang MA, Ruohan ZHANG et Han ZHANG. Generation, optimization, and application of ultrashort femtosecond pulse in mode-locked fiber lasers. *Progress in Quantum Electronics*, 71 :100264, 2020.
- [128] Guoqing CHANG et Zhiyi WEI. Ultrafast fiber lasers : an expanding versatile toolbox. *Iscience*, 23(5), 2020.
- [129] Wonkeun CHANG, Adrian ANKIEWICZ, JM SOTO-CRESPO et Nail AKHMEDIEV. Dissipative soliton resonances. *Physical Review A*, 78(2) :023830, 2008.

- [130] Georges SEMAAN, Fatma Ben BRAHAM, Jorel FOURMONT, Mohamed SALHI, Faouzi BAHLOUL et François SANCHEZ. 10  $\mu$ J dissipative soliton resonance square pulse in a dual amplifier figure-of-eight double-clad Er : Yb mode-locked fiber laser. *Optics letters*, 41(20) :4767-4770, 2016.
- [131] Junqing ZHAO, Jian ZHOU, Lei LI, Luming ZHAO, Dingyuan TANG, Deyuan SHEN et Lei SU. Dissipative soliton resonance and its depression into burst-like emission in a holmium-doped fiber laser with large normal dispersion. *Optics letters*, 44(10) :2414-2417, 2019.
- [132] Tuanjie DU, Zhengqian LUO, Runhua YANG, Yizhong HUANG, Qiujun RUAN, Zhiping CAI et Huiying XU. 1.2-W average-power, 700-W peak-power, 100-ps dissipative soliton resonance in a compact Er : Yb co-doped double-clad fiber laser. *Optics Letters*, 42(3) :462-465, 2017.
- [133] Karol KRZEMPEK, Dorota TOMASZEWSKA et Krzysztof M ABRAMSKI. Dissipative soliton resonance mode-locked all-polarization-maintaining double clad Er : Yb fiber laser. *Optics express*, 25(21) :24853-24860, 2017.
- [134] I ARMAS-RIVERA, Christian CUADRADO-LABORDE, A CARRASCOSA, EA KUZIN, G BELTRÁN-PÉREZ, A DÍEZ et Miguel V ANDRÉS. Dissipative soliton resonance in a full polarization-maintaining fiber ring laser at different values of dispersion. *Optics Express*, 24(9) :9966-9974, 2016.
- [135] Rezki BECHEKER, Mincheng TANG, Mohamed TOUIL, Thierry ROBIN, Benoit CADIER, Mathieu LAROCHE, Thomas GODIN et Ammar HIDEUR. Dissipative soliton resonance in a mode-locked Nd-fiber laser operating at 927 nm. *Optics Letters*, 44(22) :5497-5500, 2019.
- [136] Kilian LE CORRE, Thierry ROBIN, Benoit CADIER, Rezki BECHEKER, Thomas GODIN, Ammar HIDEUR, Hervé GILLES, Sylvain GIRARD et Mathieu LAROCHE. Mode-locked all-PM Nd-doped fiber laser near 910 nm. *Optics Letters*, 46(15) :3564-3567, 2021.
- [137] Nicholas G HORTON, Ke WANG, Demirhan KOBAT, Catharine G CLARK, Frank W WISE, Chris B SCHAFFER et Chris XU. In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain. *Nature photonics*, 7(3) :205-209, 2013.
- [138] Cihang KONG, Christian PILGER, Henning HACHMEISTER, Xiaoming WEI, Tom H CHEUNG, Cora SW LAI, Nikki P LEE, Kevin K TSIA, Kenneth KY WONG et Thomas HUSER. High-contrast, fast chemical imaging by coherent Raman scattering using a self-synchronized two-colour fibre laser. *Light : Science & Applications*, 9(1) :25, 2020.
- [139] Audrius DUBIETIS et Aidias MATIJOŠIUS. Table-top optical parametric chirped pulse amplifiers : past and present. *Opto-Electron. Adv.*, 6(3) :220046, 2023.
- [140] Robert KLAS, Alexander KIRSCH, Martin GEBHARDT, Joachim BULDT, Henning STARK, Steffen HÄDRICH, Jan ROTHHARDT et Jens LIMPET. Ultra-short-pulse high-average-power megahertz-repetition-rate coherent extreme-ultraviolet light source. *Photonix*, 2 :1-8, 2021.
- [141] Quentin BOURNET, Mindaugas JONUSAS, Antoine ZHENG, Florent GUICHARD, Michele NATILE, Yoann ZAOUTER, Manuel JOFFRE, Adeline BONVALET, Frédéric DRUON, Marc HANNA et al. Inline amplification of mid-infrared intrapulse difference frequency generation. *Optics Letters*, 47(19) :4885-4888, 2022.
- [142] Hsiang-Yu CHUNG, Wei LIU, Qian CAO, Franz X KÄRTNER et Guoqing CHANG. Er-fiber laser enabled, energy scalable femtosecond source tunable from 1.3 to 1.7  $\mu$ m. *Optics express*, 25(14) :15760-15771, 2017.
- [143] H DELAHAYE, G GRANGER, J-T GOMES, L LAVOUTE, D GAPONOV, Nicolas DUCROS et S FEVRIER. Generation of 35 kW peak power 80 fs pulses at 2.9  $\mu$ m from a fully fusion-spliced fiber laser. *Optics Letters*, 44(9) :2318-2321, 2019.
- [144] L RISHØJ, Boyin TAI, Poul KRISTENSEN et Siddharth RAMACHANDRAN. Soliton self-mode conversion : revisiting Raman scattering of ultrashort pulses. *Optica*, 6(3) :304-308, 2019.
- [145] Thibaut SYLVESTRE, Etienne GENIER, Amar Nath GHOSH, Patrick BOWEN, Goëry GENTY, Johann TROLES, Arnaud MUSSOT, Anna C PEACOCK, Mariusz KLIMCZAK, Alexander M HEIDT et al. Recent advances in supercontinuum generation in specialty optical fibers. *JOSA B*, 38(12) :F90-F103, 2021.

- [146] Simon LEFRANCOIS, Dan FU, Gary R HOLTOM, Lingjie KONG, William J WADSWORTH, Patrick SCHNEIDER, Robert HERDA, Armin ZACH, X Sunney XIE et Frank W WISE. Fiber four-wave mixing source for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy. *Optics letters*, 37(10) :1652-1654, 2012.
- [147] Martin BAUMGARTL, Mario CHEMNITZ, Cesar JAUREGUI, Tobias MEYER, Benjamin DIETZEK, Jürgen POPP, Jens LIMPET et Andreas TÜNNERMANN. All-fiber laser source for CARS microscopy based on fiber optical parametric frequency conversion. *Optics express*, 20(4) :4484-4493, 2012.
- [148] Erin S LAMB, Simon LEFRANCOIS, Minbiao Ji, William J WADSWORTH, X Sunney XIE et Frank W WISE. Fiber optical parametric oscillator for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy. *Optics letters*, 38(20) :4154-4157, 2013.
- [149] Thomas GOTTSCHALL, Tobias MEYER, Michael SCHMITT, Jürgen POPP, Jens LIMPET et Andreas TÜNNERMANN. Four-wave-mixing-based optical parametric oscillator delivering energetic, tunable, chirped femtosecond pulses for non-linear biomedical applications. *Optics express*, 23(18) :23968-23977, 2015.
- [150] Lei ZHANG, Tong Hoang TUAN, Harutaka KAWAMURA, Takenobu SUZUKI et Yasutake OHISHI. Optical parametric oscillator based on degenerate four-wave mixing in suspended core tellurite microstructured optical fiber. *Optics express*, 23(20) :26299-26304, 2015.
- [151] Yue ZHOU, Kim KY CHEUNG, Sigang YANG, PC CHUI et Kenneth KY WONG. A time-dispersion-tuned picosecond fiber-optical parametric oscillator. *IEEE Photonics Technology Letters*, 21(17) :1223-1225, 2009.
- [152] P Tchofo DINDA, E SEVE, G MILLOT, Thibaut SYLVESTRE, Hervé MAILLOTTE et Eric LANTZ. Raman-assisted three-wave mixing of non-phase-matched waves in optical fibres : application to wide-range frequency conversion. *Optics communications*, 192(1-2) :107-121, 2001.
- [153] Marc HANNA, Frédéric DRUON et Patrick GEORGES. Fiber optical parametric chirped-pulse amplification in the femtosecond regime. *Optics Express*, 14(7) :2783-2790, 2006.
- [154] Yue ZHOU, Qin LI, Kim KY CHEUNG, Sigang YANG, PC CHUI et Kenneth KY WONG. All-fiber-based ultrashort pulse generation and chirped pulse amplification through parametric processes. *IEEE Photonics Technology Letters*, 22(17) :1330-1332, 2010.
- [155] Valentina CRISTOFORI, Zohreh LALI-DASTJERDI, Lars Søgaaard RISHØJ, Michael GALILI, Christophe PEUCHERET et Karsten ROTTWITT. Dynamic characterization and amplification of sub-picosecond pulses in fiber optical parametric chirped pulse amplifiers. *Optics Express*, 21(22) :26044-26051, 2013.
- [156] Yukun QIN, Yi-Hsin OU, Benjamin CROMEY, Orkhongua BATJARGAL, Jennifer K BARTON et Khanh KIEU. Watt-level all-fiber optical parametric chirped-pulse amplifier working at 1300 nm. *Optics letters*, 44(14) :3422-3425, 2019.
- [157] Philippe MORIN, Jerome DUBERTRAND, Patrick BEAURE D'AUGERES, Yves QUIQUEMPOIS, Geraud BOUWMANS, Arnaud MUSSOT et Emmanuel HUGONNOT.  $\mu$ J-level Raman-assisted fiber optical parametric chirped-pulse amplification. *Optics Letters*, 43(19) :4683-4686, 2018.
- [158] Léa LAFARGUE, Florent SCOL, Olivier VANVINCQ, Etienne POEYDEBAT, Geraud BOUWMANS et Emmanuel HUGONNOT. All-polarization-maintaining and high-energy fiber optical parametric chirped-pulse amplification system using a solid core photonic hybrid fiber. *Optics Letters*, 47(17) :4347-4350, 2022.
- [159] Walter FU et Frank W WISE. Normal-dispersion fiber optical parametric chirped-pulse amplification. *Optics letters*, 43(21) :5331-5334, 2018.
- [160] Walter Fu, Robert HERDA et Frank W WISE. Design guidelines for normal-dispersion fiber optical parametric chirped-pulse amplifiers. *JOSA B*, 37(6) :1790-1805, 2020.
- [161] Yukun QIN, Orkhongua BATJARGAL, Benjamin CROMEY et Khanh KIEU. All-fiber high-power 1700 nm femtosecond laser based on optical parametric chirped-pulse amplification. *Optics express*, 28(2) :2317-2325, 2020.

- [162] Michael L BUTTOLPH, Pavel SIDORENKO, Chris B SCHAFFER et Frank W WISE. Femtosecond optical parametric chirped-pulse amplification in birefringent step-index fiber. *Optics Letters*, 47(3) :545-548, 2022.
- [163] Thomas GOTTSCHALL, Tobias MEYER, Martin BAUMGARTL, Cesar JAUREGUI, Michael SCHMITT, Jürgen POPP, Jens LIMPET et Andreas TÜNNERMANN. Fiber-based light sources for biomedical applications of coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy. *Laser & Photonics Reviews*, 9(5) :435-451, 2015.
- [164] Maximilian BRINKMANN, Tim HELLWIG et Carsten FALLNICH. Optical parametric chirped pulse oscillation. *Optics Express*, 25(11) :12884-12895, 2017.
- [165] Rezki BECHEKER, Mohamed TOUIL, SaiHERE!HERE!d IDLAHCEN, Mincheng TANG, Adil HABOUCHA, Benoit BARVIAU, Frédéric GRISCH, Patrice CAMY, Thomas GODIN et Ammar HIDEUR. High-energy normal-dispersion fiber optical parametric chirped-pulse oscillator. *Optics Letters*, 45(23) :6398-6401, 2020.
- [166] Tristan GUEZENNEC, SaiHERE!HERE!d IDLAHCEN, Armand CERVERA, Pierre-Henry HANZARD, David LANDAIS, Laurent PROVINO, Adil HABOUCHA, Thomas GODIN et Ammar HIDEUR.  $\mu\text{J}$ -level normal-dispersion fiber optical chirped-pulse parametric oscillator. *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, 20(1) :7, 2024.
- [167] Maximilian BRINKMANN, Sarah JANFRÜCHTE, Tim HELLWIG, Sven DOBNER et Carsten FALLNICH. Electronically and rapidly tunable fiber-integrable optical parametric oscillator for nonlinear microscopy. *Optics Letters*, 41(10) :2193-2196, 2016.
- [168] Theo GUILBERTEAU, Coralie FOURCADE-DUTIN, Frederic FAUQUET, Romain DAULIAT, Raphael JAMIER, Hector MUÑOZ-MARCO, Pere PEREZ-MILLAN, Philippe ROY, Patrick MOUNAIX et Damien BIGOURD. Noise analysis in a seeded four-wave mixing process generated in a photonic crystal fiber pumped by a chirped pulse. *Optics Letters*, 48(11) :2905-2908, 2023.
- [169] Cesar JAUREGUI, Alexander STEINMETZ, Jens LIMPET et Andreas TÜNNERMANN. High-power efficient generation of visible and mid-infrared radiation exploiting four-wave-mixing in optical fibers. *Optics express*, 20(22) :24957-24965, 2012.
- [170] Sidi-Ely AHMEDOU, Guillaume WALTER, Jules HERBUVAUX, Romain DAULIAT, Sébastien FÉVRIER, Stéphane PETIT, Constance VALENTIN, Denis MARION, Jérôme LHERMITE, Laurent LABONTÉ et al. Fabrication and characterization of tapered photonic crystal fiber for broadband  $2\ \mu\text{m}$  : four-wave mixing-based fibered OPCPA. *Applied Physics B*, 129(5) :69, 2023.
- [171] Yukun QIN, Benjamin CROMEY, Orkhongua BATJARGAL et Khanh KIEU. All-fiber single-cavity dual-comb for coherent anti-Stokes Raman scattering spectroscopy based on spectral focusing. *Optics letters*, 46(1) :146-149, 2020.
- [172] Karsten SCHOLLE, Samir LAMRINI, Philipp KOOPMANN et Peter FUHRBERG.  $2\ \mu\text{m}$  laser sources and their possible applications. In *Frontiers in guided wave optics and optoelectronics*. IntechOpen, 2010.
- [173] Lauren GUILLEMOT. *Etude de la transition  $3H_4 \rightarrow 3H_5$  de l'ion  $\text{Tm}^{3+}$  pour une émission laser moyen infrarouge (entre  $2$  et  $3\ \mu\text{m}$ )*. Theses, Normandie Université, septembre 2021. URL : <https://theses.hal.science/tel-03474167>.
- [174] Pavel LOIKO, Remi SOULARD, Lauren GUILLEMOT, Gurvan BRASSE, Jean-Louis DOUALAN, Alain BRAUD, Aleksey TYAZHEV, Ammar HIDEUR, Frédéric DRUON et Patrice CAMY. Efficient  $\text{Tm}:\text{LiYF}_4$  Lasers at  $2.3\ \mu\text{m}$  : Effect of Energy Transfer Upconversion. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 55(6) :1-12, 2019.
- [175] Lauren GUILLEMOT, Pavel LOIKO, Rémi SOULARD, Alain BRAUD, Jean-Louis DOUALAN, Ammar HIDEUR et Patrice CAMY. Close look on cubic  $\text{Tm}:\text{KY}_3\text{F}_{10}$  crystal for highly efficient lasing on the  $3H_4\ 3H_5$  transition. *Optics express*, 28(3) :3451-3463, 2020.
- [176] Lauren GUILLEMOT, Pavel LOIKO, Alain BRAUD, Jean-Louis DOUALAN, Ammar HIDEUR, Michal KOSELJA, Richard MONCORGE et Patrice CAMY. Continuous-wave  $\text{Tm}:\text{YAIO}_3$  laser at  $2.3\ \mu\text{m}$ . *Optics letters*, 44(20) :5077-5080, 2019.

- [177] Lauren GUILLEMOT, Pavel LOIKO, Rémi SOULARD, Alain BRAUD, Jean-Louis DOUALAN, Ammar HIDEUR, Richard MONCORGÉ et Patrice CAMY. Thulium laser at  $2.3 \mu\text{m}$  based on upconversion pumping. *Optics letters*, 44(16) :4071-4074, 2019.
- [178] Aleksey TYAZHEV, R SOULARD, Thomas GODIN, Marlène PARIS, G BRASSE, JL DOUALAN, A BRAUD, R MONCORGÉ, M LAROCHE, P CAMY et al. Passively mode-locked diode-pumped Tm<sup>3+</sup> : YLF laser emitting at  $1.91 \mu\text{m}$  using a GaAs-based SESAM. *Laser Physics Letters*, 15(4) :045807, 2018.
- [179] Marlène PARIS, Aleksey TYAZHEV, Pavel LOIKO, Rémi SOULARD, Jean-Louis DOUALAN, Lauren GUILLEMOT, Alain BRAUD, Thomas GODIN, Patrice CAMY et Ammar HIDEUR. Passively mode-locked diode-pumped Tm, Ho : LiYF<sub>4</sub> laser. *Laser Physics Letters*, 17(4) :045801, 2020.
- [180] Yongguang ZHAO, Yicheng WANG, Weidong CHEN, Zhongben PAN, Li WANG, Xiaojun DAI, Hualei YUAN, Yan ZHANG, Huaqiang CAI, Ji Eun BAE et al. 67-fs pulse generation from a mode-locked Tm, Ho : CLNGG laser at 2083 nm. *Optics express*, 27(3) :1922-1928, 2019.
- [181] Romain THOUROUDE, Aleksey TYAZHEV, Ammar HIDEUR, Pavel LOIKO, Patrice CAMY, Jean-Louis DOUALAN, Hervé GILLES et Mathieu LAROCHE. Widely tunable in-band-pumped Tm : CaF<sub>2</sub> laser. *Optics Letters*, 45(16) :4511-4514, 2020.
- [182] Hippolyte DUPONT, Pavel LOIKO, Aleksey TYAZHEV, Luidgi GIORDANO, Zhongben PAN, Hongwei CHU, Dechun LI, Bruno VIANA, Ammar HIDEUR, Lauren GUILLEMOT et al. Tm : CALGO lasers at  $2.32 \mu\text{m}$  : cascade lasing and upconversion pumping. *Optics Express*, 31(12) :18751-18764, 2023.
- [183] Aleksey TYAZHEV, Pavel LOIKO, Lauren GUILLEMOT, Alexandre KOUTA, Rosa Maria SOLÉ, Xavier MATEOS, Magdalena AGUILÓ, Francesc DÍAZ, Hippolyte DUPONT, Patrick GEORGES et al. Excited-state absorption and upconversion pumping of Tm<sup>3+</sup>-doped potassium lutetium double tungstate. *Optics Express*, 31(9) :14808-14820, 2023.
- [184] Rémi SOULARD, Aleksey TYAZHEV, Jean-Louis DOUALAN, Alain BRAUD, Ammar HIDEUR, Mathieu LAROCHE, Bin XU et Patrice CAMY.  $2.3 \mu\text{m}$  Tm<sup>3+</sup> : YLF mode-locked laser. *Optics letters*, 42(18) :3534-3536, 2017.
- [185] Abdullah MUTI, Ferda CANBAZ, Mauro TONELLI, Ji EUN BAE, Fabian ROTERMUND, Valentin PETROV et Alphan SENNAROGLU. Graphene mode-locked operation of Tm<sup>3+</sup> : YLiF<sub>4</sub> and Tm<sup>3+</sup> : KY<sub>3</sub>F<sub>10</sub> lasers near  $2.3 \mu\text{m}$ . *Optics letters*, 45(3) :656-659, 2020.
- [186] Ferda CANBAZ, Ismail YORULMAZ et Alphan SENNAROGLU. Kerr-lens mode-locked  $2.3\text{-}\mu\text{m}$  Tm<sup>3+</sup> : YLF laser as a source of femtosecond pulses in the mid-infrared. *Optics letters*, 42(19) :3964-3967, 2017.
- [187] Aleksey TYAZHEV, Ji Eun BAE, Marco GAULKE, Pavel LOIKO, Jonas HEIDRICH, Matthias GOLLING, Said IDLAHCEN, Lauren GUILLEMOT, Thomas GODIN, Patrice CAMY et al. Upconversion-pumped femtosecond thulium laser at 2309 nm mode-locked by a GaSb-based SESAM. *Optics Express*, 32(9) :15093-15105, 2024.
- [188] JJ NUNES, Ł SOJKA, RW CRANE, D FURNISS, ZQ TANG, D MABWA, B XIAO, TM BENSON, M FARRIES, N KALFAGIANNIS et al. Room temperature mid-infrared fiber lasing beyond  $5 \mu\text{m}$  in chalcogenide glass small-core step index fiber. *Optics Letters*, 46(15) :3504-3507, 2021.
- [189] Marcel POULAIN, Solenn COZIC et Jean Luc ADAM. Fluoride glass and optical fiber fabrication. In *Mid-Infrared Fiber Photonics*, pages 47-109. Elsevier, 2022.
- [190] Simon DUVAL, Martin BERNIER, Vincent FORTIN, Jérôme GENEST, Michel PICHÉ et Réal VALLÉE. Femtosecond fiber lasers reach the mid-infrared. *Optica*, 2(7) :623-626, 2015.
- [191] Yigit Ozan AYDIN, Vincent FORTIN, Réal VALLÉE et Martin BERNIER. Towards power scaling of  $2.8 \mu\text{m}$  fiber lasers. *Optics letters*, 43(18) :4542-4545, 2018.
- [192] Frédéric JOBIN, Pascal PARADIS, Yiğit Ozan AYDIN, Tommy BOILARD, Vincent FORTIN, Jean-Christophe GAUTHIER, Maxime LEMIEUX-TANGUAY, Sébastien MAGNAN-SAUCIER, Louis-Charles MICHAUD, Sara MONDOR et al. Recent developments in lanthanide-doped mid-infrared fluoride fiber lasers. *Optics Express*, 30(6) :8615-8640, 2022.

- [193] Stuart D JACKSON. Towards high-power mid-infrared emission from a fibre laser. *Nature photonics*, 6(7) :423-431, 2012.
- [194] Stuart D JACKSON et RK JAIN. Fiber-based sources of coherent MIR radiation : key advances and future prospects. *Optics express*, 28(21) :30964-31019, 2020.
- [195] SD JACKSON. Mid-infrared fiber laser research : Tasks completed and the tasks ahead. *APL Photonics*, 9(7), 2024.
- [196] Pinghua TANG, Zhipeng QIN, Jun LIU, Chujun ZHAO, Guoqiang XIE, Shuangchun WEN et Liejia QIAN. Watt-level passively mode-locked Er 3+-doped ZBLAN fiber laser at 2.8  $\mu\text{m}$ . *Optics letters*, 40(21) :4855-4858, 2015.
- [197] Jie MA, Zhipeng QIN, Guoqiang XIE, Liejia QIAN et Dingyuan TANG. Review of mid-infrared mode-locked laser sources in the 2.0  $\mu\text{m}$ –3.5  $\mu\text{m}$  spectral region. *Applied Physics Reviews*, 6(2), 2019.
- [198] Hongan GU, Zhipeng QIN, Guoqiang XIE, Ting HAI, Peng YUAN, Jingui MA et Liejia QIAN. Generation of 131 fs mode-locked pulses from 2.8  $\mu\text{m}$  Er : ZBLAN fiber laser. *Chinese Optics Letters*, 18(3) :031402, 2020.
- [199] Junxiang ZHANG, Shijie FU, Quan SHENG, Lu ZHANG, Wenxin XIA, Wei SHI et Jianquan YAO. 33.8 W Mid-infrared 2.8  $\mu\text{m}$  Er-doped fiber laser with high optical efficiency. *Results in Physics*, 55 :107172, 2023.
- [200] M LEMIEUX-TANGUAY, T BOILARD, P PARADIS, R VALLÉE et M BERNIER. 2 W monolithic fiber laser at 3.8  $\mu\text{m}$ . *APL Photonics*, 9(7), 2024.
- [201] Aleksey TYAZHEV, Florent STARECKI, Solenn COZIC, Pavel LOIKO, Lauren GUILLEMOT, Alain BRAUD, Franck JOULAIN, Mincheng TANG, Thomas GODIN, Ammar HIDEUR et al. Watt-level efficient 2.3  $\mu\text{m}$  thulium fluoride fiber laser. *Optics Letters*, 45(20) :5788-5791, 2020.
- [202] Adil HABOUBA, Vincent FORTIN, Martin BERNIER, Jérôme GENEST, Younès MESSADDEQ et Réal VALLÉE. Fiber Bragg grating stabilization of a passively mode-locked 2.8  $\mu\text{m}$  Er 3+ : fluoride glass fiber laser. *Optics letters*, 39(11) :3294-3297, 2014.
- [203] Yanlong SHEN, Yishan WANG, Hongwei CHEN, Kunpeng LUAN, Mengmeng TAO et Jinhai Si. Wavelength-tunable passively mode-locked mid-infrared Er3+-doped ZBLAN fiber laser. *Scientific Reports*, 7(1) :14913, 2017.
- [204] Linpeng Yu, Qinghui ZENG, Shuai WANG, Jinhui LIANG, Jinzhang WANG, Jiachen WANG, Xing LUO, Peiguang YAN, Fanlong DONG, Xing LIU et al. Mid-infrared ultrashort pulses generated from a hybrid mode-locked Er : ZBLAN fiber laser. *Optics Express*, 31(2) :2261-2269, 2023.
- [205] Simone NORMANI, SaiHERE!HERE!d IDLAHCEN, Pavel LOIKO, Saad HATIM, Pierre-Henry HANZARD, Alisson Rodrigues DE PAULA, Lauren GUILLEMOT, Thomas GODIN, Thibaud BERTHELOT, Solenn COZIC et al. 2.8- $\mu\text{m}$  polarization-maintaining Er fiber laser mode-locked by a GaSb-based SESAM. *Optics Express*, 32(9) :15106-15114, 2024.
- [206] Daniel MB LESKO, Henry TIMMERS, Sida XING, Abijith KOWLIGY, Alexander J LIND et Scott A DIDDAMS. A six-octave optical frequency comb from a scalable few-cycle erbium fibre laser. *Nature Photonics*, 15(4) :281-286, 2021.
- [207] Ugaitz ELU, Luke MAIDMENT, Lenard VAMOS, Francesco TANI, David NOVOA, Michael H FROSZ, Valeriy BADIKOV, Dmitrii BADIKOV, Valentin PETROV, Philip St. J. RUSSELL et al. Seven-octave high-brightness and carrier-envelope-phase-stable light source. *Nature Photonics*, 15(4) :277-280, 2021.
- [208] Miguel MONTESINOS-BALLESTER, Christian LAFFORGUE, Jacopo FRIGERIO, Andrea BALLABIO, Vladislav VAKARIN, Qiankun LIU, Joan Manel RAMIREZ, Xavier LE ROUX, David BOUVILLE, Andrea BARZAGHI et al. On-chip mid-infrared supercontinuum generation from 3 to 13  $\mu\text{m}$  wavelength. *ACS photonics*, 7(12) :3423-3429, 2020.
- [209] Philipp TÄSCHLER, Mathieu BERTRAND, Barbara SCHNEIDER, Matthew SINGLETON, Pierre JOUY, Filippos KAPSALIDIS, Mattias BECK et Jérôme FAIST. Femtosecond pulses from a mid-infrared quantum cascade laser. *Nature Photonics*, 15(12) :919-924, 2021.

- [210] Rezki BECHEKER, Myriam BAILLY, SaiHERE!HERE! IDLAHCEN, Thomas GODIN, Bruno GERARD, Hugo DELAHAYE, Geoffroy GRANGER, Sébastien FÈVRIER, Arnaud GRISARD, Eric LALLIER et al. Optical parametric generation in OP-GaAs waveguides pumped by a femtosecond fluoride fiber laser. *Optics Letters*, 47(4) :886-889, 2022.
- [211] Geoffroy GRANGER, Myriam BAILLY, Hugo DELAHAYE, Cristian JIMENEZ, Idris TILIOUINE, Yann LEVENTOUX, Jean-Christophe ORLIANGES, Vincent COUDERC, Bruno GÉRARD, Rezki BECHEKER et al. GaAs-chip-based mid-infrared supercontinuum generation. *Light : Science & Applications*, 12(1) :252, 2023.
- [212] Angela VELLA, Jonathan HOUARD, Laurent ARNOLDI, Mincheng TANG, Matthias BOUDANT, Anas AYOUN, Antoine NORMAND, Gerald DA COSTA et Ammar HIDEUR. High-resolution terahertz-driven atom probe tomography. *Science Advances*, 7(7) :eabd7259, 2021.
- [213] Baptiste GAULT, Ann CHIARAMONTI, Oana COJOCARU-MIRÉDIN, Patrick STENDER, Renelle DUBOSQ, Christoph FREYSOLDT, Surendra Kumar MAKINENI, Tong LI, Michael MOODY et Julie M CAIRNEY. Atom probe tomography. *Nature Reviews Methods Primers*, 1(1) :51, 2021.
- [214] Lorenzo RIGUTTI, François VURPILLOT, Williams LEFEBVRE et Angela VELLA. La sonde atomique tomographique-Au-delà du microscope, un laboratoire multiphysique. *Reflets de la physique*, (62) :4-10, 2019.
- [215] Didier BLAVETTE, Alain BOSTEL, Jean-Marie SARRAU, Bernard DECONIHOUT et Alain MENAND. An atom probe for three-dimensional tomography. *Nature*, 363(6428) :432-435, 1993.
- [216] Lara WIMMER, Georg HERINK, Daniel R SOLLI, Sergey V YALUNIN, Katharina E ECHTERNKAMP et Claus ROPERS. Terahertz control of nanotip photoemission. *Nature Physics*, 10(6) :432-436, 2014.
- [217] Martin KOCH, Daniel M MITTLEMAN, Jan ORNIK et Enrique CASTRO-CAMUS. Terahertz time-domain spectroscopy. *Nature Reviews Methods Primers*, 3(1) :48, 2023.
- [218] Shoji YOSHIDA, Hideki HIRORI, Takehiro TACHIZAKI, Katsumasa YOSHIOKA, Yusuke ARASHIDA, Zi-Han WANG, Yasuyuki SANARI, Osamu TAKEUCHI, Yoshihiko KANEMITSU et Hidemi SHIGEKAWA. Subcycle transient scanning tunneling spectroscopy with visualization of enhanced terahertz near field. *ACS Photonics*, 6(6) :1356-1364, 2019.
- [219] Natsuki KANDA, Kuniaki KONISHI, Natsuki NEMOTO, Katsumi MIDORIKAWA et Makoto KUWATA-GONOKAMI. Real-time broadband terahertz spectroscopic imaging by using a high-sensitivity terahertz camera. *Scientific reports*, 7(1) :42540, 2017.
- [220] Nathan M BURFORD et Magda O EL-SHENAWEE. Review of terahertz photoconductive antenna technology. *Optical Engineering*, 56(1) :010901-010901, 2017.
- [221] Joachim BULDT, Henning STARK, Michael MÜLLER, Christian GREBING, César JAUREGUI et Jens LIMPERT. Gas-plasma-based generation of broadband terahertz radiation with 640 mW average power. *Optics Letters*, 46(20) :5256-5259, 2021.
- [222] Reza ROUZEGAR, Alexander L CHEKHOV, Yannic BEHOVITS, Bruno R SERRANO, Maria A SYSKAKI, Charles H LAMBERT, Dieter ENGEL, Ulricke MARTENS, Markus MÜNZENBERG, Martin WOLF et al. Broadband spintronic terahertz source with peak electric fields exceeding 1.5 MV/cm. *Physical Review Applied*, 19(3) :034018, 2023.
- [223] György TÓTH, Gyula POLÓNYI et János HEBLING. Tilted pulse front pumping techniques for efficient terahertz pulse generation. *Light : Science & Applications*, 12(1) :256, 2023.
- [224] Baolong ZHANG, Zhenzhe MA, Jinglong MA, Xiaojun WU, Chen OUYANG, Deyin KONG, Tianshu HONG, Xuan WANG, Peidi YANG, Liming CHEN et al. 1.4-mJ high energy terahertz radiation from lithium niobates. *Laser & Photonics Reviews*, 15(3) :2000295, 2021.
- [225] Benjamin K OFORI-OKAI, Prasahnt SIVARAJAH, W RONNY HUANG et Keith A NELSON. THz generation using a reflective stair-step echelon. *Optics express*, 24(5) :5057-5068, 2016.
- [226] L GUIRAMAND, JE NKECK, X ROPAGNOL, T OZAKI et F BLANCHARD. Near-optimal intense and powerful terahertz source by optical rectification in lithium niobate crystal. *Photonics Research*, 10(2) :340-346, 2022.

- [227] Yunzheng WANG, Cong WANG, Feng ZHANG, Jia GUO, Chunyang MA, Weichun HUANG, Yufeng SONG, Yanqi GE, Jie LIU et Han ZHANG. Recent advances in real-time spectrum measurement of soliton dynamics by dispersive Fourier transformation. *Reports on Progress in Physics*, 83(11) :116401, 2020.
- [228] Antonio CUTRONA, Vittorio CECCONI, Pierre H HANZARD, Maxwell ROWLEY, Debayan DAS, Andrew COOPER, Luke PETERS, Luana OLIVIERI, Benjamin WETZEL, Roberto MORANDOTTI et al. Nonlocal bonding of a soliton and a blue-detuned state in a microcomb laser. *Communications Physics*, 6(1) :259, 2023.
- [229] Peter R POULIN et Keith A NELSON. Irreversible organic crystalline chemistry monitored in real time. *Science*, 313(5794) :1756-1760, 2006.
- [230] Tatiana E ITINA, Roman A ZAKOLDAEV, Maxim M SERGEEV, Hongfeng MA, Sergey I KUDRYASHOV, Oleg S MEDVEDEV et Vadim P VEIKO. Ultra-short laser-induced high aspect ratio densification in porous glass. *Optical Materials Express*, 9(11) :4379-4389, 2019.
- [231] Tais GORKHOVER, Sebastian SCHORB, Ryan COFFEE, Marcus ADOLPH, Lutz FOUCHAR, Daniela RUPP, Andrew AQUILA, John D BOZEK, Sascha W EPP, Benjamin ERK et al. Femtosecond and nanometre visualization of structural dynamics in superheated nanoparticles. *Nature photonics*, 10(2) :93-97, 2016.
- [232] VV TUCHIN. Methods and algorithms for the measurement of the optical parameters of tissues. *Tissue Optics* :143-192, 2007.
- [233] Parinda VASA et Deepak MATHUR. *Ultrafast Biophotonics*. Springer, 2016.
- [234] Takahiro K FUJIWARA, Shinji TAKEUCHI, Ziya KALAY, Yosuke NAGAI, Taka A TSUNOYAMA, Thomas KALKBRENNER, Kokoro IWASAWA, Ken P RITCHIE, Kenichi GN SUZUKI et Akihiro KUSUMI. Development of ultrafast camera-based single fluorescent-molecule imaging for cell biology. *Journal of Cell Biology*, 222(8), 2023.
- [235] Yinqi WANG, Kun HUANG, Jianan FANG, Ming YAN, E WU et Heping ZENG. Mid-infrared single-pixel imaging at the single-photon level. *Nature Communications*, 14(1) :1073, 2023.
- [236] Junliang DONG, Pei YOU, Alessandro TOMASINO, Aycan YURTSEVER et Roberto MORANDOTTI. Single-shot ultrafast terahertz photography. *Nature Communications*, 14(1) :1704, 2023.
- [237] Pengpeng DING, Dalong QI, Yunhua YAO, Yilin HE, Jiali YAO, Chengzhi JIN, Zihan GUO, Lianzhong DENG, Zhenrong SUN et Shian ZHANG. Single-shot polarization-resolved ultrafast mapping photography. *arXiv preprint arXiv :2302.02100*, 2023.
- [238] Alexandre PARRIAUX, Kamal HAMMANI et Guy MILLOT. Two-micron all-fibered dual-comb spectrometer based on electro-optic modulators and wavelength conversion. *Communications Physics*, 1(1) :17, 2018.
- [239] O HENDERSON-SAPIR et DJ OTTAWAY. A decade of mid-infrared, 3.5  $\mu\text{m}$  dual-wavelength pumped fiber lasers, review and perspective. *APL Photonics*, 9(10), 2024.
- [240] Kirill GREBNEV, Boris PERMINOV, Toney T FERNANDEZ, Alex FUERBACH et Maria CHERNYSHEVA. Fluoride and chalcogenide glass fiber components for mid-infrared lasers and amplifiers : Breakthroughs, challenges, and future perspective. *APL Photonics*, 9(11), 2024.
- [241] Mathieu JEANNIN, Jean-Michel MANCEAU et Raffaele COLOMBELLI. Unified description of saturation and bistability of intersubband transitions in the weak and strong light-matter coupling regimes. *Physical review letters*, 127(18) :187401, 2021.
- [242] Nelson M MBITHI, György TÓTH, Zoltán TIBAI, Imene BENABDELGHANI, Luis NASI, Gergő KRIZSÁN, János HEBLING et Gyula POLÓNYI. Investigation of terahertz pulse generation in semiconductors pumped at long infrared wavelengths. *JOSA B*, 39(10) :2684-2691, 2022.
- [243] Masaaki SATO, Takuya HIGUCHI, Natsuki KANDA, Kuniaki KONISHI, Kosuke YOSHIOKA, Takayuki SUZUKI, Kazuhiko MISAWA et Makoto KUWATA-GONOKAMI. Terahertz polarization pulse shaping with arbitrary field control. *Nature Photonics*, 7(9) :724-731, 2013.

- [244] Eléonore ROUSSEL, Christophe SZWAJ, Clément EVAIN, Bernd STEFFEN, Christopher GERTH, Bahram JALALI et Serge BIELAWSKI. Phase Diversity Electro-optic Sampling : A new approach to single-shot terahertz waveform recording. *Light : Science & Applications*, 11(1) :14, 2022.