



HAL
open science

Métrologie ultrarapide : application aux dynamiques laser et à l'imagerie

Pierre-Henry Hanzard

► **To cite this version:**

Pierre-Henry Hanzard. Métrologie ultrarapide : application aux dynamiques laser et à l'imagerie. Optique [physics.optics]. Normandie Université, 2018. Français. NNT : 2018NORMR042 . tel-01902656

HAL Id: tel-01902656

<https://theses.hal.science/tel-01902656v1>

Submitted on 23 Oct 2018

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.



Normandie Université

THESE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité Optique et Lasers

Préparée au sein de l'Université de Rouen Normandie

Méetrologie ultra-rapide : application aux dynamiques laser et à l'imagerie

Présentée et soutenue par

Pierre-Henry HANZARD

Thèse soutenue publiquement le 11/10/2018

devant le jury composé de

M. Arnaud MUSSOT	Professeur à l'Université Lille 1	Rapporteur
M. Marc HANNA	Chargé de recherche CNRS - Institut d'Optique, Palaiseau	Rapporteur
M. Thibaut SYLVESTRE	Directeur de recherche - Institut FEMTO-ST, Besançon	Examineur
M. Loïc MEES	Chargé de recherche - LMFA, École Centrale de Lyon	Examineur
Mme Angela VELLA	Professeur à l'Université de Rouen Normandie	Examineur
M. Thomas GODIN	Maître de Conférences à l'Université de Rouen Normandie	Encadrant de thèse
M. Claude ROZE	Professeur à l'Université de Rouen Normandie	Directeur de thèse
M. Ammar HIDEUR	Professeur à l'Université de Rouen Normandie	Membre invité

Thèse dirigée par Claude ROZE et Thomas GODIN, laboratoire CORIA



Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du groupe "Sources laser et diagnostics en milieux denses" de l'UMR 6614 - CORIA à l'Université de Rouen. Je tiens à remercier Madame Armelle Cessou, directrice du laboratoire du CORIA, de m'y avoir accueilli.

Premièrement, je remercie Ammar Hideur et Thomas Godin qui ont assuré la direction scientifique de ce travail. Ce fut un réel plaisir de travailler avec vous pendant ces trois années, et de voir évoluer rapidement ces travaux de thèse. Je vous suis reconnaissant pour la confiance que vous avez placée en moi, notamment en me laissant une certaine liberté dans les choix scientifiques. Je pense que cette liberté m'a permis d'évoluer en tant que chercheur et vous remercie pour ça.

Je remercie également mon directeur de thèse, Claude Rozé, pour sa disponibilité et pour ses remarques constructives.

Je tiens à remercier Arnaud Mussot et Marc Hanna pour avoir rapporté mon travail de thèse. Je suis également reconnaissant envers Thibaut Sylvestre pour avoir accepté de présider le jury, ainsi que Loïc Méès et Angela Vella pour avoir pris le temps de lire mon manuscrit et pour leurs remarques pertinentes.

Pour finir, je remercie les collègues et amis de l'équipe laser, ainsi que ma famille pour son soutien.

TABLE DES MATIÈRES

Table des matières	4
1 Introduction générale	7
2 Physique des lasers à fibres	13
2.1 Propagation linéaire de la lumière	14
2.1.1 Guidage optique dans les fibres - Types de fibres optiques	14
2.1.2 Atténuation	16
2.1.3 Dispersion chromatique - Fibres dispersives	17
2.1.4 Autres contributions à la dispersion	20
2.2 Propagation non-linéaire	21
2.2.1 Réfraction non-linéaire - Effet Kerr optique	22
2.2.2 Diffusions inélastiques stimulées	24
2.2.3 Amplificateurs fibrés à effet Raman	26
2.2.4 Équation de Schrödinger non-linéaire	27
2.2.5 Soliton optique temporel	29
2.3 Laser à fibre à verrouillage de modes	29
2.3.1 Verrouillage de modes passif par absorbant saturable	31
2.4 Conclusion	34
3 Dynamique des systèmes laser	37
3.1 Événements extrêmes et ondes scélérates optiques	39
3.1.1 Caractérisation des vagues scélérates optiques	41
3.1.2 Effet Brillouin dans les lasers	42
3.1.3 Observation expérimentale	43
3.1.4 Modèle numérique	47

3.2	Source laser à verrouillage de modes par absorbant saturable massif . . .	51
3.2.1	Absorbants saturables massifs : état de l'art	53
3.2.2	Dispositif expérimental et implémentation du laser	54
3.2.3	Performances et comparaison avec les simulations numériques .	57
3.3	Conclusion	61
4	Métrologie utilisant la transformée de Fourier dispersive	63
4.1	Transformée de Fourier dispersive (TFD)	63
4.2	Techniques utilisées pour la TFD	66
4.2.1	Amplification optique	67
4.3	Formalisme et limitations de la TFD	70
4.4	Imagerie par étirage temporel	73
4.4.1	Présentation de la technique	73
4.4.2	Détermination des limitations de la technique	78
4.4.3	Compromis entre cadence du laser et dispersion	83
4.4.4	Calibration	84
4.4.5	Traitement des données	89
4.4.6	Observations dans les jets	93
4.4.7	Optimisations possibles de la technique	96
4.5	Conclusion	98
5	Suivi d'ondes de chocs par imagerie par étirage temporel	101
5.1	Contexte : interaction laser-matière et ablation laser	103
5.2	Techniques utilisées pour le suivi d'ondes de choc	105
5.3	L'imagerie par étirage temporel pour le suivi d'ondes de choc	110
5.4	Utilisation de l'imagerie par étirage temporel en configuration colinéaire	112
5.4.1	Détection de l'onde de choc et représentation	114
5.5	Résultats expérimentaux : suivi d'ondes de choc	118
5.6	Conclusion et perspectives	124
6	Photographie par cartographie temporelle	127
6.1	Principe de la photographie par cartographie temporelle	128
6.2	Photographie par cartographie temporelle avec filtrage spectral	131
6.3	Mise en place d'un banc de SF-STAMP	132

TABLE DES MATIÈRES

6.3.1	Ajustement de la dérive de fréquence	133
6.3.2	Élargissement spectral	134
6.3.3	Réglage du filtre interférométrique	134
6.4	Résolutions	139
6.5	Résultats expérimentaux	140
6.6	Conclusion et perspectives	143
7	Conclusion générale	145
A	Annexe : Mise en équation du modèle numérique (laser et effet Brillouin)	151
B	Annexe : Codes numériques (Python)	153
	Liste des publications	157
	Liste des conférences	159
	Bibliographie	161

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le phénomène de flou cinétique, ou flou de mouvement, visible sur la photographie d'un sujet en déplacement, provient du fait qu'une prise de vue n'est jamais réellement instantanée. En effet, l'image observée sur une photographie correspond à l'intégration de toutes les positions du sujet durant le temps de pose, et relève donc plus d'un court moment de la vie du sujet que d'une pose réellement instantanée. Cette courte durée correspond au temps pendant lequel l'obturateur de l'appareil photographique laisse passer la lumière, qui vient alors illuminer la pellicule photographique ou le capteur. Ce phénomène de flou, parfois intensifié dans un but artistique, empêche néanmoins l'observation d'évènements trop rapides pour être assimilés par l'œil humain.

C'est dans le but de comprendre les dynamiques trop rapides pour être appréhendées par l'œil que les premières démonstrations de chronophotographie sont apparues. En enregistrant une succession de photographies, cette technique permet de décomposer les phases d'une action et par exemple d'analyser un mouvement. La première démonstration de chronophotographie date de 1878 et a été réalisée par Eadweard Muybridge, photographe britannique, dans le but de résoudre le mystère de la course du cheval. En effet, suite à une affirmation controversée du physiologiste français Étienne-Jules Marey, un prix est promis à la personne pouvant confirmer ou infirmer l'hypothèse suivante : le cheval au galop n'a jamais les quatre fers en l'air au cours des phases d'extension.

CHAPITRE 1. INTRODUCTION GÉNÉRALE

Cette affirmation est vivement contestée par la communauté scientifique. De plus, elle remettrait alors en question une partie non négligeable des représentations artistiques dans lesquelles le cheval au galop est représenté avec les quatre sabots décollés du sol, comme lors d'un saut. Le 18 juin 1878, Muybridge dispose alors 24 chambres photographiques le long d'une piste équestre blanchie à la chaux. Les appareils sont reliés à des déclencheurs sous forme de fils tendus sur le parcours d'un étalon, dont le passage à travers les fils déclenche les appareils l'un après l'autre. Après plusieurs essais, douze clichés sont pris en une demi-seconde et confirment la théorie de Marey en démontrant que le cheval au galop ne quitte complètement le sol que lorsque ses jambes postérieures et antérieures sont rassemblées sous lui.

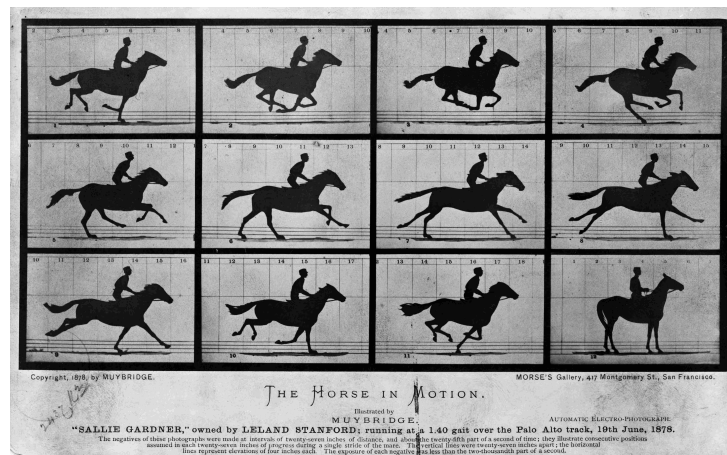


FIGURE 1.1 – "The Horse in Motion" [1], 1878. La décomposition du mouvement du cheval permet de démontrer que celui-ci ne quitte complètement le sol que lors du regroupement de ses pattes postérieures et antérieures.

Au-delà de cette anecdote historique, le besoin de décomposer les phénomènes rapides demeure une problématique centrale dans de nombreux domaines, notamment pour certaines applications industrielles comme les « crash test », l'analyse biomécanique du mouvement des sportifs ou le suivi d'objets dans le domaine militaire, dont l'observation « au ralenti » permet une compréhension plus poussée. Ce besoin est également présent dans la recherche scientifique actuelle, où l'utilisation de systèmes d'imagerie toujours plus rapides est indispensable à l'étude et l'analyse fine des phénomènes physiques ultra-brefs.

L'imagerie à haute-cadence est particulièrement importante pour l'étude de phénomènes se déroulant sur de petites échelles spatiales, micrométriques ou nanométriques. En partant du principe que lorsqu'il est observé à petite échelle, même un événement lent semble rapide, on comprend qu'une excellente résolution spatiale ne suffit pas à l'étude d'un phénomène micrométrique, et qu'une haute résolution temporelle est également nécessaire. En effet, pour observer un objet se déplaçant à une vitesse v sans flou de mouvement et avec une résolution spatiale d , la résolution temporelle de l'appareil doit être de d/v . Ce compromis entre résolution spatiale et temporelle permet de comprendre que lorsque la taille de l'objet diminue et se rapproche de la limite de résolution spatiale, le besoin en résolution temporelle augmente.

Les techniques d'imagerie « usuelles », basées sur l'utilisation de capteurs photographiques électroniques (caméra CCD/CMOS) et inventées il y a bientôt cinquante ans atteignent ainsi leurs limites. Leurs vitesses d'acquisition sont limitées par l'électronique ainsi que leur mémoire de stockage, et elles ne peuvent alors pas résoudre un mouvement relativement rapide à petite échelle. En effet, l'observation d'un objet se déplaçant à 1 m/s avec une résolution spatiale de 1 μm implique une résolution temporelle de 1 μs , ce qui impose une cadence d'acquisition de 1 MHz, performance s'approchant des plus hautes cadences possibles avec ces caméras. Cette limitation pose problème pour l'étude de nombreux phénomènes se déroulant sur de petites échelles spatiales, dans des domaines tel que la physique des plasmas et des ondes de choc [2], les neurosciences ou encore la photochimie [3, 4].

Pour répondre à ce besoin, une nouvelle génération de techniques d'imagerie contournant les limitations inhérentes aux caméras CCD/CMOS a fait son apparition ces dernières années. En utilisant différentes approches originales, sur lesquelles nous reviendrons dans ce manuscrit, ces techniques ont permis d'atteindre des cadences d'acquisition et des vitesses d'obturation bien au-delà des performances jusqu'alors possibles. Celles-ci sont basées sur une compréhension plus profonde du comportement de la lumière et utilisent certains concepts inédits, comme le stockage d'une information à l'intérieur du spectre optique d'une impulsion ultracourte par exemple. L'apparition de ces dispositifs d'imagerie résulte de la collaboration entre scientifiques spécialisés en imagerie « traditionnelle » et physiciens des lasers, et repose sur l'emprunt de principes habituellement réservés à ces derniers. Ainsi, pour certaines techniques, l'image n'est plus enregistrée

directement sur un capteur photographique mais encodée dans le spectre optique d'une impulsion femtoseconde, et l'accès à l'information passe par une étape de spectroscopie rapide, notamment utilisée pour étudier la dynamique spectrale des sources laser. Ces techniques d'imagerie nécessitent donc une expertise supplémentaire en physique des lasers pour être comprises et utilisées.

Le laboratoire CORIA, au-delà de son département Optique et Lasers, possède un savoir-faire dans l'étude expérimentale et numérique des écoulements monophasiques ou diphasiques, ainsi que dans la caractérisation des processus d'atomisation mettant en jeu des phénomènes ultrarapides telle que la cavitation ou encore la spectroscopie par plasma induit par laser (LIBS). Les études menées au CORIA peuvent donc bénéficier directement d'instruments innovants de métrologie ultrarapide pour de nombreuses applications, et c'est dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse, réalisé dans le groupe de recherche « Sources laser et diagnostics en milieux denses ». Le travail présenté dans ce manuscrit s'étend ainsi dans un premier temps sur l'étude des dynamiques spécifiques à deux sources laser et sur les outils de métrologie associés, pour ensuite s'orienter vers la mise en place de techniques d'imagerie ultrarapides dédiées aux problématiques du laboratoire, reposant notamment sur une technique employée pour l'étude dynamique de sources laser dite de « transformée de Fourier dispersive », qui sera la clé de voute des études présentées ici.

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans le cadre d'un projet soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR Jeune Chercheur RIFT) ainsi que par la Région Normandie (CPER/FEDER BioEngine) visant à appliquer une technique d'imagerie en « temps réel », que nous détaillerons dans ce manuscrit, à l'étude des écoulements fluides hautes vitesses tels que les jets mis en jeu lors de la combustion automobile ou aéronautique.

Ce manuscrit s'articule de la façon suivante :

Le premier chapitre de ce mémoire présente les principes fondamentaux de physique des lasers à fibres nécessaires à la compréhension des études menées dans les chapitres suivants. A partir de la description d'une fibre optique, nous décrirons les différents effets régissant la propagation d'une impulsion ultracourte lors de sa propagation dans une fibre, avec un focus particulier sur la dispersion chromatique et les effets

non-linéaires du troisième ordre. L'équation de propagation d'une impulsion en fonction de ces paramètres sera ensuite explicitée. Puis nous présenterons succinctement des bases de physique des lasers, nous permettant de bien appréhender les études présentées dans le chapitre suivant concernant le phénomène de verrouillage de modes pour l'obtention d'impulsions ultra-courtes.

Le second chapitre concerne ainsi l'étude dynamique de deux sources laser fibrées développées au CORIA. La première expérience consiste en l'étude d'évènements extrêmes générés par un laser auto-déclenché en présence de la diffusion Brillouin stimulée. Les évènements extrêmes correspondent à des impulsions laser rares et anormalement intenses. Cette étude permet d'identifier les configurations favorisant leur apparition et les résultats obtenus dans une configuration sont confirmés par un modèle numérique réalisé lors d'une collaboration avec les laboratoires LEQ à Alger et LPhIA à Angers. Nous verrons que l'étude de ces dynamiques présente un intérêt fondamental mais également pratique, dans le but de limiter la dégradation des systèmes optiques. La seconde étude rapporte la mise en place d'un oscillateur laser ultrarapide dont le mécanisme de verrouillage de modes repose sur l'utilisation d'un absorbant saturable massif original développé dans le cadre de cette étude par nos partenaires du laboratoire C2N (Saclay). Ce laser fonctionne en régime de dispersion fortement normale qui favorise la formation de solitons dissipatifs, un régime dynamique complexe permettant la montée en énergie des oscillateurs laser.

Le troisième chapitre est dédié à la description du phénomène de transformée de Fourier dispersive, phénomène central des techniques de métrologie ultra-rapides détaillées dans cette thèse. Le principe, puis les applications ainsi que les limitations de la technique seront exposés. Nous verrons ensuite que cet outil peut également être utilisé pour la mise en place d'une méthode originale d'imagerie « temps réel » dite « par étirage temporel ». Après une description de la technique et des différents facteurs impactant ses performances, nous présenterons l'étape initiale de calibration puis sa première implémentation au CORIA dans le cadre de l'imagerie d'écoulements diphasiques.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons les résultats obtenus lors de l'étude d'ondes de choc générées par ablation laser, phénomène pour lequel les techniques d'ima-

gerie standard ne permettent pas un suivi complet. En effet, en modifiant la procédure d'acquisition, nous avons pu suivre à l'aide de l'imagerie par étirage temporel l'évolution d'ondes de choc uniques (à l'inverse des méthodes pompe-sonde qui ne donnent que des valeurs moyennées) lors de leur propagation mais aussi de leur réflexion sur une surface. Après une étude des principales techniques permettant le suivi d'ondes de choc, les résultats expérimentaux de ce travail sont présentés et comparés à l'état de l'art.

Le cinquième chapitre, relativement exploratoire, se présente quant à lui comme l'une des perspectives à ces travaux de thèse, et vise à exposer les résultats préliminaires d'une seconde technique d'imagerie ultrarapide mise en place au CORIA. Cette technique dénommée photographie par cartographie temporelle, présente l'avantage d'imager à des cadences largement supérieures à l'imagerie par étirage temporel ainsi que sur deux dimensions. En contrepartie, le nombre d'images obtenu lors d'une acquisition est faible. Le principe de la photographie par cartographie temporelle sera d'abord décrit, puis la mise en place de la technique sera expliquée. Nous verrons ensuite les premiers résultats obtenus avec la technique et présenterons les perspectives de ce travail de thèse.

PHYSIQUE DES LASERS À FIBRES

Dans ce chapitre, nous allons décrire les différents phénomènes physiques se manifestant lors de la propagation d'impulsions laser dans une fibre optique en se focalisant particulièrement sur ceux qui seront exploités dans le cadre des travaux présentés dans cette thèse. Tout d'abord, nous allons nous intéresser au principe de guidage optique dans les fibres, pour ensuite détailler les phénomènes linéaires subis par l'impulsion telle que la dispersion chromatique, responsable de l'étirement ou de la compression des impulsions. Plusieurs types de fibres optiques utilisées au cours de cette thèse seront ensuite introduits, telles que les fibres induisant une forte dispersion appelées fibres à compensation de dispersion ainsi que les fibres optiques dopées aux ions terres rares, largement exploitées pour l'amplification optique.

Lorsque la puissance crête du signal se propageant dans une fibre optique devient importante, plusieurs effets non-linéaires peuvent se manifester, par la création de nouvelles fréquences par exemple. Ces effets peuvent être élastiques comme l'automodulation de phase et le mélange à quatre ondes, ou inélastiques comme les diffusions Brillouin et Raman stimulées. Après avoir décrit ces phénomènes non-linéaires, nous détaillerons l'équation de Schrödinger non-linéaire, régissant la propagation d'une impulsion sous l'influence de ces phénomènes dispersifs et non-linéaires et étant largement utilisée pour la simulation numérique de ces derniers. Une solution analytique de cette équation, le soliton, sera ensuite décrite. Nous étudierons ensuite le principe de verrouillage de modes,

mécanisme essentiel à la production d'impulsions ultracourtes dans les oscillateurs laser. L'utilisation d'un composant optique au comportement lui aussi non-linéaire, l'absorbant saturable, permettant d'induire ce régime sera ensuite détaillée. Enfin, nous nous focaliserons sur les lasers à fibres opérant en régime de dispersion normale, qui ont l'avantage de permettre une montée en énergie des impulsions dans la cavité laser comparé au régime à soliton standard.

2.1 Propagation linéaire de la lumière

2.1.1 Guidage optique dans les fibres - Types de fibres optiques

Une fibre optique est un fil très fin généralement constitué de silice dont le cœur a la propriété de guider la lumière. Pour concentrer la lumière à l'intérieur du cœur de la fibre, il est nécessaire d'imposer une différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine, de sorte que l'indice optique du cœur de la fibre soit très légèrement supérieur à celui de la gaine. Ainsi on pourra être en condition de réflexion totale interne¹, et confiner le signal lumineux dans la fibre sur de grandes distances. La Figure 2.1 présente un schéma de fibre optique composée d'un cœur d'indice n_c , d'une gaine d'indice $n_g < n_c$ et d'une gaine de protection. Cette fibre standard est appelée fibre à saut d'indice, ce qui signifie que la variation d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine est brutale, contrairement à d'autres types de fibres telles que les fibres à gradient d'indice, exploitées pour limiter certains phénomènes dispersifs, où la variation d'indice est là continue.

1. L'intégralité des fibres utilisées au cours de cette thèse étant de type saut d'indice, le principe de guidage par réflexion totale interne s'applique. Cependant, il existe aussi des fibres dites à bandes interdites photoniques pour lesquelles le guidage ne repose pas sur ce phénomène.

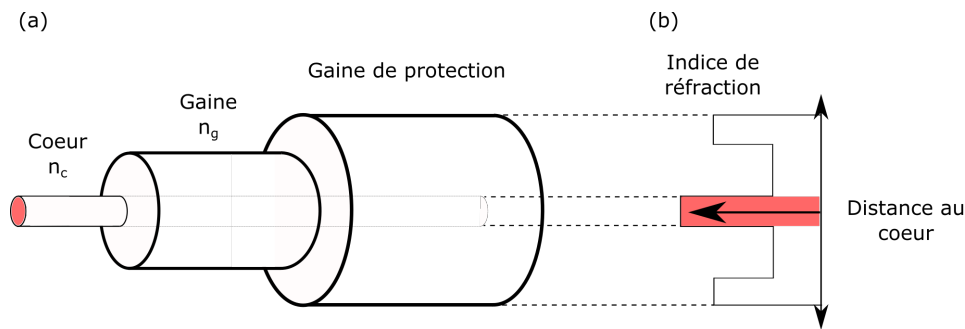


FIGURE 2.1 – Représentation d’une fibre optique à saut d’indice de réfraction. (a) La fibre est composée du cœur et de la gaine, d’indices de réfraction différents. (b) Le guidage de la lumière est imposé par la différence d’indice entre cœur et gaine.

Les fibres optiques peuvent alors être séparées en deux grandes catégories : les fibres monomodes et multimodes. En effet, suivant les propriétés géométriques de la fibre, notamment la taille de son cœur, un ou plusieurs modes transverses vont être en capacité de se propager dans celui-ci pour une longueur d’onde donnée. Le paramètre de fréquence normalisée V permet de déterminer si la propagation est monomode ou multimode [5] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2.1)$$

avec λ la longueur d’onde du signal traversant la fibre, a le rayon du cœur de la fibre, n_c l’indice de réfraction du cœur et n_g celui de la gaine. Ainsi, une fibre sera monomode si son paramètre de fréquence normalisée est inférieur à 2.405. Au delà de cette valeur, la fibre acceptera plus de modes dans son cœur. Le fait que a et λ évoluent inversement dans cette formule permet de comprendre la différence de taille de cœur des fibres suivant la longueur d’onde du signal. En effet, la taille du mode se propageant dans la fibre dépend de la longueur d’onde, et une fibre optique monomode autour de 500 nm aura un cœur d’environ $3 \mu m$ de diamètre tandis qu’une fibre optique monomode autour de 1550 nm possèdera un cœur d’environ $8 \mu m$ de diamètre.

La fibre optique standard est constituée de silice fondue, et la très faible différence d’indice entre le cœur et la gaine permettant le guidage de la lumière est obtenue par procédé de dopage de la silice. Par exemple, des dopants comme le Phosphore et le Germanium augmentent l’indice de réfraction de la silice et sont donc utilisables pour doper le cœur. A l’inverse, le Bore ou le Fluor sont utilisés pour la gaine car ils réduisent l’indice de réfraction [5]. La création de la fibre se fait suivant deux étapes : la fabrication

d'une préforme et l'étirage. C'est lors de la création de la préforme qu'une technique de dépôt de vapeur est utilisée pour modifier les propriétés du verre et induire une variation d'indice. La préforme est ensuite étirée à température élevée permettant à la fibre d'acquies sa forme finale [6].

2.1.2 Atténuation

La Figure 2.2 représente le profil de pertes typique mesuré sur une fibre monomode en silice. On observe un minimum de 0.2 dB/km autour de 1.55 μm , et on peut remarquer que les pertes sont supérieures aux longueurs d'ondes plus courtes. Ce faible niveau d'atténuation autour de 1.55 μm permet la propagation d'impulsions laser à travers des fibres optiques longues tout en limitant les pertes, et est donc idéal pour mettre en place la technique de transformée de Fourier dispersive, largement utilisée au cours de cette thèse.

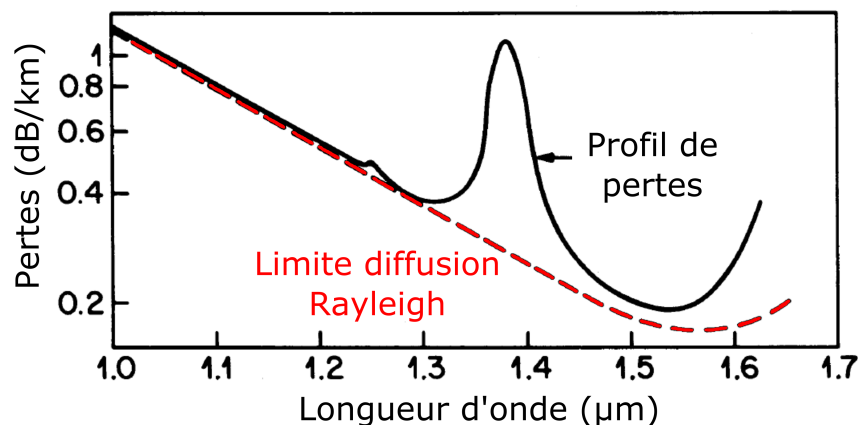


FIGURE 2.2 – Spectre de pertes d'une fibre monomode en silice. La limite due à la diffusion Rayleigh est tracée en rouge. On observe un pic d'absorption de l'ion OH à 1.4 μm . Données issues de [6].

Les deux effets qui contribuent majoritairement à ces pertes sont l'absorption et la diffusion Rayleigh. La silice absorbe peu la lumière dans la fenêtre 0.5-2 μm . Cependant, la présence d'impuretés apparues lors de la conception de la fibre peut mener à des pics d'absorption. Par exemple, le pic d'absorption visible à 1.4 μm sur la Figure 2.2 vient de la présence de l'ion OH, qui possède un pic d'absorption fondamental à 2.73 μm et une harmonique à 1.4 μm . Le pic observable à 1.23 μm correspond également à une de

ces harmoniques. La diffusion Rayleigh représente une limitation fondamentale dans les fibres optiques, et se manifeste à cause des imperfections présentes dans la fibre. En effet, ces fluctuations de densité entraînent une variation de l'indice de réfraction, ce qui mène à une diffusion de la lumière dans toutes les directions. La diffusion Rayleigh varie suivant une loi λ^{-4} , et domine donc aux longueurs d'ondes courtes. Cette diffusion étant intrinsèque à la fibre, les pertes par diffusion Rayleigh sont considérés comme la limite fondamentale des pertes dans les fibres. Elle correspond à la ligne en pointillés rouges sur la Figure 2.2.

2.1.3 Dispersion chromatique - Fibres dispersives

Le phénomène de dispersion chromatique est responsable de la dépendance en fréquence de l'indice de réfraction du milieu. Cette dépendance en fréquence de l'indice de réfraction fait que les composantes spectrales d'une impulsion laser auront une vitesse de groupe différente, ce qui entrainera une compression ou à l'inverse un étirement d'une impulsion laser courte, qui sera en l'occurrence exploité tout au long de cette thèse. Ce phénomène provient du fait que lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec les électrons liés d'un diélectrique, la réponse du milieu dépend de la fréquence de cette onde. En effet, le milieu possède des fréquences de résonance auxquelles il va absorber l'onde électromagnétique par l'oscillation des électrons liés. Loin de ces fréquences de résonance, l'indice de réfraction du milieu peut être approximé par la relation de Sellmeier [7] :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (2.2)$$

avec ω_j la fréquence de résonance et B_j le poids de la j-ième résonance. La somme des termes de cette équation prend donc en compte toutes les résonances du matériau qui auront un effet sur la zone spectrale d'intérêt. L'effet de la dispersion chromatique est représenté en effectuant un développement en série de Taylor de la constante de propagation du mode β autour de la fréquence centrale ω_0 :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.3)$$

avec la dispersion du m^{ième} ordre :

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (2.4)$$

où ($m = 1, 2, 3, \dots$). Cette formulation présente l'avantage de séparer la constante de propagation en différents termes ayant chacun un impact différent sur la lumière traversant le milieu dispersif. Ainsi, le terme β_1 correspond à l'inverse de la vitesse de groupe v_g . Contrairement à la vitesse de phase qui correspond à la vitesse d'une composante monochromatique d'une onde, la vitesse de groupe décrit la propagation de l'enveloppe d'un paquet d'ondes de fréquences différentes. β_1 correspond donc à la vitesse de l'impulsion et est liée à la vitesse de groupe v_g et à l'indice de groupe n_g par la relation suivante :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right) \quad (2.5)$$

Ensuite, β_2 correspond à la dispersion de vitesse de groupe (GVD, group velocity dispersion). Du fait que les composantes fréquentielles se déplacent à des vitesses différentes, l'impulsion va progressivement s'élargir ou se comprimer lors de la propagation.

$$\beta_2 = \frac{\partial \beta_1}{\partial \omega} = \frac{1}{c} \left(2 \frac{\partial n}{\partial \omega} + \omega \frac{\partial^2 n}{\partial \omega^2} \right) \quad (2.6)$$

La dispersion peut également s'exprimer par le paramètre D (ps/nm/km) :

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.7)$$

On remarque la présence du signe (-) dans cette équation, qui fait qu'une dispersion de vitesse de groupe (GVD) positive entrainera une constante de dispersion négative et inversement. Lorsque la dispersion de vitesse de groupe est négative, donc lorsque D est positif, les basses fréquences se propagent plus lentement que les hautes fréquences et on parle de dispersion anormale. A l'inverse, une dispersion de vitesse de groupe positive signifie que les basses fréquences se propagent plus rapidement que les hautes fréquences et la dispersion est alors normale.

La Figure 2.3-(a) présente l'évolution de l'indice de réfraction et de l'indice de groupe dans la fenêtre de longueurs d'ondes allant de $0.5 \mu m$ à $1.6 \mu m$ pour un morceau de silice fondue. La Figure 2.3-(b) représente l'évolution de la dispersion de vitesse de groupe en fonction de la longueur d'onde pour la silice fondue. On remarque qu'autour de $\lambda = 1.27 \mu m$, la dispersion de vitesse de groupe devient nulle, puis négative pour des longueurs d'ondes supérieures. Cette longueur d'onde est notée λ_D et s'appelle la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW). Cependant, pour une impulsion courte possédant une largeur spectrale pouvant atteindre quelques nanomètres, la dispersion "vue" par l'impulsion ne

sera pas nulle et il est nécessaire de prendre en compte l'effet des termes supérieurs de l'équation 2.3, le plus important étant le terme cubique β_3 .

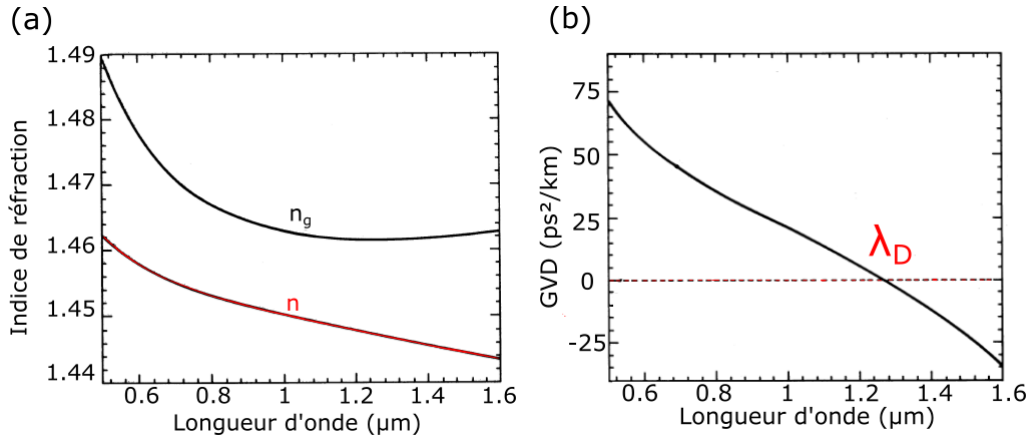


FIGURE 2.3 – (a) Évolution de l'indice de réfraction (rouge) et de l'indice de groupe (noir) en fonction de la longueur d'onde. (b) Évolution de la dispersion de vitesse de groupe (GVD) en fonction de la longueur d'onde [5].

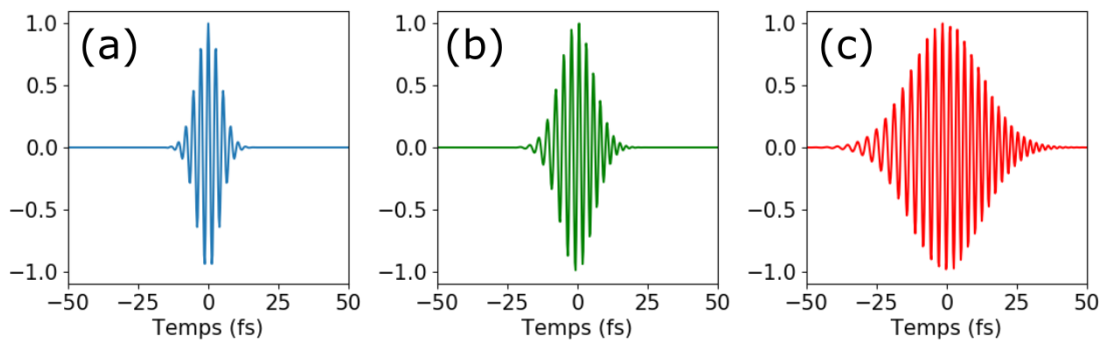


FIGURE 2.4 – Simulation d'une impulsion ultracourte centrée à 800 nm (a) soumise à une dispersion de 18 fs^2 (b) et de 50 fs^2 (c).

Une simulation de l'impact de la dispersion de vitesse de groupe est présentée en Figure 2.4. L'impulsion simulée possède une largeur temporelle de 12 fs à 800 nm. L'application d'un terme de dispersion de second ordre induit un élargissement temporel de l'impulsion visible en (b) pour une dispersion de 18 fs^2 et en (c) pour une dispersion de 50 fs^2 . Le fait que les composantes spectrales se déplacent à une vitesse de groupe

différente induit une dérive en fréquence, et on peut observer en (c) que les basses fréquences se situent en tête de l'impulsion et les hautes fréquences en queue de celle-ci, la dispersion est donc normale. Cependant, il est important de remarquer que la dispersion n'a un effet que sur le profil temporel de l'impulsion, le profil spectral de l'impulsion n'est pas modifié par ce phénomène.

2.1.4 Autres contributions à la dispersion

Trois phénomènes supplémentaires peuvent avoir un effet sur la dispersion totale, la présence de dopants, la dispersion due au guide d'onde et la dispersion des composantes de polarisation.

Lors de la mesure de la dispersion de fibres optiques en silice fondue, on remarque une légère variation de celle-ci par rapport aux valeurs attendues théoriquement. Cet écart peut être dû à la présence de dopants utilisés pour induire la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine de la fibre. En effet, ces dopants vont modifier le profil d'indice de la fibre et doivent être pris en compte dans la formule 2.2 [8]. Ensuite, le fait de guider l'onde dans un milieu diélectrique fait que l'indice de mode effectif est légèrement inférieur à l'indice de réfraction du cœur, cet écart d'indice étant lui-même dépendant de la fréquence [7]. En effet, le diamètre du mode de guidage dépendant de la longueur d'onde, chaque longueur d'onde va être réfléchi à un point différent de l'interface cœur-gaine, ce qui induit un retard dû au guide d'onde. Cette contribution du guide d'onde est généralement faible, mais doit être prise en compte lorsque la longueur d'onde du signal est proche de la zone de dispersion nulle. Son principal effet est de décaler la longueur d'onde de dispersion nulle, suivant les paramètres géométriques de la fibre comme la taille du cœur de la fibre ou la différence d'indice entre le cœur et la gaine. C'est l'utilisation de ce type de dispersion due au guidage qui permet la fabrication de fibres à dispersion décalée (DSF) [9]. Le décalage de la longueur d'onde de dispersion nulle au delà de $1.6 \mu m$ par ce procédé permet d'obtenir une valeur de β_2 importante et positive autour de $1.55 \mu m$. Ces fibres sont appelées fibres à compensation de dispersion (DCF), et peuvent être utilisées pour compenser l'effet d'une propagation dans un milieu de dispersion opposée, ou d'élargir de manière plus efficace une impulsion laser comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit.

Enfin, la dispersion peut venir des composantes de polarisation. En effet, une fibre monomode n'est pas réellement monomode car même le mode fondamental est composé

de deux modes dégénérés qui sont polarisés dans des directions orthogonales. Dans un milieu possédant une symétrie parfaite, ces deux composantes n'interagissent pas. Cependant en réalité, suite aux imperfections du cœur de la fibre par exemple, ces deux composantes vont se propager différemment et la constante de propagation de chacun de ces modes va varier. Cet effet s'appelle la biréfringence modale et s'exprime de la manière suivante [10] :

$$B_m = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y| \quad (2.8)$$

avec β_x et β_y les constantes de propagations des modes dégénérés selon x et y, n_x et n_y les indices de réfraction modaux des deux états orthogonalement polarisés. Cet effet est généralement négligeable pour des fibres suffisamment courtes [5].

2.2 Propagation non-linéaire

La polarisation totale P d'un milieu dans un champ électrique E s'exprime de la manière suivante :

$$P = \varepsilon_0(\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (2.9)$$

En effet, la propagation d'un champ électromagnétique dans un milieu impose une oscillation des électrons liés du milieu résultant en une polarisation. En régime linéaire, c'est-à-dire lorsque l'intensité du signal se propageant dans le milieu demeure faible, cette polarisation induite est proportionnelle au champ électrique. Cette réponse linéaire est responsable de phénomènes tels que l'absorption, la réfraction ou la diffusion. Elle s'exprime :

$$\chi^{(1)} = \chi'^{(1)} + i\chi''^{(1)} \quad (2.10)$$

La partie réelle $\chi'^{(1)}$ est proportionnelle à l'indice de réfraction du milieu et sa partie imaginaire $\chi''^{(1)}$ à l'atténuation.

Lorsque le champ appliqué est intense ($E > 10^8 \text{ V.m}^{-1}$), l'oscillation des électrons libres devient anharmonique, et la réponse du milieu devient alors non-linéaire. La partie non-linéaire de la polarisation P_{NL} peut être décrite de la manière suivante [11] :

$$P_{NL} = \varepsilon_0(\chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (2.11)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide et χ^j la susceptibilité d'ordre j du milieu. La susceptibilité d'ordre 2 est responsable d'effets non-linéaires tel que le doublage en fréquence. Cependant, la susceptibilité d'ordre 2 devient négligeable dans les milieux qui possèdent une symétrie d'inversion au niveau moléculaire, dit centro-symétriques, comme la silice. Le terme $\chi^{(2)}$ est donc généralement négligé dans les fibres optiques, et le terme $\chi^{(3)}$ correspond au premier terme non-linéaire.

Les effets non-linéaires d'ordre 3 se divisent en deux catégories : ceux qui sont originaires de la dépendance en intensité de l'indice de réfraction comme l'auto-modulation de phase ou la modulation de phase croisée, et ceux qui nécessitent un accord de phase comme le mélange à 4 ondes et la génération de troisième harmoniques. Il existe également des effets non-élastiques comme les diffusions Raman et Brillouin stimulées. L'appellation non-élastique signifie que le champ optique transfère une partie de son énergie au milieu non-linéaire, contrairement aux effets élastiques. Les différents effets d'ordre 3 seront présentés dans les parties suivantes, et la Figure 2.5 présente une classification de ces effets qui seront largement exploités dans ce manuscrit.

Effets $\chi^{(3)}$	Elastique	Non-élastique
Indice de réfraction non linéaire	Automodulation de phase Modulation de phase croisée	Diffusion Raman stimulée
Accord de phase	Mélange à 4 ondes Harmonique d'ordre 3	Diffusion Brillouin stimulée

FIGURE 2.5 – Principaux effets non-linéaires d'ordre 3.

2.2.1 Réfraction non-linéaire - Effet Kerr optique

Le terme de réfraction non-linéaire vient du fait que l'indice de réfraction ne dépend plus de l'amplitude du champ électrique mais de l'intensité du signal. Les effets non-linéaires dus à l'indice de réfraction non-linéaire, l'auto-modulation de phase et la modulation de phase croisée, sont souvent les effets prépondérants lors de la propagation non-linéaire d'une impulsion courte. L'indice de réfraction non-linéaire peut s'exprimer de la manière suivante :

$$n(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (2.12)$$

où $n(\omega)$ est l'indice de réfraction linéaire obtenu à partir de l'équation de Sellmeier 2.2, $|E|^2$ l'intensité du champ électrique et n_2 l'indice de réfraction non linéaire lié à $\chi^{(3)}$ par la relation suivante :

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{\chi\chi\chi\chi}^{(3)}) \quad (2.13)$$

avec $\text{Re}(\chi_{\chi\chi\chi\chi}^{(3)})$ la partie réelle de $\chi_{\chi\chi\chi\chi}^{(3)}$. Le champ électrique est considéré comme polarisé linéairement de manière à ce que seule la composante $\chi_{\chi\chi\chi\chi}^{(3)}$ du tenseur contribue à l'indice de réfraction.

L'auto-modulation de phase correspond à un décalage de la phase du champ électrique auto-induit lors de la propagation d'un champ optique dans une fibre optique. La phase accumulée sur une longueur L s'exprime de la manière suivante :

$$\Phi = nk_0L = (n + n_2|E|^2)k_0L \quad (2.14)$$

avec $k_0 = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde. La phase induite par auto-modulation de phase s'exprime donc de la manière suivante :

$$\Phi_{NL} = n_2k_0L|E|^2 \quad (2.15)$$

L'automodulation de phase a pour effet de déformer et d'élargir le spectre des impulsions ultracourtes [12], et permet la propagation de solitons dans les milieux de dispersion anormale [13] comme nous le verrons par la suite. La Figure 2.6 représente l'application d'un effet d'auto-modulation de phase sur le spectre optique d'une impulsion dans un milieu non dispersif. On peut observer l'élargissement spectral progressif, et la formation de pics modulant le spectre. Une caractéristique de cet effet est que les pics externes sont souvent les plus intenses.

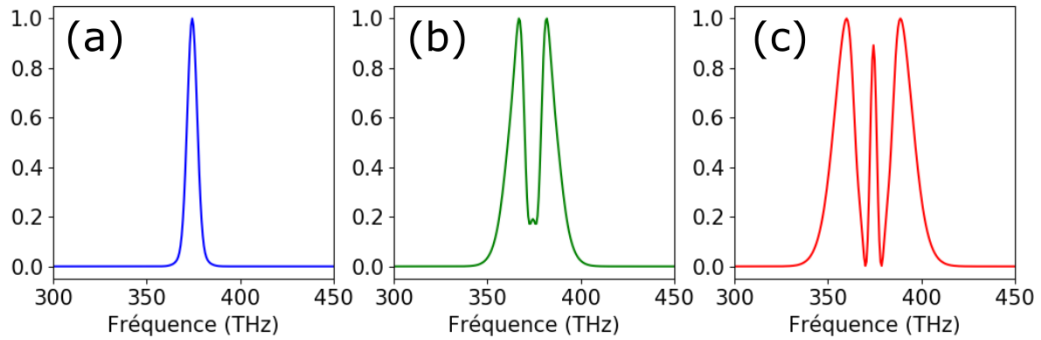


FIGURE 2.6 – Simulation d'élargissement spectral dû à l'auto-modulation de phase. (a) Spectre laser intact. (b) Le pic central se sépare en deux pics latéraux, et le spectre s'élargit. (c) Le spectre continue à s'élargir et un pic apparaît au centre.

La modulation de phase croisée correspond au décalage non-linéaire de la phase d'un champ électrique induit par un autre champ électrique de longueur d'onde, polarisation ou direction différente. Ainsi, en faisant la somme de deux champs électriques E_1 et E_2 suivant un axe de propagation :

$$E = \frac{1}{2}[E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(-i\omega_2 t) + cc] \quad (2.16)$$

avec cc le complexe conjugué, on obtient un décalage non-linéaire de phase sur le champ E_1 de :

$$\Phi_{NL} = n_2 k_0 L (|E_1|^2 + 2|E_2|^2) \quad (2.17)$$

On identifie donc le terme $n_2 k_0 L |E_1|^2$ dû à l'auto-modulation de phase et le terme $2n_2 k_0 L |E_2|^2$ dû à la modulation de phase croisée. Pour deux champs de fréquences différentes et de même intensité, la contribution de la modulation de phase croisée au décalage non-linéaire de la phase vaut le double de celle exercée par l'auto-modulation de phase.

2.2.2 Diffusions inélastiques stimulées

Les diffusions Raman et Brillouin stimulées correspondent à des effets non-linéaires d'ordre 3 inélastiques. Cette propriété signifie qu'un échange d'énergie a lieu entre l'onde électromagnétique et le milieu non-linéaire, et le photon diffusé lors de cette interaction possède alors une fréquence différente du photon incident [14]. Cet échange, dû aux

modes d'excitations vibrationnels de la silice, va donner naissance à un phonon optique dans le cas de la diffusion Raman stimulée, et à un phonon acoustique dans le cas de la diffusion Brillouin stimulée. L'énergie du phonon correspondra alors à la différence d'énergie entre le photon incident, aussi appelé photon de pompe, et le photon créé appelé photon Stokes. Si un phonon d'énergie nécessaire est disponible, un photon anti-Stokes peut alors être créé par l'annihilation du photon de pompe et du phonon. La Figure 2.7 présente les diagrammes d'énergie de (a) la conversion d'un photon de pompe en un photon Stokes d'énergie inférieure et en un phonon et (b) la conversion d'un phonon et d'un photon de pompe en un photon anti-Stokes d'énergie supérieure.

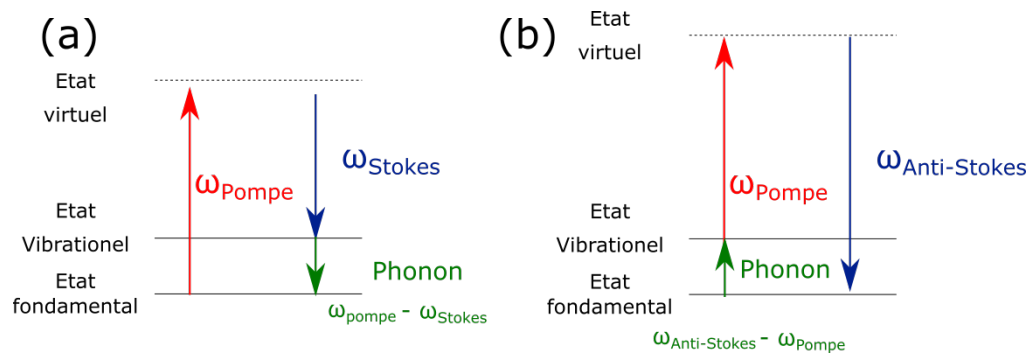


FIGURE 2.7 – Diagramme d'énergie des diffusions Raman et Brillouin.

La nature différente des phonons acoustiques et optiques entraîne des comportements différents. Ainsi, dans une fibre optique, les phonons optiques se propagent dans les deux directions tandis que les phonons acoustiques se propagent uniquement en arrière. Pour ces deux effets, l'évolution des ondes Stokes peut être décrite par la formule suivante :

$$\frac{dI_s}{dz} = gI_pI_s \quad (2.18)$$

avec I_p l'intensité de la pompe, I_s l'intensité de l'onde Stokes et $g = g_r$ le gain Raman et $g = g_b$ le gain Brillouin. Les spectres de gain obtenus par ces deux effets ont été étudiés dans la silice, et possèdent des propriétés différentes. En effet, le spectre de gain Raman possède une largeur spectrale supérieure à 30 THz, et son maximum est décalé de 13 THz par rapport à la pompe dans la silice. Le spectre de gain Brillouin est plus fin avec une largeur de 100 MHz et est également plus proche de la pompe, avec un décalage d'environ 10 GHz.

Pour que ces deux effets se déclenchent, le niveau de pompe doit dépasser une valeur

limite appelée seuil Brillouin ou seuil Raman. Ce seuil est plus faible dans le cas de la diffusion de Brillouin (de l'ordre du mW dans une fibre monomode) que dans le cas de la diffusion Raman (centaine de mW). Il est important de considérer le fait qu'en régime de pompage impulsif, la génération de diffusion Brillouin stimulée peut quasiment être supprimée lorsque la durée des impulsions de pompe est inférieure à 10 ns, c'est-à-dire au temps de réponse de la diffusion Brillouin stimulée. La Figure 2.8 schématise les bandes spectrales Stokes et anti-Stokes générées par les diffusions Brillouin (en bleu) et Raman (en vert). Les bandes Stokes correspondent aux plus grandes longueurs d'ondes et les bandes anti-Stokes aux plus courtes.

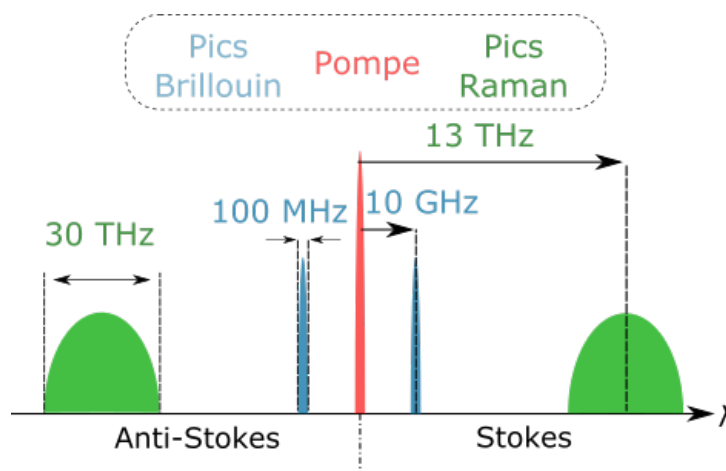


FIGURE 2.8 – Représentation des bandes spectrales créées par effet Brillouin (bleu) et par effet Raman (vert). Les caractéristiques des bandes spectrales correspondent à une propagation dans la silice fondue.

2.2.3 Amplificateurs fibrés à effet Raman

Un signal peut être amplifié par effet Raman si sa propagation a lieu en même temps que la propagation d'un signal de pompe intense, choisi de façon à ce que l'écart de fréquence entre pompe et signal corresponde au décalage Raman.

Pour déterminer le gain d'un amplificateur Raman, il est nécessaire de prendre en compte l'interaction entre les photons Stokes et de pompe. Dans le cas d'une pompe continue, l'interaction se décrit par les équations couplées suivantes :

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s - \alpha_s I_s \quad (2.19)$$

Pour l'onde Stokes et dans le cas de l'onde de pompe :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R I_p I_s - \alpha_p I_p \quad (2.20)$$

avec α_p et α_s correspondant aux pertes dans la fibre aux fréquences de la pompe et de l'onde Stokes. A partir de ces équations, il est possible d'estimer le gain Raman en considérant que le signal est faible comparé à la pompe :

$$G_A = \exp(g_R P_0 L_{eff} / A_{eff}) \quad (2.21)$$

avec P_0 la puissance de pompe à l'entrée de l'amplificateur, A_{eff} l'aire effective du cœur de la fibre et L_{eff} la longueur d'interaction Raman donnée par $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha_p L)] / \alpha_p$.

Les amplificateurs à effet Raman peuvent atteindre des gains supérieurs à 30 dB pour une puissance de pompe de l'ordre du Watt [15]. Un avantage de cette technique d'amplification est sa large bande de gain, supérieure à 5 THz à mi-hauteur, qui permet d'amplifier un signal de spectre large, ce qui est le cas dans plusieurs expériences menées lors de cette thèse. Enfin, les amplificateurs Raman peuvent être utilisés pour réaliser une amplification distribuée [16], ce qui signifie qu'une fibre optique longue de plusieurs km est pompée de façon bidirectionnelle, permettant de compenser les pertes d'absorption tout au long de la fibre, et ainsi de limiter l'apparition d'effets non-linéaires dus à une amplification trop brutale. Ce type d'amplificateur a par exemple permis d'obtenir un gain de 15 dB sur 100 canaux multiplexés en longueur d'onde sur une fibre de 320 km et pour une puissance de pompe de 450 mW [17].

2.2.4 Équation de Schrödinger non-linéaire

L'équation de Schrödinger non-linéaire standard est obtenue à partir des équations de Maxwell et permet d'étudier la propagation d'une impulsion laser dans une fibre, en fonction des effets linéaires et non-linéaires auxquels elle est soumise. L'équation de Schrödinger non-linéaire s'exprime de la manière suivante :

$$i \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{i\alpha}{2} u + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} - \gamma |u|^2 u \quad (2.22)$$

Dans cette équation, le premier terme correspond au terme d'enveloppe lentement variable, approximation signifiant que l'enveloppe de l'impulsion varie peu en comparaison

avec la porteuse optique. On note qu'un changement de variable $T = t - \beta_1 z$ est effectué de façon à ce que le champ électrique se propage dans un repère temporel mobile se déplaçant à la vitesse de groupe. Ainsi, on suit l'impulsion au cours de sa propagation, ce qui simplifie la formulation en supprimant le terme de dispersion de premier ordre β_1 . Le second terme représente l'atténuation du milieu et le troisième terme correspond à la dispersion d'ordre 2, induisant une dérive en fréquence à l'impulsion résultant en un élargissement ou une compression. Comme vu précédemment, le terme de dispersion est décomposé en série de Taylor, et les ordres supérieurs seront à prendre en compte pour des impulsions courtes (moins de 5 ps) ou dans le cas de propagation près du zéro de dispersion d'une fibre. Le dernier terme correspond au terme de non-linéarité Kerr :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (2.23)$$

A_{eff} correspond alors à l'aire effective du cœur de la fibre. Cette équation permet d'étudier la propagation d'impulsions courtes de manière relativement simple, car les effets non-linéaires comme la diffusion Brillouin stimulée, la diffusion Raman stimulée ou le mélange à 4 ondes ne sont pas pris en compte ici. Pour des calculs plus précis, on se tournera vers l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée, qui possède des termes correctifs par rapport à l'équation standard, permettant de prendre en compte les termes d'absorption, de dispersion d'ordres supérieurs, de dispersion de la non-linéarité et d'effet Raman. Elle s'exprime :

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} u + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} = i \gamma (1 + i \tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T}) (u(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} R(T') |u(z, T - T')|^2 dT') \quad (2.24)$$

Dans cette équation, α correspond au coefficient d'absorption linéaire, β_2 à la dispersion de vitesse de groupe, γ_{NL} au coefficient non-linéaire, τ_{shock} au terme de choc optique responsable de la dispersion de la non-linéarité en fonction de la fréquence. Enfin, le terme dans l'intégrale correspond à la réponse non-linéaire totale et prend en considération la réponse non-linéaire instantanée par effet Kerr et la réponse Raman retardée présentant une dépendance temporelle. On note que dans cette équation, seul le terme de dispersion d'ordre 2 est écrit. Cependant, comme pour l'équation 2.22, les termes de dispersion d'ordre supérieurs peuvent être pris en compte pour des impulsions courtes ou lors de la propagation près du zéro de dispersion de la fibre.

2.2.5 Soliton optique temporel

Lors de la propagation d'une impulsion dans un milieu de dispersion anormale $\beta_2 < 0$, les effets dus à la non-linéarité Kerr (SPM, $n_2 > 0$) et à la dispersion chromatique peuvent s'équilibrer de manière à générer une impulsion stable dans le domaine temporel tout comme dans le domaine spectral : le soliton. Le soliton correspond à une famille d'ordre N de solutions analytiques de l'équation de Schrödinger non-linéaire. Le soliton fondamental (N=1) est créé par une compensation parfaite entre le terme de dispersion de vitesse de groupe et le terme de non-linéarité Kerr. Le terme non-linéaire étant toujours positif dans les fibres en silice, la dispersion doit alors être anormale pour compenser cet effet. Le soliton évolue sans modification de son profil temporel et spectral, et possède une forme en sécante hyperbolique :

$$u(z,t) = u_0 \operatorname{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right) \exp\left(\frac{iZ}{2}\right) \quad (2.25)$$

avec P_0 la puissance crête, et T_0 la durée caractéristique du soliton. L'amplitude du soliton est fonction de β_2 et de γ , et s'exprime par :

$$u_0 = \sqrt{\frac{|\beta_2|}{\gamma T_0}} \quad (2.26)$$

Cette équation illustre le théorème de l'aire du soliton, qui spécifie que pour une durée d'impulsion donnée, l'énergie du soliton est limitée par le rapport entre la dispersion d'ordre 2 et la non-linéarité Kerr. Augmenter l'énergie au delà de cette limite compromet ainsi la stabilité du soliton.

2.3 Laser à fibre à verrouillage de modes

Le verrouillage de modes est une technique inventée dans les années 1980 permettant de générer des impulsions laser ultracourtes, largement utilisée dans la communauté scientifique. Son principe repose sur la mise en phase des modes longitudinaux pouvant co-exister dans la cavité laser. Une cavité laser de longueur L permet à un nombre fini de modes d'osciller dans celle-ci, chaque mode m devant satisfaire la relation $m\lambda = L$. Si ces modes entrent en phase, le champ électrique résultant sera d'autant plus intense que le nombre de modes en phase est élevé. De plus, la durée de l'impulsion ainsi formée est inversement proportionnelle au nombre de modes en phase. La Figure 2.9 représente ce

principe, avec différents modes se propageant dans une cavité (Figure 2.9-(a)). L'entrée en phase de ces modes induit un champ électrique résultant intense et directement lié au nombre de modes en phase (Figure 2.9-(b)). Ainsi, on observe un champ beaucoup plus intense pour 20 modes en phase que pour 4 modes.

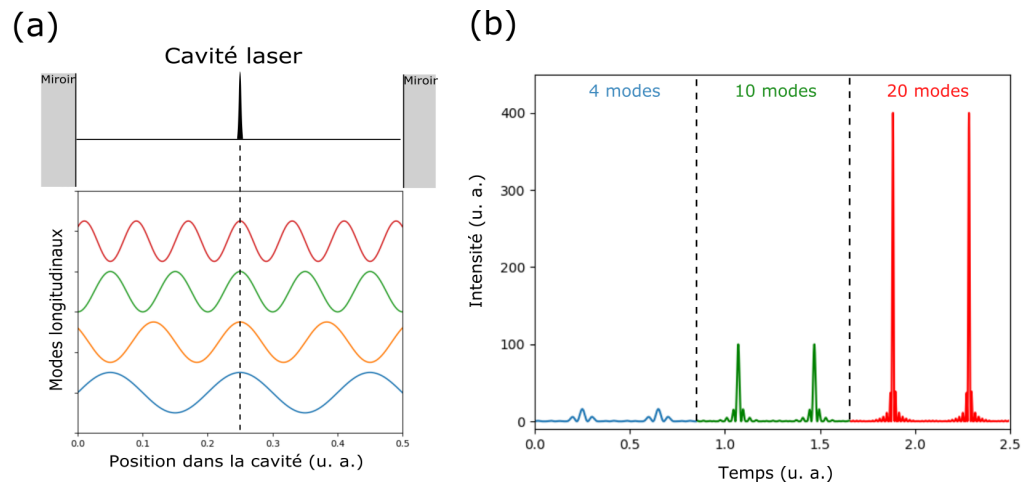


FIGURE 2.9 – Principe de fonctionnement du verrouillage de modes. (a) La somme des modes longitudinaux forme une impulsion lorsque ceux-ci sont en phase. (b) Simulation du profil en intensité pour 4, 10 et 20 modes longitudinaux. L'intensité et la durée des impulsions sont proportionnelles au nombre de modes dans la cavité.

Pour permettre à ces modes d'exister dans la cavité laser, un gain doit être présent pour compenser les pertes de propagation du mode. C'est donc la largeur de la bande de gain du milieu amplificateur qui va limiter le nombre de modes longitudinaux dans la cavité. Ainsi, plus la bande de gain sera large, plus le nombre de modes en résonance dans la cavité sera élevé et donc plus les impulsions seront courtes et intenses. Cette largeur de bande de gain du milieu amplificateur fait partie des raisons pour lesquelles le laser Ti :Sa fait figure de référence pour la génération d'impulsions ultracourtes, de l'ordre de la dizaine de femtosecondes. La Figure 2.10 illustre ce propos, avec la bande de gain limitant le nombre de modes oscillant dans la cavité.

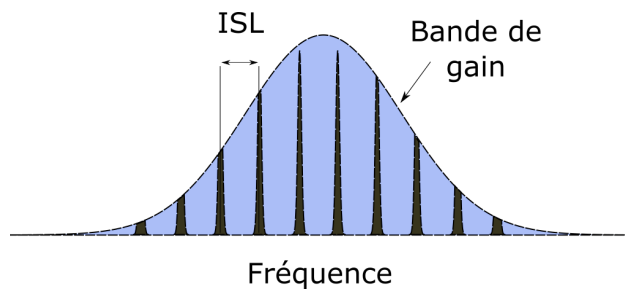


FIGURE 2.10 – Principe du filtrage par le gain. Seuls les modes présents dans la bande de gain sont conservés dans la cavité.

L'écart en fréquence entre deux modes de la cavité est appelé l'intervalle spectral libre (ISL), et est défini de la manière suivante :

$$ISL = \frac{c}{2nL} \quad (2.27)$$

avec n l'indice de réfraction de la cavité laser, L la longueur de la cavité et c la vitesse de la lumière dans le vide. L'inverse de l'intervalle spectral libre correspond à la cadence du laser. Ainsi, une cavité de petites dimensions produira un signal de haute cadence et inversement.

Pour déclencher le régime de verrouillage de modes, il est nécessaire de mettre en phase les modes à l'intérieur de la cavité. Cette synchronisation peut être effectuée par une modulation des pertes. Le dispositif de modulation des pertes peut être passif (absorbant saturable, rotation non-linéaire de polarisation) ou actif (modulateur électro-optique, acousto-optique). La technique utilisée pour obtenir un régime de verrouillage de modes dans le chapitre 2 de cette thèse repose sur l'utilisation d'un absorbant saturable à semi-conducteurs, et ce point est donc détaillé dans la section suivante.

2.3.1 Verrouillage de modes passif par absorbant saturable

Un absorbant saturable est un composant optique introduisant des pertes non-linéaires au signal incident. Dans le cas d'un miroir absorbant saturable, la réflectivité du miroir va varier en fonction de l'intensité du signal. Ainsi, de fortes pertes vont être appliquées aux faibles intensités de signal, et la réflectivité du miroir va augmenter pour une intensité supérieure. Une impulsion incidente va donc être filtrée en fonction de son intensité et seul son centre va subsister. Le raccourcissement temporel ainsi induit conduit à l'élargissement du spectre des impulsions, verrouillant ainsi la phase des modes adjacents.

Ce composant permet de cette manière de synchroniser les modes de la cavité et de déclencher le régime de verrouillage de modes. Les fluctuations de signal nécessaires au fonctionnement de l'absorbant saturable sont initialement générées par le laser, par exemple par le phénomène d'émission spontanée amplifiée.

La Figure 2.11 présente le principe de fonctionnement d'une cavité laser en régime de verrouillages de modes par absorbant saturable. Le miroir absorbant saturable joue le rôle de filtre temporel en ne réfléchissant que la partie intense des impulsions, ce qui permet la mise en phase des modes de la cavité.

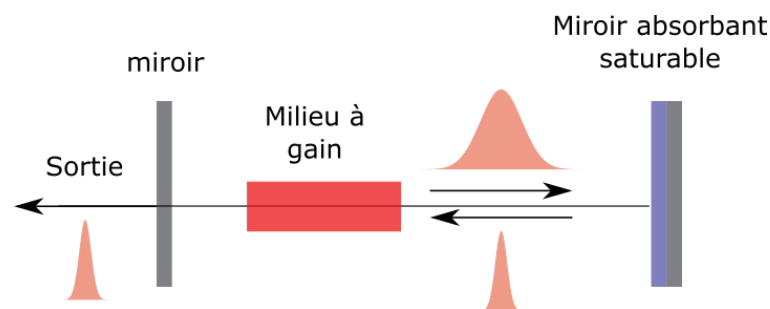


FIGURE 2.11 – Cavité laser en régime de verrouillage de modes par absorbant saturable.

La technologie utilisée pour la fabrication des absorbants saturables à semi-conducteurs (SESAM) permet un contrôle précis de leurs paramètres : la longueur d'onde de fonctionnement, l'énergie de saturation et le temps de relaxation. Le temps de relaxation du SESAM correspond à la durée nécessaire pour retrouver une réflectivité linéaire après qu'il ait été saturé par un signal intense. La génération d'impulsions ultra-courtes nécessite donc l'utilisation de SESAM à temps de relaxation courts. Pour réduire le temps de relaxation des SESAM, le processus de croissance est réalisé à basse température pour favoriser l'apparition de défauts qui vont venir altérer la périodicité du réseau cristallin. Ces défauts permettent de réduire le temps de relaxation de la nanoseconde à des échelles picosecondes. La réduction du temps de relaxation peut également être réalisée par dopage, implantation d'ions lourds ou irradiation [18]. La Figure 2.12 présente l'architecture typique d'un SESAM. Il est composé de deux miroirs, un miroir avant et un miroir arrière de réflectivité proche de 100 %. Les deux couches de phase peuvent être constituées d'InP à $1.55 \mu m$. Puis le milieu absorbant saturable de couches successives de multi-puits quantiques formant le SESAM.

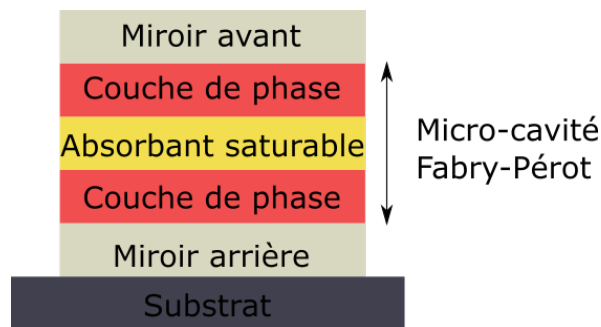


FIGURE 2.12 – Structure typique d'un SESAM.

L'absorbant saturable peut être résonant (R-SAM) ou anti-résonant (AR-SAM). Dans le cas d'un absorbant saturable résonant, l'épaisseur cumulée des couches de phase et de l'absorbant saturable est ajustée de manière à ce que la micro-cavité Fabry-Pérot soit en résonance à la longueur d'onde de travail. Le phénomène d'absorption saturable non-linéaire peut être favorisé en plaçant l'absorbant saturable au niveau d'un ventre d'oscillation du champ électrique. À l'inverse, l'absorbant saturable anti-résonant est fabriqué de façon à faire fonctionner la micro-cavité en anti-résonance. Le fonctionnement en anti-résonance permet de faire en sorte que l'intensité du signal au niveau de l'absorbant saturable soit réduite par rapport à l'intensité incidente, ce qui va augmenter l'intensité de saturation de l'absorbant saturable. Il pourra ainsi fonctionner à des intensités plus élevées en minimisant le risque de dommage optique. Ce type d'absorbant saturable autorise un fonctionnement à large bande spectrale tout en appliquant une dispersion de vitesse de groupe relativement faible. Cependant, la profondeur de modulation de ce type d'absorbant saturable est plus faible.

La Figure 2.13 représente une courbe typique de réflectivité d'un absorbant saturable à semi-conducteurs en fonction de la fluence appliquée sur le miroir. Lorsque l'intensité lumineuse appliquée est faible, la réflectivité de l'absorbant saturable vaut R_{lin} . Lorsque la fluence dépasse un niveau F_{sat} , la réflectivité de l'absorbant saturable augmente jusqu'à atteindre la réflectivité saturée R_s . La différence de réflectivité entre l'état d'absorption et l'état saturé correspond à la profondeur de modulation ΔR . Cette valeur correspond donc à la variation maximale de réflectivité de l'absorbant saturable.

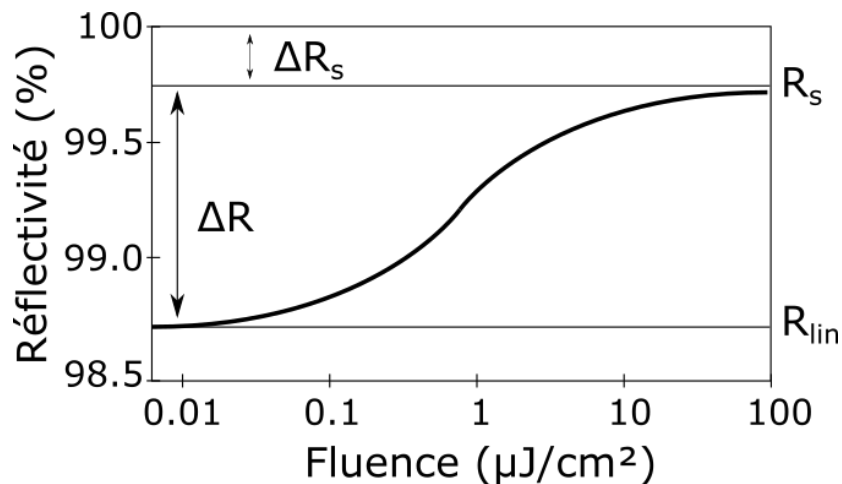


FIGURE 2.13 – Courbe de réflectivité d'un SESAM en fonction de la fluence.

Le type d'absorbant saturable le plus utilisé est l'absorbant saturable à puits quantiques, étant composé par exemple d'une couche de GaAs imbriquée entre deux couches d'AlGaAs de bande interdite plus large, ou encore d'une couche d'InGaAs entre deux couches de GaAs. Un puits quantique consiste en une fine couche d'une dizaine de nanomètres permettant de confiner des particules (électrons et trous) sur une dimension perpendiculaire à la surface de la couche. Le mouvement des électrons et des trous est alors confiné dans une direction de l'espace et libre dans les deux autres. On a alors un mouvement discrétisé des porteurs, ce qui donne lieu à l'apparition de bandes d'énergie. La fabrication du puits quantique peut être réalisée par épitaxie par faisceau moléculaire ou encore suivant un procédé de déposition en phase vapeur de produit chimique métallo-organique. Les résultats présentés dans le chapitre suivant, obtenus avec des absorbants saturables sensiblement différents, seront justement comparés à ceux obtenus avec cette technologie standard.

2.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de rappeler les principaux éléments permettant la description du fonctionnement des lasers à fibres à verrouillage de modes. Le principe de dispersion chromatique, décrivant la dépendance en fréquence de l'indice de réfraction, a notamment été introduit. Ce principe est fondamental pour la compréhension des résultats présentés dans cette thèse, car il est à la base du phénomène de transformée

de Fourier dispersive dit de "TFD", qui sera détaillé et exploité dans les chapitres suivants. Les principaux effets non-linéaires ont ensuite été présentés, ainsi que certaines de leurs application telle que l'amplification par effet Raman, qui sera justement utilisée dans les expériences d'imagerie par étirage temporel dans le Chapitre 4. L'équation de Schrödinger non-linéaire nous a ensuite permis de montrer que la propagation d'une impulsion courte était conditionnée par l'influence simultanée des effets non-linéaires et dispersifs et que, dans le cas particulier du soliton, ceux-ci pouvaient se compenser pour permettre la propagation d'une impulsion extrêmement stable temporellement et spectralement. Le principe de verrouillage de modes, consistant en la mise en phase des modes longitudinaux d'une cavité laser a ensuite été présenté, puis nous avons rappelé le principe de fonctionnement des absorbants saturables, dispositifs privilégiés pour l'initiation et le maintien du verrouillage de modes dans les lasers à fibre et sur lesquels sera basée l'étude présentée dans le Chapitre suivant.

DYNAMIQUE DES SYSTÈMES LASER

Les lasers sont un exemple parfait de système dont l'étude des dynamiques non-linéaires est devenue un domaine à part entière. Un laser fonctionnant en régime libre représente déjà un système non-linéaire complexe, et de nombreux phénomènes apparaissent quand les lasers sont soumis à des boucles de rétroaction ou couplés entre eux par exemple. L'étude de ces dynamiques laser est un domaine de recherche en pleine expansion et présente un intérêt fondamental, par la production de nouvelles connaissances, mais aussi appliqué pour la mise en place de nouvelles technologies. En effet, l'étude des comportements purement dynamiques comme la génération d'impulsions ultracourtes en régime de verrouillage de modes ou la stabilisation de sources par injection laser a permis de développer de nombreuses applications industrielles. Ces dernières années, l'étude des dynamiques laser a été facilitée par le développement de détecteurs performants permettant d'observer des phénomènes plus courts, l'évolution des modèles numériques et des centres de calculs mais aussi par l'émergence de nouvelles techniques de diagnostic rapides telles que les techniques dites "en temps réel", que nous décrirons dans la suite de ce manuscrit.

Dans ce domaine extrêmement riche des dynamiques et instabilités dans les sources lasers, de nombreuses études se sont récemment focalisées sur les phénomènes dits "extrêmes" et leur analogie avec les vagues dites "scélérates" en hydrodynamique. La première partie de ce chapitre sera ainsi consacrée à une telle étude. L'émergence des

techniques de mesure en temps réel a ainsi permis de suivre finement et de caractériser complètement (dans le domaine spectral et temporel) des phénomènes ultra-brefs et non-répétitifs tels que la naissance du régime de blocage de modes dans un laser [19], l'évolution du comportement de solitons liés [20] ou encore la caractérisation de dynamiques solitoniques dans des oscillateurs lasers [21–24].

Ce chapitre est consacré à deux études de systèmes laser menées au laboratoire CORIA et est construit de la manière suivante : la première partie concerne la détection d'ondes scélérates optiques, c'est-à-dire des fluctuations rares et de forte amplitude de l'intensité d'un champ électrique laser. Une cavité favorisant l'effet non-linéaire d'émission Brillouin stimulée a été mise en place, puis la relation entre le niveau de pompe suffisant à déclencher l'effet Brillouin et l'apparition de ces ondes scélérates a été étudiée. Pour cela, plusieurs outils statistiques permettant d'identifier ces ondes seront décrits et utilisés. Cette étude a été réalisée en collaboration avec les laboratoires LEQ (Alger) et LPHIA (Angers), qui ont mis en place des modèles numériques permettant de simuler une cavité en présence de la diffusion Brillouin.

La seconde étude concerne la mise en place d'un laser à fibre ultrarapide dont le mécanisme de verrouillage de modes est initié par un absorbant saturable massif spécifiquement développé pour cette étude. Celui-ci possède en effet une structure et un mode de fabrication différents des méthodes usuelles, plus simple et moins onéreux, qui en font une alternative prometteuse pour la conception de sources laser. Dans le cadre de cette démonstration de faisabilité, nous étudierons ainsi l'introduction d'une fibre à dispersion normale dans la cavité, qui peut permettre d'étirer temporellement l'impulsion tout en réduisant sa puissance crête, permettant ainsi de rendre l'amplification plus efficace et de faire fonctionner l'oscillateur dans un régime délivrant des impulsions contenant plus d'énergie. L'impulsion va ainsi 'respirer' au cours de son voyage dans la cavité, alternant entre l'élargissement temporel induit par les fibres optiques et le filtrage temporel exercé par l'absorbant saturable permettant la stabilisation du régime. Ce régime, appelé régime de solitons dissipatifs, possède une dynamique complexe dans laquelle les non-linéarités doivent être compensées par la dispersion et le gain par les pertes non-linéaires. Ce travail est réalisé en collaboration avec le laboratoire C2N (Saclay), qui a conçu et fabriqué l'absorbant saturable. Ma contribution à cette étude a consisté en la mise en œuvre de plusieurs architectures laser pour déterminer la plus apte à fournir un régime de verrouillage de modes stable et reproductible, puis à la caractérisation de ce régime.

3.1 Événements extrêmes et ondes scélérates optiques

Le terme d'ondes scélérates est issu de l'hydrodynamique et désigne une catégorie de vagues d'amplitudes anormalement élevées, apparaissant de manière inattendue, localisées spatialement et/ou temporellement, et capable de causer des dégâts considérables. Ces vagues ne semblent pas être causées par un unique mécanisme, et peuvent apparaître suite à différents effets linéaires et non-linéaires [25]. Ces fluctuations brutales et apparemment non-prédictibles sont présentes dans de nombreux systèmes physiques mettant en jeu des phénomènes ondulatoires, et sont notamment observables en optique. L'analogie entre la propagation non-linéaire d'ondes lumineuses dans les guides optiques et celle des vagues en hydrodynamique a ainsi donné naissance au terme de vagues scélérates optiques. En effet, la propagation de solitons dits "sur fonds continus" est gouvernée en optique comme en hydrodynamique par l'équation de Schrodinger non-linéaire (ESNL), et il existe une correspondance directe entre l'évolution de l'enveloppe d'une impulsion lumineuse dans les fibres et l'enveloppe d'un groupe de vagues dans l'océan comme représenté sur la Figure 3.1.

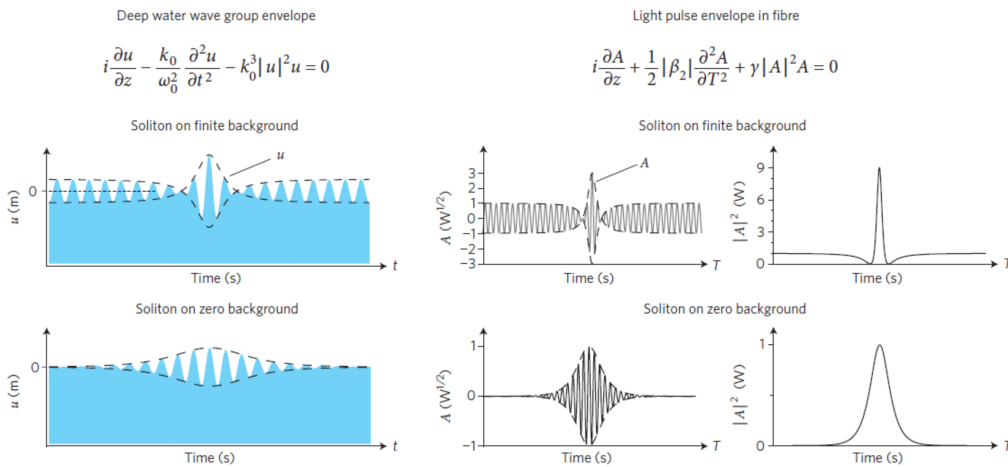


FIGURE 3.1 – (a) Analogie entre la propagation de l'enveloppe des vagues dans l'océan et la propagation d'une impulsion dans une fibre. On observe une similitude entre les solitons optiques et hydrodynamiques, sur fond fini comme sur fond nul. Figure issue de [26].

Cette terminologie a d'abord été utilisée en 2007 par le groupe de B. Jalali à UCLA [27], qui a détecté la présence d'ondes scélérates par une étude statistique lors de la génération de supercontinuum dans une fibre optique. En observant la distribution en intensité

de plusieurs séries d'environ 15000 impulsions, une forme typique de cette distribution confirmant la présence d'ondes scélérates optiques (Figure 3.2) a été déterminée. Cette répartition statistique souvent décrite par sa forme en "L" comprend un pic correspondant à la distribution d'impulsions d'intensité normale suivie d'une distribution très dispersée, d'événements intenses.

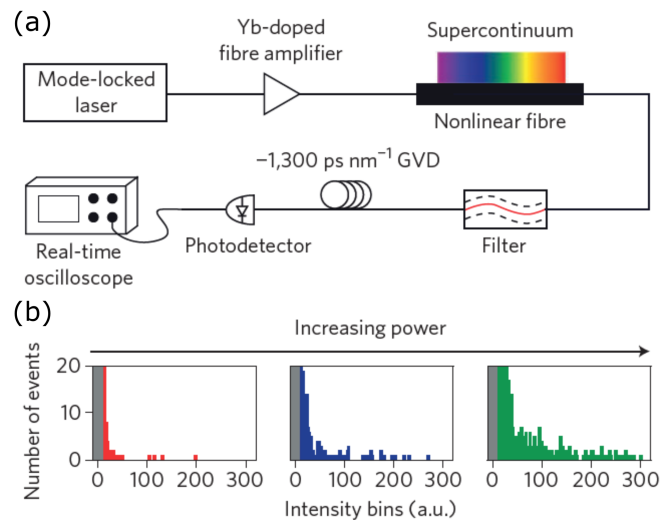


FIGURE 3.2 – *Vagues scélérates optiques dans un système conservatif. Traces temporelles et distributions correspondantes acquises lors de la génération de supercontinuum dans une fibre optique. La forme étendue de la distribution signale la présence de vagues scélérates. Figure issue de [27].*

Depuis, des événements extrêmes ont pu être observés dans de nombreux systèmes optiques dits conservatifs, dans lesquels le gain et les pertes jouent un rôle négligeable. La dynamique de ce type de système est dominée par le phénomène d'instabilité de modulation (MI), un processus non-linéaire responsable d'une amplification exponentielle du bruit optique. Ces comportements sont modélisés par l'ESNL, et plusieurs solutions exactes existent comme les solitons de Peregrine [28], les solitons de Kuznetsov-Ma [29] ou encore les solitons à périodicité spatiale et/ou temporelle appelés breathers d'Akhmediev [30]. La caractérisation de ces processus issus du bruit a motivé de nombreuses études expérimentales et numériques concernant la génération de supercontinuum et la propagation de solitons [26], et différentes techniques ont été utilisées pour contrôler les vagues scélérates. Ainsi, une étude numérique [31] a permis d'observer une inten-

sification de la génération d'ondes extrêmes lors de l'application d'une modulation à l'enveloppe de l'impulsion initiale ainsi que la suppression d'ondes scélérates en utilisant un filtre fréquentiel. Une seconde étude [32] a montré que l'instabilité des ondes scélérates peut être contrôlée pour une génération stabilisée de supercontinuum. Cette stabilisation est réalisée par l'application d'une impulsion cohérente très peu intense venant initier le phénomène d'instabilité de modulation et générer le supercontinuum. L'utilisation de cette méthode a permis la génération de supercontinuum beaucoup plus stable comparé au cas de supercontinuum obtenus à partir du bruit.

Des événements extrêmes ont également été détectés dans les systèmes dissipatifs où le gain et les pertes deviennent non-négligeables, par exemple dans les oscillateurs laser et amplificateurs. Malgré le fait que l'analogie entre hydrodynamique et optique ne s'applique plus dans ce cas, l'appellation d'ondes scélérates a été conservée. Des études numériques et expérimentales ont ainsi permis l'observation de vagues scélérates dans des lasers à fibres en présence d'effet Raman [33–35], lasers à semi-conducteurs [36], diodes lasers à retour optique [37], lasers à fibres à verrouillage de modes multi-impulsionnel chaotique [38–40], laser à fibre à dispersion normale [35, 41] et même dans le traditionnel laser Ti :Saphir [42]. Ces phénomènes apparemment aléatoires ont pu être anticipés, contrôlés et limités dans certains lasers [43, 44], et approchés à l'aide de modèles déterministes [36].

Suite à cette description, nous allons détailler dans la partie suivante les différents outils statistiques utilisés pour attester du caractère "extrême" ou non des instabilités, pour ensuite appliquer ces outils au cas particulier d'une cavité laser sous influence de la diffusion Brillouin.

3.1.1 Caractérisation des vagues scélérates optiques

Plusieurs outils permettent de déterminer le seuil à partir duquel une impulsion est considérée comme scélérate. Premièrement, on peut remarquer la forme en "L" caractéristique de la distribution des intensités comprenant des vagues scélérates. Le trait vertical du "L" correspond à la distribution d'événements d'intensité normale, puis le trait horizontal aux événements plus intenses et rares. La Figure 3.3 présente deux distributions d'événements, en (a) une distribution Gaussienne et en (b) une distribution contenant des événements extrêmes.

Un outil utilisé pour déterminer la limite en intensité à partir de laquelle un événement

est considéré comme extrême est la Hauteur de Vague Significative (SWH). Cet outil rudimentaire mais largement adopté par la communauté des opticiens, est issu de l'hydrodynamique et consiste à placer cette limite à la moyenne du tiers supérieur de la distribution [45]. Un événement sera alors considéré comme extrême s'il dépasse 2.2 fois cette intensité significative. On remarque ainsi sur la Figure 3.3-(a) que la limite d'événements scélérats n'est pas dépassée, tandis qu'elle l'est dans le second cas (b), attestant de la présence d'événements scélérats.

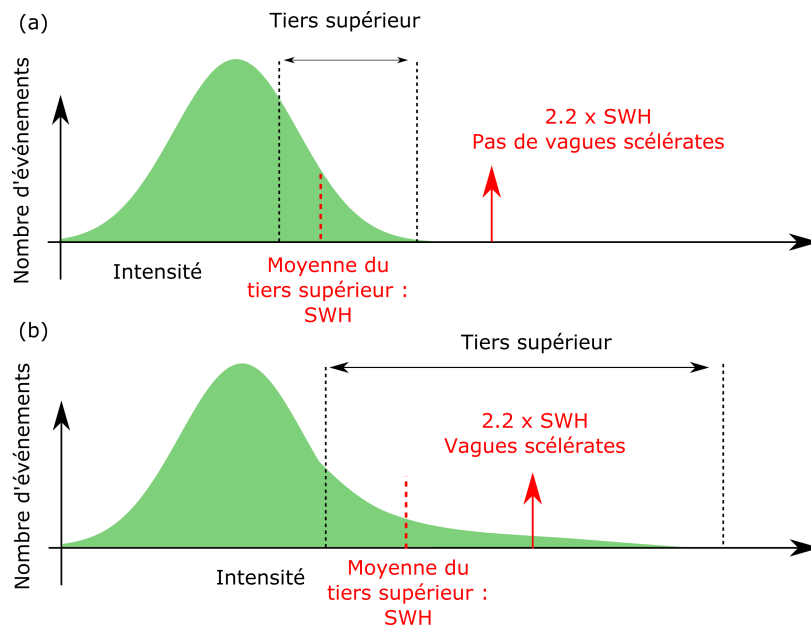


FIGURE 3.3 – Illustration de la notion de hauteur de vague significative. (a) Distribution Gaussienne, aucun événement n'est considéré extrême. (b) Distribution en "L", les événements d'intensité supérieure à 2.2 fois la SWH sont extrêmes.

Cette limite peut également être définie à partir de l'écart type, en considérant qu'un événement extrême dépasse la limite de huit fois la valeur de l'écart-type de la distribution additionnée à l'intensité moyenne [46]. Les résultats obtenus par les deux méthodes sont similaires et afin de garder la même métrique que lors des précédentes études en optique, le critère de SWH sera utilisé dans la suite de ce chapitre.

3.1.2 Effet Brillouin dans les lasers

Dans cette première étude, nous nous intéressons à la génération d'événements extrêmes dans un laser à fibre en régime de Q-switch passif, basée sur le processus non-

linéaire de diffusion de Brillouin stimulée (en anglais Stimulated Brillouin Scattering : SBS). Dans le cadre du développement de sources lasers impulsionnelles, le phénomène de SBS a été source de nombreuses publications [47–49] et notamment pour l’exploitation de la rétro-diffusion Brillouin en tant que moyen passif de verrouillage de modes [47–49], ou encore pour la compression d’impulsions dans des lasers et amplificateurs impulsionnels, ce qui a permis la génération d’impulsions courtes et intenses [50–52]. Il a également été récemment employé pour améliorer le facteur de qualité (Q) d’un laser aléatoire permettant ainsi la démonstration d’un laser à fibre aléatoire passivement déclenché [53].

Cependant, la nature aléatoire du phénomène de SBS peut mener à des fonctionnements impulsionnels instables, générant parfois des impulsions intenses pouvant endommager les systèmes laser. Ce type de comportement a limité l’évolution de cette technologie. Cette étude vise donc, en comparant les statistiques entre résultats expérimentaux et numériques, à mieux déterminer les facteurs favorisant l’apparition d’événements scélérats dans ce type d’oscillateur.

3.1.3 Observation expérimentale

La cavité laser mise en place pour l’observation d’évènements extrêmes est présentée en Figure 3.4. Le laser est constitué d’un amplificateur à fibre double-gaine dopée à l’yttrbium pompée par une diode laser émettant un signal à $\lambda = 975$ nm en utilisant un v-groove, permettant de coupler jusqu’à 70 % de la puissance de pompe dans la gaine intérieure ($125 \times 125 \mu\text{m}^2$). La fibre de 4 m de long possède un cœur de $7 \mu\text{m}$ de diamètre (ouverture numérique : 0.12). Deux fibres optiques monomodes sont soudées de chaque côté de la fibre à gain et ont un rôle de filtre spatial pour le signal de pompe à 975 nm. Un réseau de Bragg fibré à haute-réflexivité ($R > 99$ %) de largeur spectrale de 200 pm autour de 1040 nm (IxFiber) est soudé d’un côté de la cavité, puis une fibre clivée à angle droit est placée à l’autre extrémité. Le fait de cliver la fibre à angle droit par rapport à l’axe optique permet de favoriser les réflexions en sens inverse, avec une limite théorique de 4 % de réflexion, et de permettre une oscillation laser à 1040 nm.

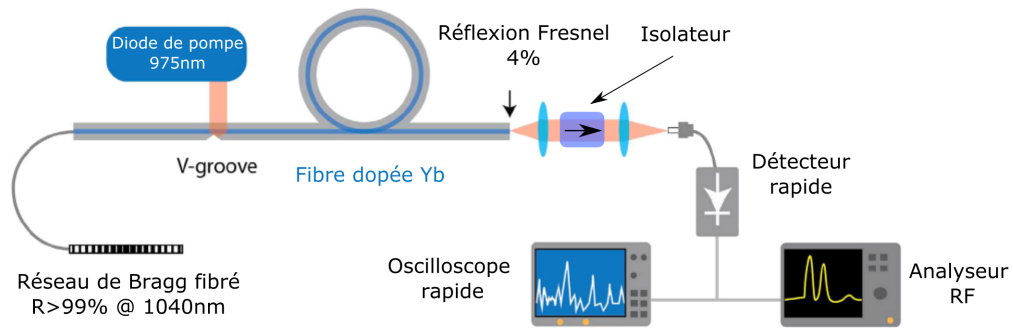


FIGURE 3.4 – Dispositif expérimental. La cavité permettant l'oscillation laser est délimitée par le réseau de Bragg fibré d'un côté et par la fibre clivée à angle droit de l'autre côté.

Le signal de sortie est collimaté, puis injecté dans une fibre optique reliée à une photodiode rapide de 25 GHz de bande passante. Le signal électrique est alors transmis à l'oscilloscope de 23 GHz de bande passante avec une capacité de 512 MPts permettant d'enregistrer des séries temporelles de 10 s avec 500 ps de résolution.

Contrairement aux études précédentes des phénomènes extrêmes dans les lasers ultrarapides, l'échelle temporelle des événements étudiés dans notre cas permet une détection directe avec un système électronique rapide, et ne nécessite pas de technique de caractérisation rapide telle que la TFD ou la technique de lentille temporelle [24, 27]. Les données collectées forment cependant des fichiers volumineux, ce qui rend le traitement lent.

La présence de la diffusion Brillouin stimulée est confirmée avec un analyseur radiofréquence (Rohde & Schwarz FSW43 - 43 GHz). Le décalage en fréquence $\Delta\nu_B$ de l'onde Stokes par rapport à la pompe s'exprime en effet par la formule suivante :

$$\Delta\nu_B = \frac{2n\nu_a}{\lambda} \quad (3.1)$$

avec n l'indice de réfraction du milieu, ν_a la vitesse acoustique du phonon et λ la longueur d'onde de la pompe. Dans les fibres monomodes et autour de 1040 nm, le décalage Brillouin est ainsi estimé à environ 16.6 GHz. Cette variation équivaut à un décalage en longueur d'onde de 60 pm, permettant ainsi à l'onde Stokes de premier ordre d'être dans la bande de réflexion du réseau de Bragg fibré (200 pm de bande de réflexion). La Figure 3.5 présente le spectre RF obtenu pour une puissance de pompe supérieure au seuil laser. On observe en (a) deux pics autour de 16 GHz, qui correspondent aux pics Brillouin dans la fibre monomode (16.6 GHz) et dans la fibre à gain qui possède

des propriétés différentes et donc un léger écart en fréquence (16.2 GHz). La Figure 3.5-(b) représente un agrandissement autour du pic à 16.6 GHz. On peut y remarquer une modulation du pic à une fréquence d'environ 10 MHz, ce qui correspond à l'intervalle spectral libre du laser, c'est-à-dire l'écart entre les composantes de fréquences transmises par la cavité Fabry-Pérot. Ainsi dans notre cas, on obtient un décalage en fréquence de 10.7 MHz pour une longueur de cavité de 10 m.

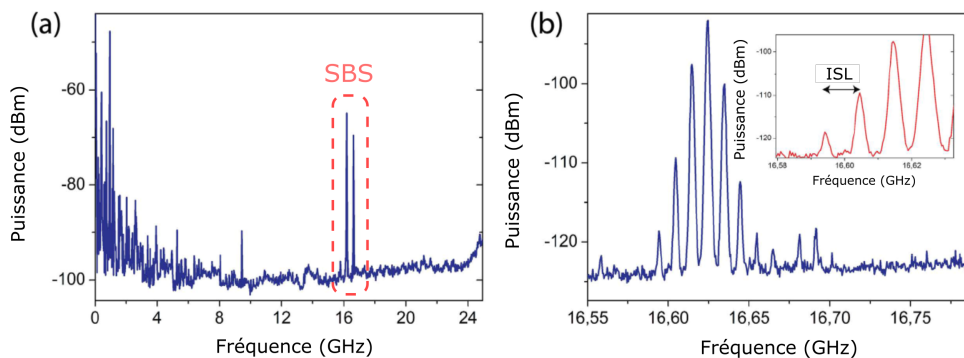


FIGURE 3.5 – Spectre radio-fréquence du laser. (a) On observe deux pics attribués à l'effet Brillouin autour de 16 GHz. (b) Zoom sur le premier pic. Une modulation en fréquence d'environ 10 MHz est visible, ce qui correspond à l'intervalle spectral libre du laser.

La Figure 3.6 présente des acquisitions temporelles du signal. On remarque deux comportements distincts pour une puissance de pompe juste au dessus du seuil laser (a) et à deux fois la puissance de seuil (b). Les histogrammes représentant les distributions d'intensité des impulsions (Figure 3.7) sont calculés pour les deux cas. Pour cela, un algorithme de détection de pics est utilisé. L'extraction des pics d'intensité est réalisée en renseignant une information sur la hauteur et la largeur minimale des pics, ainsi que sur l'écart temporel minimal entre ces pics. Il est important de choisir soigneusement le niveau d'intensité minimal des pics pour éviter toute contribution liée au bruit électronique, qui viendrait fausser la statistique.

Dans le premier cas (Figure 3.6-(a)), le laser fonctionne en mode auto-impulsionnel avec des durées d'impulsions de l'ordre de la microseconde. L'intensité très variable des impulsions mène à une distribution suivant une loi exponentielle (Figure 3.7-(a)). Dans ce cas, aucun événement ne dépasse la limite de $2.2 \times \text{SWH}$, correspondant au niveau d'intensité délimitant les événements normaux des vagues scélérates. Lorsque la

puissance de pompe est augmentée pour atteindre deux fois le seuil laser (Figure 3.6-(b)), le seuil de déclenchement de l'effet Brillouin est dépassé et le comportement du laser est alors totalement différent. Ainsi, on observe des sauts d'intensité importants, et apparaissent des groupes d'impulsions nanosecondes au niveau de la queue des impulsions (Figure 3.6-(b_1)).

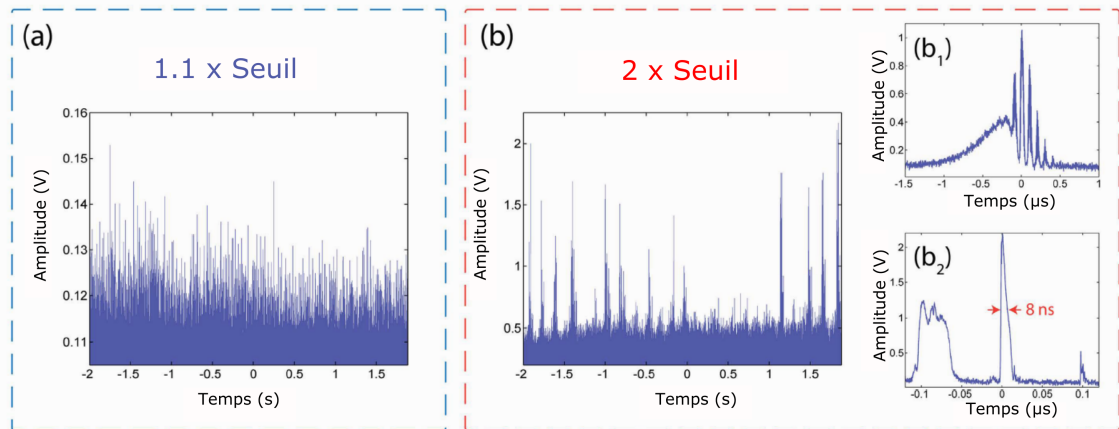


FIGURE 3.6 – Traces temporelles au niveau du seuil laser (a) et à deux fois le seuil (b), permettant d'observer le changement d'allure du régime laser. En (a), la durée des événements est de l'ordre de la microseconde. En (b), une fois le seuil de déclenchement Brillouin passé, on observe des ondes scélérates. En (b_1), à intensité modérée, on observe un verrouillage de modes partiel et en (b_2), à plus haute intensité, l'impulsion est décomposée en impulsions intenses nanoseconde.

Ces groupes d'impulsions nanosecondes modulés à 10 MHz sont typiques de la présence de diffusion Brillouin stimulée dans une cavité laser. Une impulsion anormalement grande avec une intensité dépassant trois fois le seuil d'événements scélérats est représentée en Figure 3.6-(b_2), et semble se briser en plusieurs sous-structures nanosecondes. Dans ce cas, l'histogramme visible en Figure 3.7 n'a plus une allure exponentielle et de nombreux événements possèdent une intensité au delà de la limite démarquant les événements scélérats. En effet, on observe de nombreux événements au delà de la limite représentée par une ligne orange, certains atteignant plus de trois fois l'intensité démarquant les vagues scélérates. Ce résultat représente la première étude statistique sur des ondes scélérates en présence de SBS. L'utilisation du critère des 8 écarts-types mène à un résultat similaire.

On remarque ici qu'un changement majeur a lieu dans la dynamique du laser au delà du seuil Brillouin. L'apparition de ces événements extrêmes semble ici venir du couplage

spatio-temporel entre le laser et l'onde Stokes générée par SBS, et l'effet de saturation-croisée. En effet, les ondes laser et Stokes sont amplifiées dans la même fibre à gain, ce qui mène à cet effet de saturation-croisée où l'émission stimulée d'une des composantes cause la saturation du gain pour elle-même mais également pour l'autre composante. Le comportement chaotique du laser, qui a un effet de pompe pour l'onde Stokes est à l'origine de la génération d'ondes scélérates.

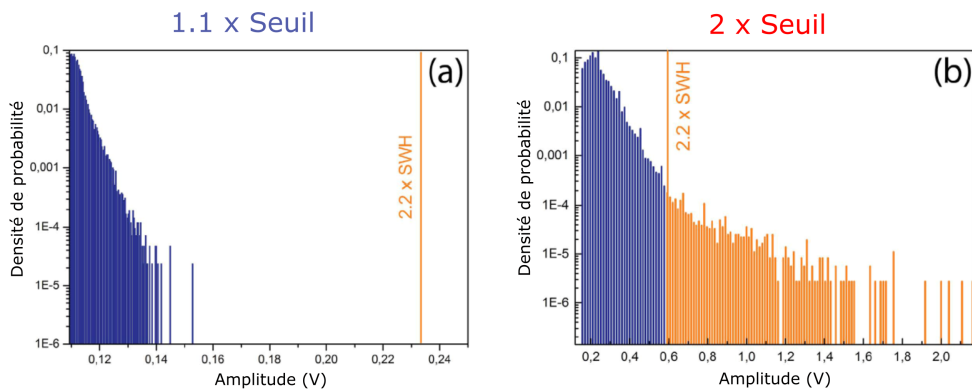


FIGURE 3.7 – Résultats expérimentaux. Fonctions de densité de probabilité calculées à partir des traces temporelles de la Figure 3.6. Les histogrammes (a) et (b) contiennent respectivement 10^5 et $8 \cdot 10^5$ événements détectés. En (b), les vagues scélérates sont représentées en orange.

Dans la cavité présentée en Figure 3.4, le filtrage spectral du réseau de Bragg fibré n'autorise qu'un ordre Stokes et anti-Stokes à résonner dans la cavité et donc interagir avec les impulsions laser. Cependant, une série d'ordres en cascade peut être obtenue dans ce type de cavité en remplaçant le réseau de Bragg par un miroir large-bande [48, 51], permettant alors à plusieurs ordres Stokes et anti-Stokes de résonner dans la cavité. Des résultats expérimentaux similaires ont été obtenus dans cette configuration, indiquant que la dynamique observée n'est pas impactée par le filtrage spectral du réseau de Bragg fibré. L'avantage d'utiliser le réseau de Bragg est de simplifier le modèle numérique en ne considérant qu'un ordre Brillouin.

3.1.4 Modèle numérique

Le schéma numérique utilisé pour décrire l'influence de la diffusion Brillouin stimulée dans une cavité laser à fortes pertes utilise un modèle dit d'amplitudes couplées [54].

Il est basé sur un modèle d'équations d'évolution, constitué d'équations différentielles décrivant l'évolution temporelle des populations des niveaux sous l'influence de transitions induites par un signal optique. Ce modèle simplifié inclut ainsi l'émission spontanée, l'émission stimulée et l'émission Brillouin stimulée. On obtient alors six équations de champ comprenant les composantes bidirectionnelles du laser, de l'onde Stokes et de l'onde acoustique. Cette approche permet la description du phénomène sur une échelle temporelle bien au delà du temps de vie du phonon. Le milieu à gain considéré ici possède un gain non-homogène et est inclus dans une cavité Faby-Pérot, menant à deux inversions de populations distinctes liées au champ laser et à l'onde stokes. Ces deux champs sont couplés par l'intermédiaire du paramètre de saturation croisée [55, 56]. Une équation est aussi utilisée pour prendre en compte l'effet d'absorbant saturable [57, 58]. Cet effet peut intervenir pour des pompes plus faibles, lorsqu'une partie de la fibre à gain n'est pas pompée. Il est crucial pour l'obtention des résultats présentés ci-dessous, qui prédisent ce comportement auto-impulsionnel microseconde et instable au delà du seuil laser. Ce modèle est détaillé en Annexe A.

En augmentant le niveau de pompe au delà du seuil Brillouin, estimé à proximité du seuil laser [54], nous pouvons observer l'explosion des impulsions microsecondes obtenues au seuil en plusieurs impulsions intenses nanosecondes régulièrement espacées, avec une période de 91.2 ns, durée proche de l'inverse de l'intervalle spectral libre de la cavité comme présenté en Figure 3.8.

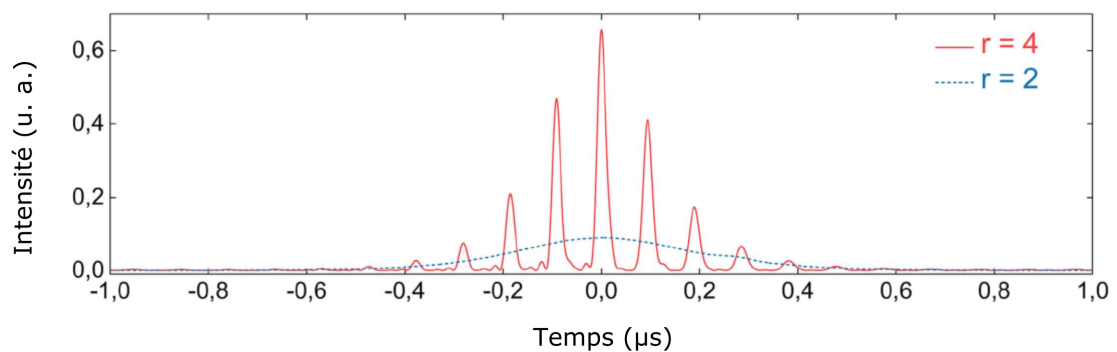


FIGURE 3.8 – En bleu : impulsion microseconde générée pour un pompage inférieur au seuil Brillouin. En rouge : pour une pompe supérieure au seuil Brillouin, on observe un paquet d'impulsions nanosecondes séparées d'une durée correspondant à l'intervalle spectral libre de la cavité.

Dans ce cas, la dynamique du laser change grandement, et l'apparition de ces impulsions courtes et intenses aléatoirement distribuées au cours du temps est prédite par le modèle numérique. La figure 3.9 représente en (a) une série temporelle pour un niveau de pompe inférieur au seuil Brillouin, et en (c) pour un niveau de pompe doublé et supérieur au seuil Brillouin. Le paramètre r correspond au rapport entre la puissance de pompe et la puissance correspondant au seuil laser. Comme pour les résultats expérimentaux, on observe un changement de régime, avec l'apparition d'impulsions rares et intenses. Les histogrammes correspondants sont représentés en (b) et (d). On y observe également une distribution dont tous les événements ont un niveau d'intensité inférieur au seuil de détection des événements extrêmes pour un niveau de pompe plus faible, et une distribution plus large dont une partie des événements dépasse ce seuil pour une pompe plus intense.

Des études précédentes concernant les instabilités induites par diffusion Brillouin stimulée dans les lasers à fibres ont considéré que le régime auto-impulsionnel est généré par la diffusion de Brillouin stimulée. C'est en effet le cas pour les lasers à fibre dopée Erbium dans lesquels un fonctionnement continu est généralement observé au seuil laser, puis un régime auto-impulsionnel instable apparaît à de plus hauts niveaux de pompe. Excepté l'observation de variations importantes d'intensité d'une impulsion à l'autre, les études numériques et expérimentales n'ont pas révélé d'événements scélérats dans ces conditions [49].

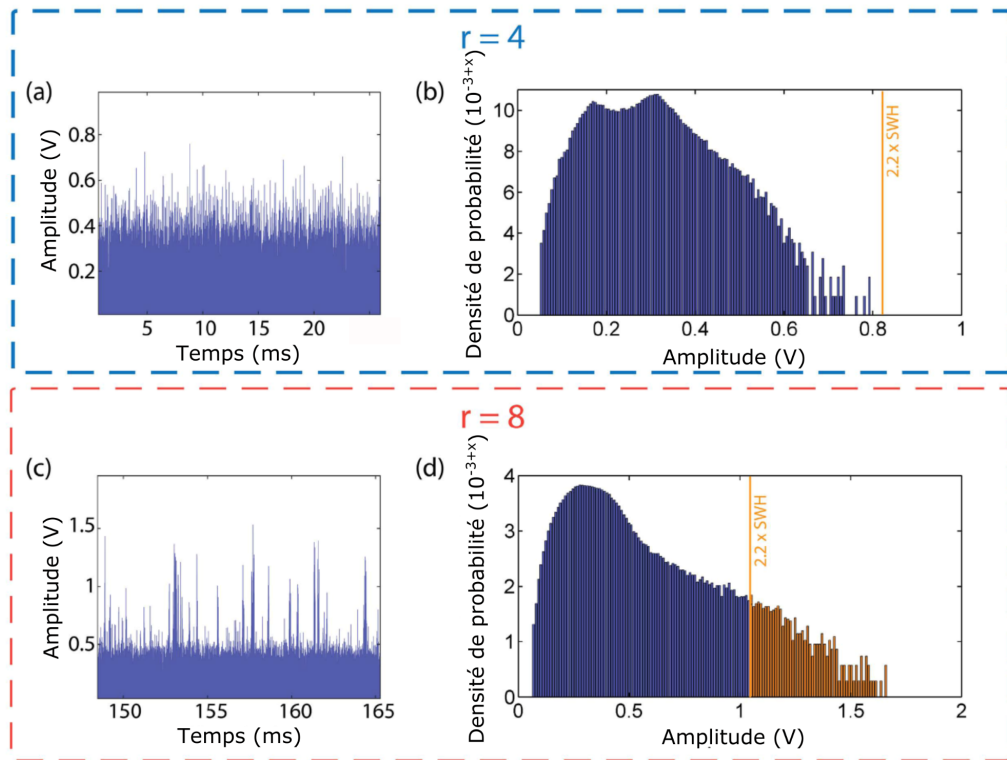


FIGURE 3.9 – Résultats numériques. (a) Trace temporelle pour un niveau de pompe inférieur au seuil Brillouin. (b) Histogramme correspondant, aucun évènement extrême. (c) Trace temporelle pour un niveau de pompe supérieur au seuil Brillouin. Des évènements beaucoup plus intenses et fréquents qu'ils devraient l'être selon une loi Gaussienne apparaissent. (d) Histogramme correspondant. La distribution comprend des évènements extrêmes.

La situation est différente concernant les lasers à fibre double-gaine fortement dopée à l'Ytterbium. En effet, notre expérience montre que le comportement auto-impulsionnel se déclenche au niveau du seuil laser et des impulsions d'intensité extrême peuvent être obtenues pour des niveaux de pompe supérieurs. Elle suggère également que l'apparition de ces événements extrêmes est directement associée à l'apparition des instabilités dues à la diffusion Brillouin stimulée. Cependant, les modèles théoriques existants basés sur l'interaction entre les ondes laser et Stokes ne reproduisent pas le type de dynamique observée ici [49, 54]. Le régime auto-impulsionnel observé au seuil laser pourrait être attribué à la ré-absorption du signal laser dans la partie faiblement pompée de la fibre à gain [58–61] ou à un processus de transfert d'énergie entre des paires d'ions (*ion pairing*) qui peut induire un effet d'absorbant saturable [62–64].

3.2. SOURCE LASER À VERROUILLAGE DE MODES PAR ABSORBANT SATURABLE MASSIF

Le fait d'ajouter cet effet d'absorbant saturable dans le modèle, qui prend en compte la dépendance en longueur du milieu à gain ainsi que les effets non-linéaires dans celui-ci, permet de donner une explication réaliste des paramètres responsables de cette dynamique. En effet, les simulations numériques prédisent un fonctionnement auto-impulsionnel du laser avec des impulsions microseconde au seuil laser puis des impulsions nanoseconde de puissance crête élevée à fort pompage, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux. Par ailleurs, l'étude statistique révèle que l'interaction non-linéaire entre le laser et le champ Brillouin peut mener à l'émergence d'évènements extrêmes.

Il est important de remarquer que les événements extrêmes sont prédits par le modèle numérique pour des puissances de pompe supérieures à celles utilisées lors des expériences. Cette différence peut être attribuée au fait que le modèle numérique ne prend pas en compte d'autres effets non-linéaires subis par les impulsions dans les fibres comme l'émission Raman stimulée ou l'auto-modulation de phase. Ces effets sont cependant sur le point d'être implémentés dans le code. De plus, le modèle simplifié utilisé pour décrire l'effet d'absorbant saturable dans la fibre à gain peut être responsable de cette différence. En effet, ce paramètre doit être adapté en fonction de la puissance de pompe pour l'observation d'évènements scélérats, et la valeur permettant une bonne correspondance entre expérience et simulation n'est pas actuellement expliquée.

Dans la section suivante, nous allons nous intéresser à une autre étude qui a consisté à faire fonctionner une source laser à blocage de modes en régime de forte dispersion normale, un régime favorable à la montée en énergie mais faisant appel à des absorbants saturables à fort contraste pour l'initiation et la stabilisation du régime impulsionnel ultracourt. Nous allons alors passer d'une cavité fonctionnant en Q-switch à un laser à blocage de modes, permettant la génération d'impulsions ultracourtes.

3.2 Source laser à verrouillage de modes par absorbant saturable massif

L'un des objectifs de cette thèse était de participer au développement de sources laser, dans l'optique de les utiliser pour l'imagerie ou encore pour la calibration de la technique

de transformée de Fourier dispersive. Le fonctionnement d'un laser ultrarapide en régime solitonique nécessite une compensation des non-linéarités par la dispersion chromatique en tout point de la cavité. Au cours de son trajet dans la cavité, le soliton conserve alors sa forme temporelle et son spectre optique, on parle de solution statique. Dans ce cas, l'absorbant saturable présent dans la cavité laser n'est utilisé que pour initier le régime de verrouillage de modes. Ce régime est efficace pour la génération d'impulsions ultracourtes, mais l'énergie contenue dans chaque impulsion est fondamentalement limitée au risque de déstabiliser le régime. Dans les années 1990, il a été démontré que les solutions solitoniques n'étaient pas uniquement possibles dans les systèmes conservatifs (cas précédent) mais également dans les lasers à gestion de dispersion. Dans ces lasers, la stabilisation des solitons fait appel à un double équilibre entre dispersion et non-linéarités d'une part, et le gain et les pertes non-linéaires d'autre part. A ce titre, ces solutions sont appelées solitons dissipatifs [22]. Lors de la mise en place du régime de verrouillage de modes à solitons dissipatifs, l'absorbant saturable joue donc le rôle supplémentaire crucial de régulateur de pertes non-linéaires. Cet effet de l'absorbant saturable devient prépondérant dans les cavités à dispersion moyenne normale. Le soliton va alors, au cours de son trajet dans la cavité, alternativement s'élargir temporellement sous l'effet de la dispersion et brutalement se compresser sous l'effet du filtrage temporel imposé par l'absorbant saturable. On dira alors qu'il "respire". La mise en place de sources à solitons dissipatifs en régime de dispersion normale permet ainsi une montée en énergie des impulsions émises par le laser.

Cette section concerne la mise en place d'un laser à solitons dissipatifs opérant en régime de dispersion normale. La particularité de ce laser vient de l'utilisation d'un SESAM possédant une architecture originale constituée d'une cavité contenant une épaisse couche active, remplaçant les multi-puits quantiques utilisés traditionnellement. Ce laser a permis de produire un train d'impulsions avec une haute dérive en fréquence et une énergie de quelques nJ. Les performances de ce laser en terme de puissance et de stabilité sont comparables à celles obtenues avec les lasers utilisant des absorbants saturables à multi-puits quantiques, ce qui fait de ce type d'absorbant saturable une alternative simplifiée et prometteuse pour les applications en optique ultra-rapide.

Dans une première partie, nous allons brièvement détailler les types d'absorbants saturables existants ainsi que leurs méthodes de production. Nous soulignerons par la

suite l'originalité de l'absorbant saturable réalisé dans le cadre de cette étude puis nous détaillerons son implémentation expérimentale dans une cavité laser de type Fabry-Pérot. Les performances de la source, notamment en terme de stabilité seront enfin présentées.

3.2.1 Absorbants saturables massifs : état de l'art

La technologie des lasers ultrarapides basée sur des fibres optiques possède des avantages reconnus par rapport aux autres sources impulsionnelles : compacité, stabilité et haute puissance. Ces lasers sont aujourd'hui incontournables dans plusieurs domaines comme le traitement de matériaux, la microscopie non-linéaire, la métrologie de précision, la physique des champs forts, ce qui a mené à une augmentation sans précédent de leur puissance ces dix dernières années. Cette évolution industrielle a été fortement accélérée par la maturité technologique des absorbants saturables à semi-conducteurs qui constituent un élément optique clé pour la génération d'impulsions courtes dans les lasers à verrouillage de modes passifs [65, 66]. Suivant leur composition chimique, les absorbants saturables à semi-conducteurs peuvent maintenant couvrir une large bande spectrale. Les SESAM disponibles commercialement ont un comportement fortement non-linéaire, qui est nécessaire pour initier le régime de verrouillage de modes dans les lasers à fibres, ceux-ci possédant un fort gain par passage.

De nouvelles technologies basées sur des mono-couches de nano-tubes de carbones [67, 68], de graphène [69] ou des isolants topologiques [70] sont apparues comme des solutions prometteuses pour remplacer les absorbants saturables à multi-puits quantiques. La difficulté à développer un processus grande-échelle reproductif est actuellement l'étape limitant la prolifération de ces technologies. De plus, dans le cas des lasers à fibre à solitons dissipatifs fonctionnant en régime de dispersion normale [71, 72], de fortes profondeurs de modulation de quelques dizaines de pourcents sont nécessaires pour stabiliser le régime impulsionnel [73]. Ces profondeurs de modulation importantes sont généralement obtenues en utilisant les absorbants saturables à multi-puits quantiques (MQW) intégrés dans des cavités résonantes Fabry-Pérot [74–77]. Cependant, le processus de fabrication des absorbants saturables résonants à multi-puits quantiques nécessite un contrôle très précis des paramètres de croissance pour obtenir des couches uniformes ainsi qu'une fabrication précise de la micro-cavité pour atteindre des contrastes élevés. Pour les structures typiques comprenant une dizaine de puits quantiques, la réflectivité

du miroir supérieur doit être précisément ajustée à des valeurs élevées pour assurer un accord d'impédance de cavité [65, 78]. Une solution permettant d'augmenter les tolérances lors de la fabrication tout en maintenant une cavité à haute finesse consiste à augmenter l'absorption effective de la région active [78].

Dans cette étude, nous explorons l'approche consistant à utiliser une couche active épaisse de InGaAs intégrée dans une micro-cavité de finesse modérée. La finesse de la cavité correspond au rapport de l'écart spectral séparant les modes par la largeur spectrale du mode. Ainsi, une finesse élevée correspond à une bonne séparation spectrale des modes transmis par la cavité. La précision nécessaire sur la réflectivité du miroir supérieur pour assurer l'accord en impédance est alors réduite. L'exploitation d'absorbants saturables massifs a déjà été explorée pour produire des solitons dans un laser à verrouillage de modes [79, 80]. Cependant, ces travaux ne concernent que les couches d'InGaAsP déposées sur des miroirs haute-réflectivité qui produisent des absorbants saturables à faible contraste. Notre étude consiste en l'utilisation d'une architecture de SESAM basée sur une couche épaisse d'InGaAs intégrée dans une cavité Fabry-Pérot résonante. Ce SESAM a été utilisé pour produire un régime de verrouillage de modes stable dans un laser à forte dispersion normale, proposant ainsi une alternative intéressante pour de nombreuses applications.

3.2.2 Dispositif expérimental et implémentation du laser

Le dispositif expérimental est présenté en Figure 3.10. Le laser consiste en une cavité Fabry-Pérot possédant un miroir diélectrique haute-réflectivité (99.2 % de réflectivité) d'un côté et le miroir absorbant saturable résonant (RSAM) de l'autre côté. Des lentilles standard sont utilisées pour injecter le faisceau laser dans les fibres et pour ajuster la taille du faisceau focalisé sur l'absorbant saturable. La cavité comprend deux mètres de fibre dopée Erbium monomode (EDF), pompée à travers un multiplexeur en longueur d'onde (WDM) par une diode laser monomode (LD) délivrant plus de 800 mW à une longueur d'onde de 980 nm. La fibre dopée Erbium possède un pic d'absorption de 80 dB/m à 1530 nm et sa dispersion de vitesse de groupe est estimée à $+61 \text{ ps}^2/\text{km}$ à 1550 nm. Un segment de 1 m de fibre à compensation de dispersion (DCF) est soudé à la fibre dopée Erbium pour augmenter la dispersion effective de la cavité. La dispersion de vitesse de groupe de la fibre à compensation de dispersion a été mesurée à environ $+116 \text{ ps}^2/\text{km}$.

3.2. SOURCE LASER À VERROUILLAGE DE MODES PAR ABSORBANT SATURABLE MASSIF

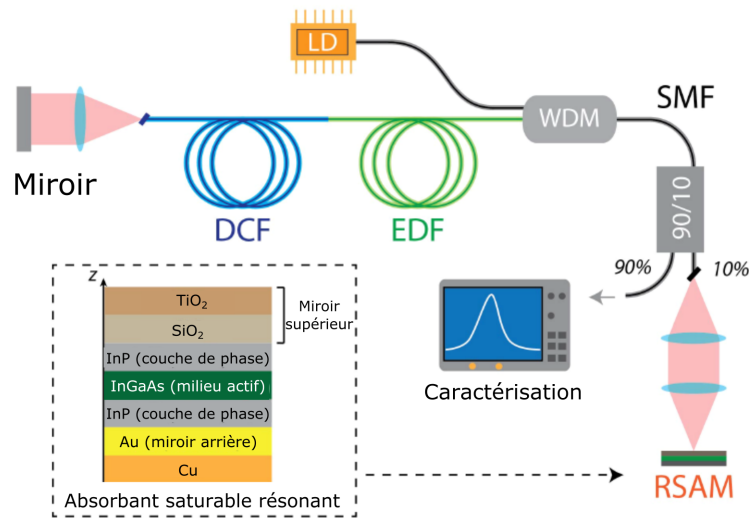


FIGURE 3.10 – Schéma du dispositif expérimental. EDF : fibre dopée Erbium. DCF : fibre à compensation de dispersion. LD : diode laser. SMF : fibre monomode. WDM : multiplexeur en longueur d’onde. RSAM : miroir absorbant saturable résonant. Inset : Structure de l’absorbant saturable.

La puissance de sortie est mesurée au niveau de la sortie 90% du coupleur 90-10. La fibre monomode comprise dans les composants fibrés (multiplexeur et coupleur) a été réduite pour limiter son impact sur la dispersion totale de la cavité. En effet, la longueur de fibre monomode constituant le coupleur de sortie et le multiplexeur en longueur d’onde est d’environ 80 cm, avec une dispersion de vitesse de groupe de $-22 \text{ ps}^2/\text{km}$ autour de 1550 nm, qui correspond à une dispersion effective de -0.018 ps^2 . Les dispersions effectives de la fibre dopée Erbium et de la fibre à compensation de dispersion étant respectivement de 0.122 ps^2 et 0.116 ps^2 , on obtient une dispersion totale de 0.22 ps^2 .

Un schéma présentant la structure du SESAM développé au C2N par l’équipe de J.-L. Oudar est visible dans la vignette en Figure 3.10. Elle consiste en une couche active d’InGaAs de 355 nm d’épaisseur déposée par MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition). La structure est fabriquée par un processus en deux étapes. La première étape consiste en la croissance d’un échantillon d’InGaAs sur un substrat de InP dopé S orienté (001) par MOCVD à une température de 630 degrés Celsius. La structure est ensuite irradiée par des ions lourds pour réduire son temps de relaxation à l’échelle picoseconde. Après l’implantation et le recuit, l’échantillon est traité pour former une

microcavité Fabry-Pérot constituée d'une couche fine d'or avec 95 % de réflectivité pour former un miroir arrière et un miroir diélectrique de 57 % de réflectivité pour former un miroir avant. Deux couches de phase d'environ 100 nm d'épaisseur chacune sont ajoutées à l'intérieur de la cavité pour l'accord en impédance autour de la longueur d'onde de fonctionnement (1550 nm). Le substrat d'InP a été retiré lors de la seconde étape du traitement et une couche de 70 μm de cuivre a été déposée sur le miroir en or par galvanoplastie pour servir de support. De plus, le substrat de cuivre présente une bonne dissipation thermique rendant la structure efficace à haute puissance [81].

Les résultats de la caractérisation optique du RSAM sont présentés sur la Figure 3.11. Une mesure de la réflectivité non-linéaire est réalisée en utilisant un laser à fibre picoseconde autour de 1550 nm (Figure 3.11-(a)). Pour déterminer les paramètres de la structure, nous avons utilisé la formule d'ajustement suivante :

$$R = R_{ns} - \frac{\Delta R}{1 + \frac{F}{F_{sat}}} \quad (3.2)$$

Elle permet d'obtenir l'évolution de la réflectivité R en fonction de la fluence incidente F . R_{ns} correspond à la réflectivité non saturable (réflectivité maximale), ΔR à la profondeur de modulation et F_{sat} à la fluence de saturation (ces termes sont définis dans le Chapitre 2). Cette formule semi-empirique vient du fait que l'on considère un absorbant saturable à deux niveaux d'absorption. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.11, le meilleur ajustement est obtenu pour une profondeur de modulation de 45.5 %, une fluence de saturation de 22 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ et une réflectivité non-saturable de 46.5 %. Les pertes non-saturables sont supérieures à 50 %. L'évolution des variations de la réflectivité du RSAM, δR , au cours du temps est mesurée en utilisant une technique pompe-sonde et est visible en Figure 3.11-(b). En utilisant un ajustement par décroissance exponentielle, le temps de vie des porteurs est estimé à 1.9 ps. De plus, la mesure de la réflectivité linéaire montre que cette structure résonante peut fonctionner dans une large bande spectrale de plus de 40 nm (Figure 3.11-(c)).

Enfin, la cavité laser ne contient pas d'éléments de contrôle de polarisation pour initier d'autres mécanismes de blocage de modes, comme l'évolution non-linéaire de la polarisation. Le régime de verrouillage de modes est donc démarré et stabilisé uniquement par la modulation en amplitude induite par le RSAM, ce qui rend la cavité simple, compacte et facile d'utilisation.

3.2. SOURCE LASER À VERROUILLAGE DE MODES PAR ABSORBANT SATURABLE MASSIF

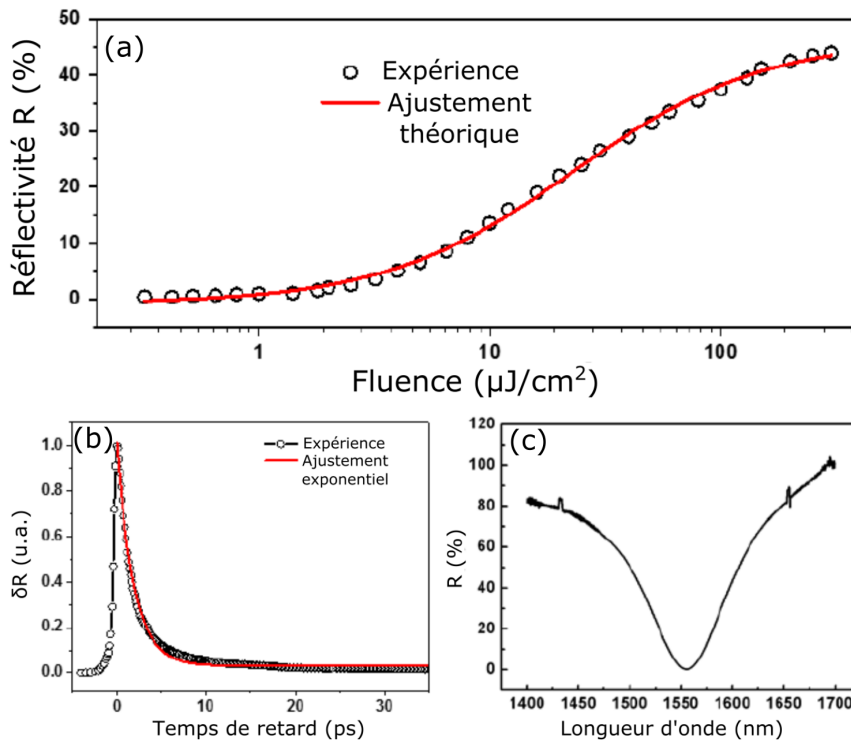


FIGURE 3.11 – Caractéristiques optiques du RSAM : (a) Réflectivité non-linéaire mesurée en utilisant un laser à fibre picoseconde autour de 1550 nm. (b) Variation de la réflectivité en fonction du temps en utilisant une technique pompe-sonde. (c) Réflectivité linéaire de l'échantillon.

3.2.3 Performances et comparaison avec les simulations numériques

La taille du faisceau sur le RSAM est ajustée avec la lentille de focalisation, permettant ainsi de satisfaire son critère de saturation. Un régime de verrouillage de modes stable et auto-démarrant est ainsi obtenu pour une large gamme de puissances de pompe. Les meilleurs résultats présentés ci-dessous sont obtenus pour un faisceau d'environ $115 \mu\text{m}^2$ sur le RSAM. Le spectre optique enregistré pour une puissance de pompe de 400 mW est présenté en Figure 3.12-(a). L'oscillateur délivre une puissance moyenne de 86 mW à une cadence de 17.3 MHz, ce qui correspond à une énergie de 5 nJ par impulsion. La fluence au niveau du RSAM atteint $300 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, ce qui indique un fort facteur de saturation (plus de 13). On remarque que des niveaux de pompe supérieurs mènent à l'apparition d'un régime bruité, ce qui indique que la modulation en amplitude exercée par le RSAM n'est plus suffisante pour permettre la consistance de la forme

spectrale et temporelle de l'impulsion dans la cavité. Cette observation est en accord avec les résultats obtenus avec un SESAM à multi-puits quantiques [53]. Le spectre optique est centré à 1560 nm avec une largeur à mi-hauteur de 5.4 nm. Sa forme est typique des lasers à fibres à forte dispersion normale, avec des ailes raides et des pics latéraux prononcés [73, 82]. La trace d'autocorrélation correspondante est présentée en Figure 3.12-(b).

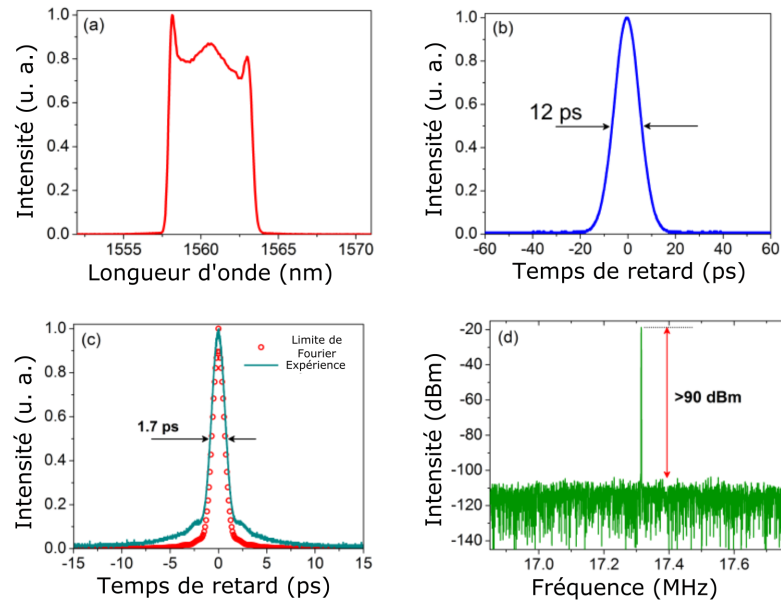


FIGURE 3.12 – Caractéristiques du laser. (a) Spectre optique. (b) Trace d'autocorrélation avant la compression extra-cavité. (c) Trace d'autocorrélation après la compression extra-cavité. (d) Spectre radio-fréquence enregistré sur une bande de fréquence de 800 kHz avec une résolution de 500 Hz.

En considérant une forme temporelle Gaussienne, la durée des impulsions de sortie est estimée à 8.3 ps (trace d'autocorrélation de 12 ps), ce qui indique la présence d'une forte dérive de fréquence. En effet, l'utilisation d'une paire de réseaux de diffraction en transmission avec 95 % d'efficacité de diffraction (PING, Ibsen Photonics, insensible à la polarisation) a permis la compression des impulsions pour atteindre 1.1 ps. Cette valeur correspond à 1.4 fois la limite théorique obtenue par transformation de Fourier du spectre optique en supposant une relation de phase nulle, visible en Figure 3.12-(c). La faible différence entre cette durée et la durée théorique peut être attribuée à la phase non-linéaire accumulée dans la cavité. On note que le délai induit par la biréfringence le

3.2. SOURCE LASER À VERROUILLAGE DE MODES PAR ABSORBANT SATURABLE MASSIF

long des fibres optiques est négligeable et n'affecte pas la qualité de l'impulsion malgré l'absence d'éléments de contrôle de la polarisation. Ceci est confirmé par le fait que les impulsions de sortie ne possèdent pas de pics latéraux sur les traces d'autocorrélation ou de modulation sur le spectre optique. Ensuite, la mesure de bruit en amplitude est réalisée avec un analyseur de spectre RF. Le signal de sortie est détecté par une photodiode rapide (12 GHz de bande-passante) et est analysé par l'analyseur radio-fréquence sur différentes plages avec des résolutions variables. Un exemple de spectre radio-fréquence enregistré sur une plage de 800 kHz avec une résolution de 500 Hz est présenté en Figure 3.12-(d). Cette mesure signale que l'oscillateur présente une excellente stabilité en amplitude, avec un rapport signal sur bruit de plus de 90 dBm.

La simulation de l'évolution du profil de l'impulsion dans la cavité laser est réalisée par méthode du pas fractionné (split-step), avec l'arrangement des éléments optiques suivant la Figure 3.10. La propagation des impulsions est décrite par l'équation de Schrödinger non-linéaire étendue (NLSE), comprenant la dispersion de second ordre, la non-linéarité Kerr et le gain saturé avec une bande-passante de 30 nm [73]. De plus, un modèle d'absorption saturable est utilisé pour prendre en compte la dynamique temporelle du RSAM [83]. Cependant, le modèle est limité à une décroissance exponentielle [83]. En considérant des paramètres réalistes pour l'absorbant saturable avec 40 % de profondeur de modulation, 0.7 W de puissance crête de saturation et 2 ps de temps de relaxation, le modèle numérique prédit un fonctionnement impulsionnel pour une large gamme de puissances de pompe.

Ces simulations montrent que pour une série de paramètres laser fixés et pour une énergie d'impulsion intra-cavité inférieure à 10 nJ, il n'y a qu'un attracteur accessible correspondant à un régime mono-impulsionnel. Il est important de noter que cette solution est accessible à partir du bruit et reste stable pour plusieurs centaines de tours de cavité, indiquant un attracteur stable. Les formes spectrale et temporelle de cette solution pour une énergie d'impulsion de 2.5 nJ sont présentées en Figure 3.13.

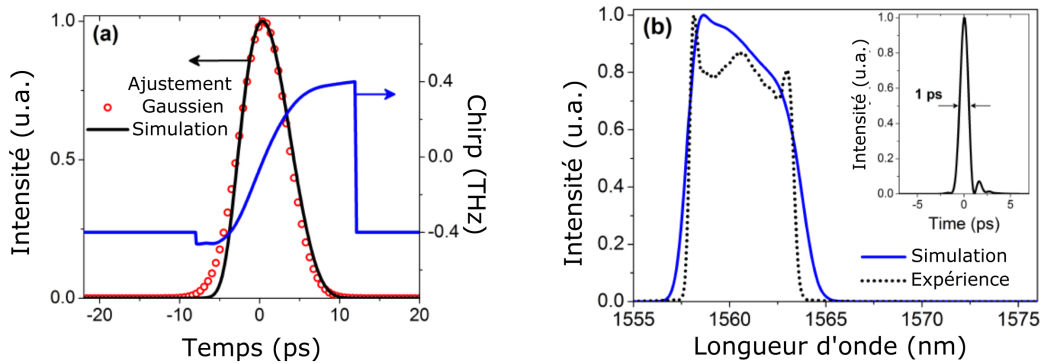


FIGURE 3.13 – Simulations numériques. (a) Impulsion de sortie et chirp calculé à la fin de la fibre à gain. (b) Spectre optique correspondant et impulsion dé-chirpée.

Les impulsions de sortie présentent un profil temporel Gaussien avec un chirp quasiment linéaire. On peut remarquer que le front avant des impulsions est plus raide que le front arrière. Cette asymétrie se retrouve dans le spectre optique et est directement liée à la dynamique de saturation de l'absorbant saturable. En effet, la modulation en amplitude induite est forte pour le front avant de l'impulsion car le RSAM n'est pas encore saturé à ce niveau. De plus, l'absorbant saturable ne retrouve jamais une absorption totale lors de son interaction avec le reste de l'impulsion, ce qui réduit son impact sur le front arrière. Les impulsions possédant un chirp positif, les basses fréquences situées au niveau du front avant de l'impulsion sont plus absorbées que les hautes fréquences situées sur le front arrière, ce qui mène à l'asymétrie visible sur le spectre optique (Figure 3.13). Comme pour les résultats expérimentaux, le spectre optique possède une forme typique de ce type d'oscillateur, avec deux pics intenses au niveau des extrémités du spectre. La solution calculée possède une largeur à mi-hauteur de 7 ps et un spectre de 5.68 nm de largeur. En utilisant une ligne à délai induisant une dispersion d'ordre 2, les impulsions simulées ont pu être comprimées jusqu'à une durée de 1 ps, valeur proche de la limite de Fourier. Le suivi de l'évolution des impulsions le long de la cavité montre que la stabilisation est principalement gouvernée par la modulation en amplitude exercée par l'absorbant saturable comme le montre le diagramme d'évolution spectrale et temporelle le long de la cavité (Figure 3.14).

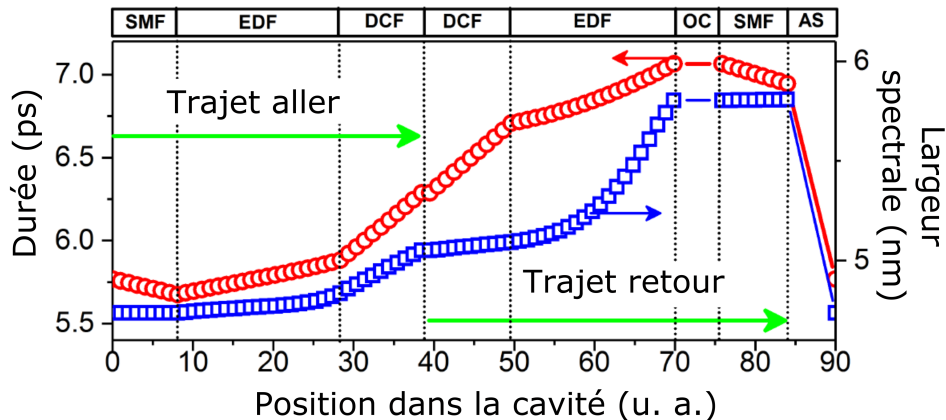


FIGURE 3.14 – Évolution temporelle et spectrale de l'impulsion à travers la cavité laser sur un aller-retour. L'énergie d'impulsion est de 2.5 nJ. OC : coupleur de sortie. SA : absorbant saturable.

Le fort étirement subi par l'impulsion à travers la fibre à compensation de dispersion et la fibre dopée Erbium est compensé par l'action du RSAM et faiblement par la fibre monomode. Les prédictions numériques sont donc proches de l'expérience, montrant ainsi que l'absorbant saturable utilisé ici est une alternative intéressante pour remplacer les SESAM à multi-puits quantiques utilisés dans les lasers à verrouillage de modes.

3.3 Conclusion

A travers les deux études présentées dans ce chapitre, nous avons pu nous intéresser à deux comportements dynamiques complètement différents dans des lasers à fibre, l'un chaotique dans un laser auto déclenché et l'autre solitonique dans un laser à verrouillage de modes. Dans ces deux cas, les études ont consisté à contrôler ces dynamiques, en identifiant les facteurs causant l'apparition d'évènements extrêmes dans le premier cas puis en utilisant une nouvelle génération d'absorbant saturable permettant de stabiliser un régime impulsionnel dans une cavité à forte dispersion normale dans le second cas.

Dans le premier cas, nous avons présenté des résultats expérimentaux démontrant l'apparition d'évènements scélérats dans un laser à fibre auto-impulsionnel. En utilisant un modèle numérique basé sur le modèle d'amplitudes couplées, nous avons montré que l'instabilité laser induite par un absorbant saturable virtuel est nécessaire pour expliquer ce comportement à l'origine d'ondes scélérates. Les fluctuations d'intensité du laser qui

constituent une pompe pour l'effet de diffusion Brillouin stimulée sont amplifiées et mènent à l'émergence d'impulsions nanoseconde à forte puissance crête. Ce travail a permis une explication plausible des dynamiques entraînant l'apparition d'ondes scélérates dans ce type de laser, cependant certaines questions restent ouvertes. Par exemple, l'impact d'autres effets non-linéaires non pris en compte comme l'auto-modulation de phase ou la diffusion Raman stimulée.

La seconde étude a concerné le développement d'une nouvelle source laser en utilisant une structure d'absorbant saturable simplifiée. Cette structure est basée sur une couche épaisse d'InGaAs incorporée dans une micro cavité résonante permettant d'atteindre une forte profondeur de modulation. L'utilisation de ce SESAM dans un laser à fibre à verrouillage de modes prouve l'intérêt de cette structure pour la génération d'impulsions ultracourtes à faible bruit, même dans le cas de cavités à forte dispersion normale. L'utilisation de ce type de design contribue à simplifier le processus de fabrication des absorbants saturables et ouvre une nouvelle voie pour un usage plus large en optique ultra-rapide. En effet, ce SESAM est facilement reproductible et peut être adapté à d'autres zones spectrales dans l'infrarouge proche et le moyen infrarouge en changeant les paramètres de la micro-cavité ainsi qu'en utilisant d'autres milieux actifs comme l'InGaSbN.

Ces deux études distinctes ont ainsi permis d'étudier expérimentalement et numériquement des dynamiques différentes et complexes se produisant dans les lasers à fibres. Compte-tenu des gammes temporelles étudiées, les acquisitions expérimentales ont été réalisées de manière "traditionnelle". En effet, les mesures temporelles sont réalisées directement à l'oscilloscope ou par autocorrélation et les acquisitions spectrales sont obtenues à l'analyseur de spectre optique ou à l'analyseur radio-fréquence. Nous verrons dans le Chapitre 4 que ces dynamiques, même ultra-courtes et non-répétitives, peuvent être capturées par d'autres moyens comme la transformée de Fourier dispersive, permettant un accès au spectre optique d'une impulsion en temps réel, sans analyseur de spectre optique.

MÉTROLOGIE UTILISANT LA TRANSFORMÉE DE FOURIER DISPERSIVE

4.1 Transformée de Fourier dispersive (TFD)

Outil largement utilisé en spectroscopie rapide ces dernières années [84], le phénomène de transformée de Fourier dispersive permet l'observation du spectre optique d'une impulsion laser en temps réel, sans avoir à utiliser un analyseur de spectre optique. Cette méthode a l'avantage de permettre une observation du spectre optique au taux de répétition de la source, contournant ainsi la limitation due à la fréquence d'acquisition limitée du spectroscope.

La transformée de Fourier dispersive est un exemple de l'analogie existante entre la diffraction dans le domaine spatial (diffraction de Fraunhofer) et la dispersion dans le domaine temporel. Ainsi dans l'espace, la figure de diffraction d'un objet diffractant en champ lointain correspond à sa transformée de Fourier [85]. Temporellement, le profil d'une impulsion propagée dans un milieu dispersif correspond également à sa transformée de Fourier, si l'on satisfait l'équivalent temporel du champ lointain (pour une dispersion suffisante). La transformée de Fourier du profil temporel d'une impulsion correspondant à son contenu spectral, une impulsion se propageant dans un milieu dispersif (fibre optique par exemple) va donc s'étirer temporellement jusqu'à prendre la forme de son propre spectre par transformée de Fourier dispersive (Figure 4.1). Il est

CHAPITRE 4. MÉTROLOGIE UTILISANT LA TRANSFORMÉE DE FOURIER DISPERSIVE

alors possible d'observer directement le contenu spectral de l'impulsion à l'aide d'un système d'acquisition suffisamment résolu temporellement (typiquement quelques GHz).

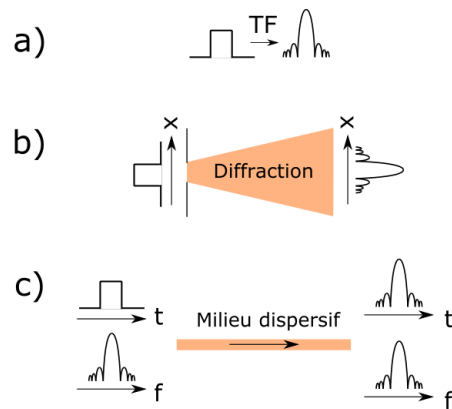


FIGURE 4.1 – a) La transformée de Fourier d'une fonction porte correspond à un sinus cardinal. b) Diffraction de Fraunhofer en champ lointain : la figure de diffraction observée en champ lointain correspond à la transformée de Fourier de l'objet diffractant. c) Analogie temporelle : Une impulsion se propageant dans un milieu dispersif prend progressivement la forme de sa transformée de Fourier, à savoir son spectre optique. t : profil temporel ; f : contenu spectral.

Ainsi, cette technique a été employée pour observer en temps réel le spectre large bande d'un mélange de gaz [86], la dynamique du spectre Raman de la silice [87]. Elle a également permis l'étude des ondes scélérates produites par un oscillateur laser [88] ou encore les corrélations entre les composantes spectrales d'un supercontinuum généré dans une fibre optique [89].

Mathématiquement, le champ électrique dans le domaine temporel d'une impulsion est représenté par $U(t)$ et sa transformée de Fourier, donc le spectre de l'impulsion, par $\tilde{U}(\omega)$. Après propagation de l'impulsion à travers un milieu suffisamment dispersif (critère d'approximation de phase stationnaire décrit dans la partie suivante), on observe une relation de proportionnalité entre le profil temporel de l'impulsion et la forme spectrale initiale : la forme temporelle de l'impulsion est alors similaire à son spectre initial (Équation 4.1).

$$|U_z(t)|^2 \approx |\tilde{U}(t/\beta_2 z)|^2 \quad (4.1)$$

En pratique, il suffit d'injecter un train d'impulsions dans un milieu suffisamment dispersif, puis vers un convertisseur analogique-numérique suffisamment rapide pour observer le spectre de chaque impulsion à l'oscilloscope. On note que les impulsions traversant un milieu dispersif subissent un élargissement temporel. En effet, la propagation d'une impulsion de quelques centaines de femtosecondes dans une fibre dispersive de plusieurs kilomètres permet typiquement d'observer un élargissement temporel de quelques nanosecondes en sortie de fibre. Les impulsions de cette durée sont alors directement observables avec une photodiode et un oscilloscope rapide. Il est également important de noter que l'intensité des impulsions doit être limitée pour éviter l'apparition d'effets non-linéaires, causant une déformation spectrale de celles-ci et donc une perte de l'information.

Dans les sections suivantes, nous allons tout d'abord détailler les différentes méthodes permettant de réaliser la TFD. En effet, la TFD d'une impulsion peut être obtenue par sa propagation dans une fibre optique standard, mais également dans des fibres à fortes dispersions (fibres à compensation de dispersion) permettant de limiter la longueur de fibre et donc les pertes. Nous verrons que la TFD est également réalisable en utilisant des réseaux de diffraction ou encore le phénomène de dispersion chromomodale. Nous nous intéresserons ensuite aux différentes techniques d'amplification permettant de compenser la perte de signal crête inhérente à l'étirage temporel des impulsions. Par conséquent, nous introduirons les deux types d'amplification qui seront utilisés dans les chapitres suivants : l'amplification dans des fibres dopées Erbium et l'amplification par effet Raman. Pour mieux comprendre le phénomène et pour permettre une quantification de la résolution spectrale obtenue par TFD, le formalisme mathématique sera ensuite présenté. Cela nous permettra de définir le critère d'approximation de phase stationnaire, analogue au critère de champ lointain en diffraction paraxiale. La compréhension de ce phénomène nous permettra alors de décrire le principe d'imagerie par étirage temporel, dont la réalisation pour le suivi de phénomènes ultra-rapides représente l'objectif principal de cette thèse. Enfin, après avoir décrit les différents facteurs limitant la résolution de la technique et présenté l'étape de calibration de la technique d'imagerie, nous exposerons les premiers résultats obtenus dans le cadre de l'imagerie d'écoulements diphasiques.

4.2 Techniques utilisées pour la TFD

En théorie, le phénomène de transformée de Fourier dispersive peut être observé dans n'importe quel milieu, pourvu qu'il soit suffisamment dispersif. Toutefois, la dispersion nécessaire pour pouvoir remplir la condition de champ lointain (décrit en section 4.3) étant importante, typiquement des dispersions de quelques centaines de ps/nm, la méthode la plus simple consiste à propager les impulsions dont on veut observer le spectre dans une fibre optique suffisamment longue. L'approche la plus commune consiste ainsi à propager les impulsions dans des fibres monomodes standard [90–92], dans des fibres à compensation de dispersion [86, 93, 94] ou encore dans des fibres à petit coeur [95]. L'intérêt de ces deux dernières vient de leurs géométries particulières, qui offrent une dispersion bien plus forte (de l'ordre de -120 ps/nm/km contre -17 ps/nm/km à $1.55 \mu\text{m}$ pour les fibres standard telle que la SMF28) et permettent donc de réaliser la TDF en utilisant des fibres plus courtes, avec des pertes réduites.

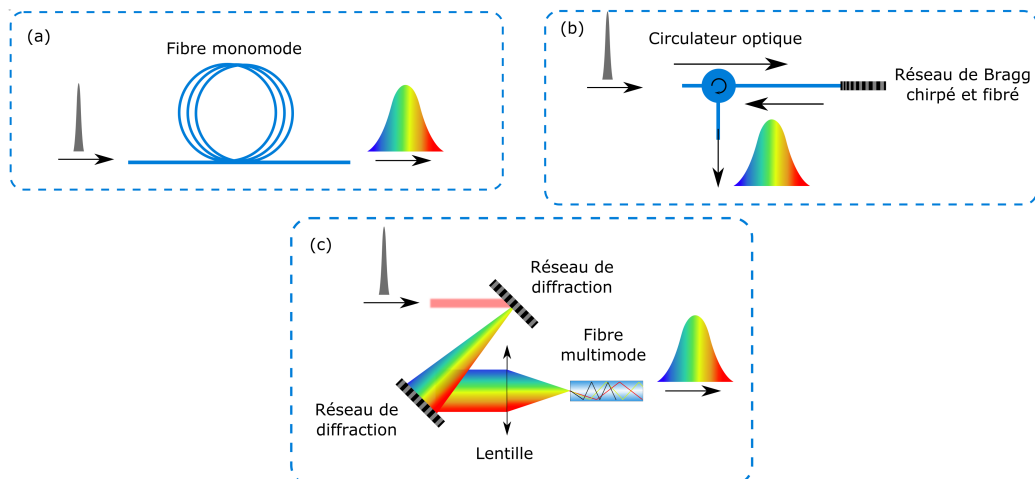


FIGURE 4.2 – Techniques utilisées pour réaliser la TFD d'une impulsion. (a) Fibre optique monomode, standard ou à compensation de dispersion. (b) Réseau de Bragg chirpé. (c) Dispersion chromo-modale dans une fibre multimode. Chacune des composantes spectrales séparée des autres par un réseau de diffraction va se propager selon un mode différent dans la fibre.

Grâce à la disponibilité et la maturité technologique des composants issus du domaine des télécommunications, cette méthode est ainsi efficace dans la bande de fréquence autour de $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$. Cependant, en dehors de cette bande, ces fibres présentent des

perdes plus fortes et plusieurs méthodes ont donc été utilisées à différentes longueurs d'ondes, par exemple à 800 nm et 1000 nm, pour obtenir la TFD d'un signal. Par exemple, la TFD a pu être mesurée en utilisant des réseaux de Bragg induisant une dérive en fréquence [96], des paires de réseaux de diffraction [97] ou encore la dispersion chromo-modale dans une fibre multimode [98]. Ces différents modes de dispersion sont présentés schématiquement sur la Figure 4.2.

4.2.1 Amplification optique

L'utilisation d'une fibre à compensation de dispersion pour réaliser la TFD d'un signal induisant de fortes pertes, parfois supérieures à 15dB, l'utilisation de processus d'amplification optique est nécessaire. Pour cela, le signal peut être amplifié avant et/ou après le milieu dispersif permettant ainsi un meilleur rapport signal sur bruit en bout de chaîne. Autour de $1.5 \mu m$, ce type d'amplification est effectué avec des amplificateurs à fibres dopées Erbium (EDFA), permettant des gains autour de 30 dB [99]. Il est également possible, en parallèle, d'utiliser directement le milieu dispersif comme milieu à gain pour l'amplification optique du spectre. Pour cela, des amplificateurs à effet Raman sont utilisés [87, 99]. Les effets mis en jeu dans ces deux cas de figure, bien connus dans le domaine des télécommunications, sont détaillés ci-dessous.

4.2.1.1 Amplificateur à fibre dopée Erbium

Reposant sur le phénomène d'émission stimulée, l'amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) permet d'augmenter, de manière toute optique, l'intensité d'un signal transmis autour de 1550 nm. Pour cela, le signal à amplifier traverse une fibre à gain dopée aux ions Erbium, présentant une transition radiative autour de 1550 nm, simultanément pompée par une source laser continue autour de 980 nm. Ce pompage réalise une inversion de population des états d'énergie des ions, et la désexcitation de ces ions par émission stimulée amplifie le signal traversant la fibre [100]. La Figure 4.3 présente un schéma typique d'amplificateur à fibre dopée Erbium : le signal à amplifier autour de $1.5 \mu m$ est couplé à un signal de pompe continu émis par une diode laser autour de 980 nm, par un multiplexeur en longueur d'onde (MUX). Les deux faisceaux traversent ensuite la fibre dopée aux ions Erbium, de façon à ce que la pompe à 980 nm vienne exciter les ions Erbium, et ainsi amplifier le signal par émission stimulée. Enfin, le signal et la pompe sont séparés par un autre multiplexeur en longueur d'onde, permettant ainsi de ne conserver

que le signal. Ce type de montage est réalisable en configuration co-propagative (le signal et la pompe se propagent dans le même sens) ou contra-propagative (en sens opposé). En (b), on observe les sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Erbium autour de $1.5 \mu m$, ce qui permet d'observer la zone dans laquelle l'amplification peut être réalisée.

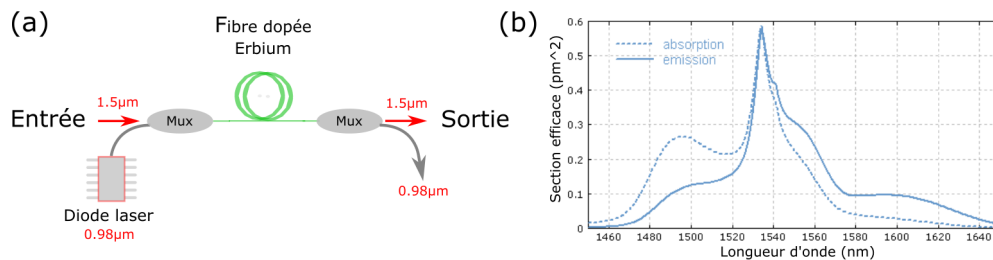


FIGURE 4.3 – Amplification par fibre dopée Erbium. (a) Schéma d'un montage permettant d'amplifier un signal autour de $1.5 \mu m$. (b) Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Erbium [101].

4.2.1.2 Amplification Raman

Les fibres optiques passives peuvent être utilisées pour amplifier un signal optique si ce signal se propage avec un signal intense de pompe, de sorte que la différence de fréquence entre ces faisceaux se trouve dans la bande de gain Raman [5]. C'est le phénomène de diffusion Raman stimulée qui permet alors l'amplification. La Figure 4.4 représente le schéma d'amplification distribuée par effet Raman. Deux diodes laser à $1.44 \mu m$ et $1.46 \mu m$ sont placées à chaque extrémité de la fibre dispersive afin d'obtenir un gain homogène sur toute la largeur spectrale des impulsions. Comme dans le cas de l'EDFA, le signal et la pompe sont couplés en utilisant des multiplexeurs en longueur d'onde. En (b), on observe le spectre de gain Raman dans la silice, qui possède un gain maximum décalé de 13 THz par rapport au signal. Autour de 1550 nm, ce décalage entre la pompe et le signal est d'environ 105 nm.

Un avantage de l'amplification Raman vient de la nature amorphe des fibres optiques, permettant ainsi un spectre d'amplification large [102]. De plus, les dimensions réduites du cœur de la fibre dispersive facilitent le déclenchement de l'effet Raman, et vont donc permettre une amplification efficace avec des puissances de pompe réduites.

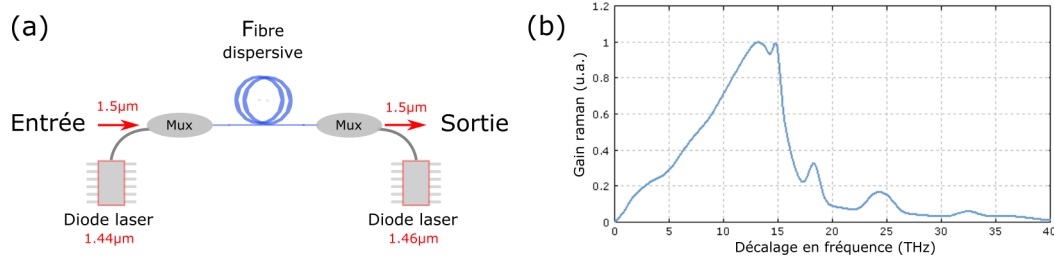


FIGURE 4.4 – Amplification par effet Raman. (a) Schéma d’amplification Raman dans une fibre dispersive. (b) Spectre de gain Raman dans la silice. Ce spectre correspond au décalage de la zone de gain par rapport à la pompe [101].

La fibre à compensation de dispersion possédant un cœur moins large que les fibres monomodes autour de $1.5 \mu m$, l’amplification par fibre dopée Erbium doit être limitée pour éviter les non-linéarités ayant pour effet de déformer le spectre du signal et résultant en une perte d’information. La Figure 4.5 compare une chaîne d’amplificateurs à fibre dopée Erbium et la combinaison de ces amplificateurs avec des amplificateurs à effet Raman. Dans le cas d’une amplification uniquement réalisée à partir d’amplificateurs à fibre dopée Erbium, on observe une augmentation ponctuelle du signal lors de la traversée de l’EDFA, puis une diminution du signal due aux pertes dans la fibre optique ensuite traversée. Si la fibre traversée est longue, ce qui est le cas pour effectuer la TFD, le signal sera complètement noyé dans le bruit avant la fin de la fibre. Augmenter le gain de l’amplificateur d’entrée ne résulterait qu’en une déformation du spectre optique, détruisant ainsi l’information pertinente. L’ajout d’un amplificateur à effet Raman en sortie de fibre va en revanche imposer un gain plus faible mais distribué le long de la fibre dispersive, et associé à un EDFA à gain plus faible, permettra de garder le signal dans une zone libre de bruit et de non-linéarités [103]. Dans la partie suivante, nous allons nous intéresser aux développements mathématiques permettant une bonne compréhension des limitations de la technique, ces limitations reposant sur l’approximation de phase stationnaire.

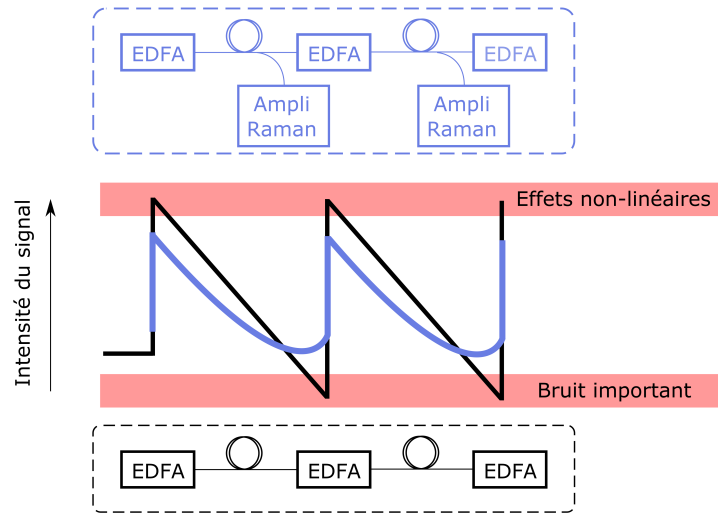


FIGURE 4.5 – Lors de l’amplification, le gain ne doit pas être trop important pour éviter les non-linéarités déformant le signal, mais ne doit pas être trop faible au point de noyer le signal dans le bruit. En noir : signal uniquement amplifié avec des amplificateurs à l’Erbium. En bleu : l’amplification Raman y est ajoutée, permettant d’éviter les non-linéarités ou l’accumulation de bruit optique.

4.3 Formalisme et limitations de la TFD

La propagation d’une impulsion courte à travers une fibre optique est modélisée par l’équation de Schrodinger non-linéaire citée au Chapitre 2 et obtenue à partir des équations de Maxwell [104]. En négligeant l’atténuation et la non-linéarité Kerr, on a :

$$i \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} \quad (4.2)$$

En appliquant la transformée de Fourier à l’équation 4.2 :

$$i \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} = -\frac{\beta_2}{2} \omega^2 \tilde{u} \quad (4.3)$$

avec $\tilde{u}(z, \omega)$ la transformée de Fourier de $u(z, t)$ donnée par :

$$\tilde{u}(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u(z, t) \exp(-i\omega t) dt \quad (4.4)$$

On obtient alors une solution spectrale de la forme :

$$\tilde{u}(z, \omega) = u(0, \omega) \exp\left(\frac{i\beta_2 \omega^2 z}{2}\right) \quad (4.5)$$

On peut remonter à la forme temporelle en appliquant une TF à la fréquence centrale ω_s :

$$u(z,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{u}(0, \omega - \omega_s) \exp\left(\frac{i\beta_2(\omega - \omega_s)^2 z}{2} - i(\omega - \omega_s)t\right) d\omega \quad (4.6)$$

avec $\tilde{u}(0, \omega)$ le spectre en entrée ($z=0$) tel que :

$$\tilde{u}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u(0,t) \exp(i\omega t) dt \quad (4.7)$$

L'équation 4.6 peut s'écrire :

$$u(z,t) = \frac{1}{2\pi} \exp\left(-i\frac{t^2}{2\beta_2 z}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{u}(0, \omega - \omega_s) \exp\left[i\frac{\beta_2 z}{2}\left(\omega - \omega_s - \frac{t}{\beta_2 z}\right)^2\right] d\omega \quad (4.8)$$

Cette équation du profil spatio-temporel de l'impulsion en fonction de son spectre initial ne peut pas se résoudre analytiquement. Il est nécessaire d'appliquer l'approximation dite de phase stationnaire à l'équation 4.8, qui ne considère l'intégrande que dans les régions où il contribue le plus.

Pour un $\beta_2 z$ important, c'est-à-dire une forte dispersion, l'intégrande oscille rapidement dans le domaine des fréquences sauf lorsque l'exponentielle est nulle, pour une fréquence $\omega = \Omega_s$, tel que :

$$\Omega_s = \omega_s + \frac{t}{\beta_2 z} \quad (4.9)$$

On a donc ici une relation linéaire entre Ω_s et t :

$$t = \beta_2 z (\Omega_s - \omega_s) \quad (4.10)$$

Lorsque l'exponentielle varie rapidement, son intégrale devient nulle. En effet, pour les fréquences élevées, l'exponentielle oscille rapidement entre valeurs positives et négatives et son intégrale devient nulle. On va donc ne considérer que la zone autour de laquelle celle-ci ne varie pas rapidement et donc n'est pas nulle. Cette zone est centrée en Ω_s .

On considère également $\tilde{u}(0, \omega)$ comme lentement variable comparé à l'exponentielle qui varie rapidement. On peut donc le considérer constant et le sortir de l'intégrale en lui attribuant la valeur $\omega = \Omega_s$ (Figure 4.6).

CHAPITRE 4. MÉTROLOGIE UTILISANT LA TRANSFORMÉE DE FOURIER
DISPERSIVE

On obtient alors avec les équations 4.8 et 4.9 :

$$u(z,t) \approx \frac{1}{2\pi} \tilde{u}(0, \Omega_s - \omega_s) \exp(-i \frac{t^2}{2\beta_2 z}) \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i \frac{\beta_2 z}{2} (\omega - \Omega_s)^2] d\omega \quad (4.11)$$

Le terme de phase à l'intérieur de l'intégrale est noté : $\Phi = \frac{\beta_2 z}{2} (\omega - \Omega_s)^2$.

On effectue le changement de variable $\Phi = a\bar{\omega}^2$ avec $a = \frac{\beta_2 z \Omega_s^2}{2}$ et $\bar{\omega} = \frac{\omega}{\Omega_s} - 1$. Ainsi, le terme dispersif et le terme de fréquence normalisée sont séparés.

La représentation de l'intégrande autour de Ω_s permet de déterminer les valeurs pour lesquelles l'intégrale n'est pas nulle. On trace donc la partie réelle de $\bar{\omega}$ pour $a = 1$:

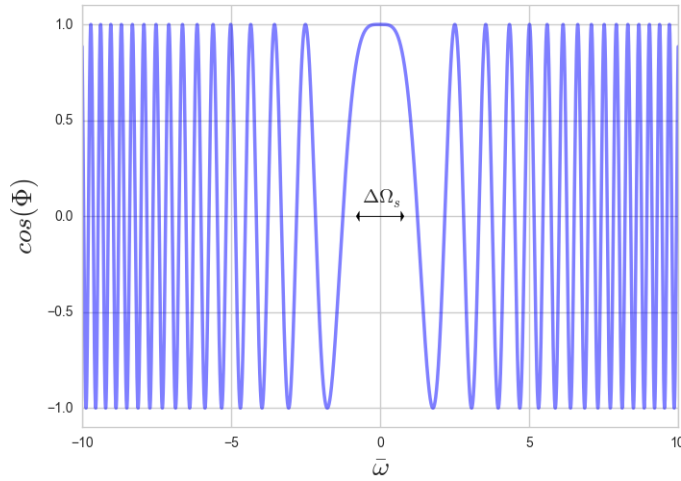


FIGURE 4.6 – Partie réelle de l'exponentielle en fonction de la fréquence normalisée

On observe bien une oscillation rapide de l'intégrande sauf dans la zone centrale. L'intégrale sera donc non-nulle uniquement dans cette zone.

Cette zone centrée autour de Ω_s est donc définie entre les deux zéros autour de la partie centrale. On note $\Delta\Omega_s$ cette largeur.

$\Delta\Omega_s$ peut être délimitée par les deux premiers zéros du cosinus, donc pour :

$$\frac{\beta_2 z}{2} (\Omega_s \pm \frac{\Delta\Omega_s}{2} - \omega_s - \frac{t}{\beta_2 z})^2 = \frac{\pi}{2} \quad (4.12)$$

On obtient alors :

$$\Delta\Omega_s = 2\sqrt{\frac{\pi}{\beta_2 z}} \quad (4.13)$$

Plus souvent exprimé en fonction de la longueur d'onde et de la dispersion :

$$\delta\lambda = \lambda \sqrt{\frac{2}{D.c.z}} \quad (4.14)$$

Et son équivalent temporel :

$$\Delta t = \frac{dt}{d\Omega_s} \Delta\Omega_s = 2\sqrt{\pi\beta_2 z} \quad (4.15)$$

On observe que pour une augmentation de la dispersion, $\Delta\Omega_s$ diminue.

Pour que le phénomène de TFD soit optimal, on doit donc avoir une seule fréquence contribuant à la forme temporelle à chaque instant. Dans ce cas, le pic central a une largeur infinitésimale. En effet, un pic large signifie que plusieurs fréquences contribuent à la forme temporelle à chaque instant, entraînant une différence entre la forme temporelle après TFD et le spectre optique.

On peut donc définir la largeur de ce pic central comme un moyen de déterminer la résolution de la TFD.

La résolution obtenue n'est pas une limite mais plutôt un indicateur. En effet, de plus petites variations pourront être distinguées mais ne seront pas exactement fidèles au spectre du fait de la contribution de plusieurs fréquences. On note que la largeur $\Delta\Omega_s$ est également mesurable sur la partie imaginaire de $\bar{\omega}$.

4.4 Imagerie par étirage temporel

L'objectif central de cette thèse concernant le développement d'une technique d'imagerie suffisamment rapide pour suivre des phénomènes d'écoulements ultra-brefs et non répétitifs avec d'excellentes résolutions temporelles, la technique dite d'imagerie par étirage temporel, permettant d'imager à des cadences supérieures au MHz semble être en mesure de répondre à notre problématique. Cette section a ainsi pour but de détailler complètement le principe mais aussi l'implémentation expérimentale de cette technique, afin d'en illustrer les performances et les limitations.

4.4.1 Présentation de la technique

La technique d'imagerie par étirage temporel a été créée pour répondre au besoin de systèmes d'imagerie à la fois rapides et capables de suivre des évènements non-répétitifs

CHAPITRE 4. MÉTROLOGIE UTILISANT LA TRANSFORMÉE DE FOURIER DISPERSIVE

sur de relativement longues durées, de l'ordre de la milliseconde [99]. Les systèmes d'imagerie généralement utilisés comprennent des capteurs électroniques (CCD, CMOS) et sont fondamentalement limités par l'électronique, les meilleurs d'entre eux permettant d'atteindre des cadences de quelques centaines de kHz, voire du MHz mais avec de faibles résolutions spatiales, et ne sont donc pas assez performants pour suivre en temps réel des phénomènes ultra-brefs.

L'imagerie par étirage temporel consiste à encoder une image dans le contenu spectral d'une impulsion laser ultracourte, et ensuite d'accéder à ce spectre en temps réel par TFD. Le processus de TFD étirant fortement les impulsions temporellement (quelques nanosecondes), les spectres des impulsions et donc les images sont donc observables avec une photodiode et un oscilloscope rapide.

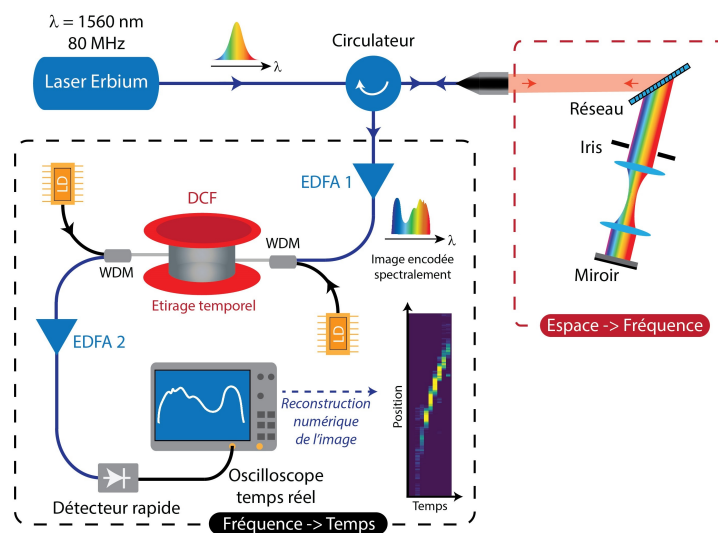


FIGURE 4.7 – Schéma du montage d'imagerie par étirage temporel

Un schéma de principe de la technique est présenté en Figure 4.7, et les différentes étapes de l'encodage des images sont représentées sur la Figure 4.8. La source laser utilisée est un laser ultrarapide délivrant des impulsions femtoseconde à large spectre. Il est nécessaire que le spectre des impulsions possède une certaine largeur. En effet, c'est dans celui-ci que les images sont encodées par la suite (Figure 4.8). Ces impulsions traversent ensuite un circulateur optique une première fois, puis sont collimatées en

direction d'un réseau de diffraction (section de conversion espace \rightarrow fréquence). Le rôle de ce réseau est de créer une nappe spectrale qui va éclairer l'objet. Ainsi, un objet opaque traversant le centre de la nappe spectrale va occulter les longueurs d'ondes centrales de la nappe (Figure 4.8 -2). Les impulsions encodées par l'objet rencontrent ensuite un miroir, qui va leur faire parcourir le même chemin dans le sens opposé. Elles vont donc de nouveau éclairer l'objet, le réseau, puis être dirigées vers le circulateur. Ces impulsions arrivant par la seconde sortie du circulateur sont ensuite dirigées vers la troisième sortie du circulateur, menant à la fibre dispersive et donc à la section de conversion fréquence \rightarrow temps. Par TDF, chacune des impulsions encodées spectralement va prendre temporellement la forme de son spectre (Figure 4.8 -3). Lors de cette étape, le signal est amplifié par effet Raman, ainsi que par deux EDFA, situés de part et d'autres de la fibre dispersive. Enfin, les impulsions encodées sont dirigées vers une photodiode rapide, reliée à un oscilloscope temps réel. On observe ainsi un train d'impulsions nanosecondes étirées par TFD, chacune ayant la forme de son spectre, fournissant ainsi une information sur l'état de la nappe spectrale lors du passage de l'impulsion. Dans ce cas, l'information est encodée dans une nappe spectrale, donc selon une dimension. La reconstruction de l'image 2D se fait par superposition du train d'impulsions, chacune de ces impulsions rencontrant l'objet à un instant différent (Figure 4.8 -4).

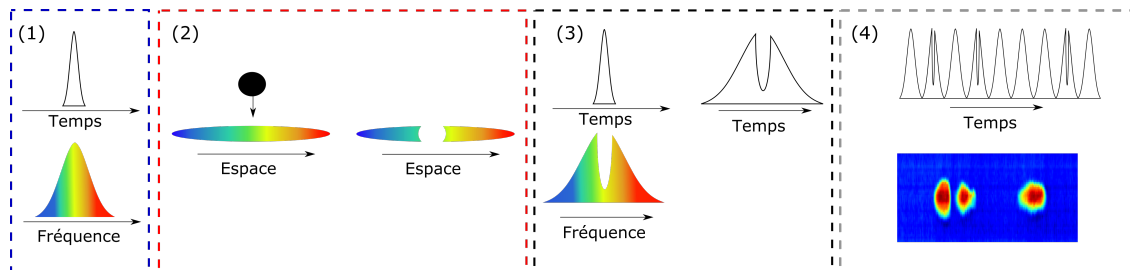


FIGURE 4.8 – Principe de l'encodage d'un objet dans le spectre optique d'une impulsion. L'objet est encodé dans le spectre d'une impulsion, puis dans sa forme temporelle par TFD. La reconstruction numérique de la trace temporelle observée à l'oscilloscope permet la représentation sous forme d'image.

4.4.1.1 Imagerie par étirage temporel 2D

Il est possible d'étendre la nappe laser sur deux dimensions, ce qui permet de passer d'un suivi à travers une nappe spectrale à de l'imagerie 2D. Pour cela, les longueurs d'ondes doivent être séparées selon un second axe. C'est l'utilisation d'un étalon Fabry-

CHAPITRE 4. MÉTROLOGIE UTILISANT LA TRANSFORMÉE DE FOURIER DISPERSIVE

Pérot incliné, appelé VIPA (Virtually Imaged Phase Array), qui permet cette séparation spectrale et spatiale. Initialement utilisé par M. Shirasaki pour le démultiplexage en longueur d'onde [105], le VIPA est un bloc de verre remplissant la fonction d'un réseau fortement diffractif. Il est composé d'un revêtement à haute réflectivité ($r > 95\%$) du côté de la transmission, et d'un revêtement proche de $r = 100\%$ du côté réfléchitif, sauf dans la zone d'incidence du faisceau qui possède simplement un revêtement anti-réflexions. La zone entre les deux miroirs peut être composée de verre ou d'air.

La figure 4.9 illustre le principe de fonctionnement du VIPA. Le faisceau incident est dirigé vers l'ouverture de l'interféromètre. Ce faisceau est généralement mis sous forme de nappe laser selon l'axe y en utilisant une lentille cylindrique pour favoriser l'interférence entre différents modes. Après une série de réflexions à l'intérieur de la cavité, puis interférences entre les modes, le signal sortira du dispositif sous forme de couches spectrales, chacune de ces couches possédant un nombre de points donnés, de longueurs d'ondes différentes. Ainsi, suivant l'exemple de la figure, la première couche comprendra 5 points composés des longueurs d'ondes de λ_1 à λ_5 , dispersées selon l'axe x . Elle sera spatialement superposée à la seconde couche (λ_6 à λ_{10}), puis à la troisième et à la quatrième. On a donc une dispersion uniquement selon l'axe x , avec superposition des couches spectrales.

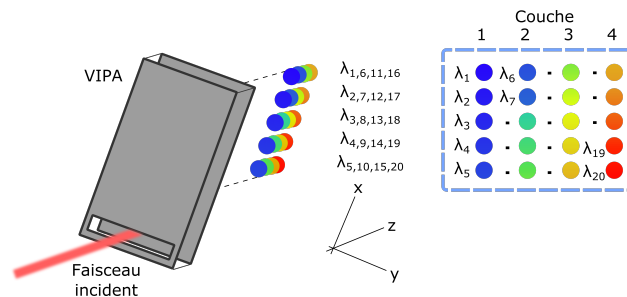


FIGURE 4.9 – Schéma de principe du VIPA. Le faisceau incident est transformé sous forme de couches spectrales superposées. Encadré : composition des 4 couches. Chacune de ces couches est composée d'une partie différente du spectre optique du signal.

Le VIPA peut être compris en utilisant le principe de sources virtuelles visible en Figure 4.10. Ce sont les multiples réflexions de la lumière à l'intérieur de l'interféromètre qui donnent naissance à chacune des sources virtuelles. Les ondes cylindriques correspondant à chaque source virtuelle sont en partie transmises par le côté semi-réfléchissant du

VIPA, et vont ensuite interférer entre elles pour créer la succession de couches spectrales visible en Figure 4.9.

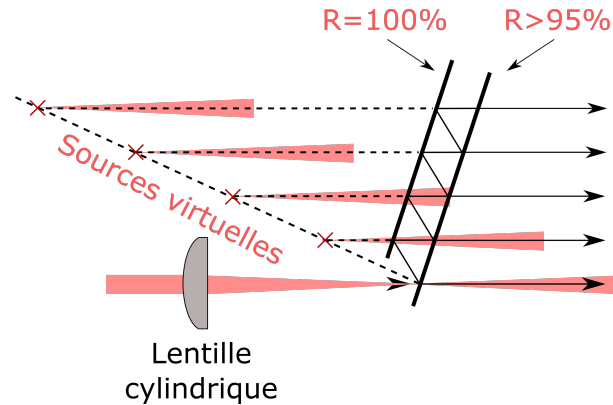


FIGURE 4.10 – Principe des sources virtuelles transmises par le VIPA.

Deux grandeurs principales caractérisent le VIPA : l'intervalle spectral libre (ISL) et la largeur de bande de transmission. L'ISL, directement lié à l'épaisseur du VIPA, correspond à l'écart en fréquence entre chaque couche spectrale. Par exemple, sur la Figure 4.9, l'ISL correspond à l'écart spectral entre λ_1 et λ_6 , λ_6 et λ_{11} etc. La largeur de bande de transmission est le facteur déterminant la résolution du VIPA. Elle correspond à la largeur à mi-hauteur du spectre de transmission du VIPA.

Le principe de l'imagerie par étirage temporel suivant deux dimensions consiste donc à intégrer un VIPA avant le réseau de diffraction, permettant ainsi de créer une zone de mesure spectrale, aussi appelée douche spectrale, en deux dimensions. On a ainsi un encodage suivant deux dimensions de l'objet observé, et l'image est ensuite reconstruite après passage par la fibre dispersive et le système d'acquisition électronique. Cette technique a permis le suivi d'objets réfléchissants (billes métalliques) ainsi que l'observation du phénomène d'ablation sur un échantillon d'aluminium [99]. Cependant, l'information encodée étant beaucoup plus importante que lors de l'imagerie 1D (et stockée sur la même largeur spectrale), une dispersion supérieure est donc nécessaire pour obtenir une meilleure résolution spectrale. Utiliser une fibre plus dispersive induit de larges pertes et rend la technique moins adaptée à l'observation d'objets peu réfléchissants, dont la signature est difficilement différentiable du bruit.

4.4.2 Détermination des limitations de la technique

La résolution spatiale de l'imagerie par étirage temporel n'est pas uniquement déterminée par la limite de diffraction comme en microscopie [106], mais également par les étapes de conversion espace-fréquence et fréquence-temps présentées dans la partie précédente. La technique présente donc 3 limitations principales, la première étant la limite de diffraction, limite fondamentale due au phénomène de diffraction présent lorsque la taille de l'objet observé approche la longueur d'onde d'éclairage. Ensuite, la limitation due à la conversion espace-fréquence, due aux propriétés du réseau de diffraction et des optiques mettant en forme la nappe spectrale. Enfin, la limitation lors de la conversion fréquence-temps, due à la transformée de Fourier dispersive ainsi qu'à la bande passante de la photodiode et de l'oscilloscope.

Dans cette section, chacune de ces résolutions est explicitée, permettant alors de déduire la résolution globale du système d'imagerie et d'identifier, en fonction des conditions expérimentales d'utilisation, laquelle des trois limitations mentionnées précédemment sera la plus limitante.

4.4.2.1 Limitation due à la conversion espace-fréquence

En considérant le premier ordre de diffraction, la résolution spectrale du réseau de diffraction est :

$$\delta\lambda_g = \frac{\lambda \cdot d \cdot \cos\theta_g}{w} \quad (4.16)$$

où θ_g est l'angle de diffraction en configuration Littrow, λ la longueur d'onde centrale de l'impulsion, d la période du réseau et w le waist du faisceau laser.

Si la résolution spatiale du système est gouvernée par la dispersion du réseau, cette résolution vaut :

$$\delta x_{1D}^{spatial} \approx \left(f \cdot \frac{d\theta_g}{d\lambda} \right) \cdot \delta\lambda_g = C_x \cdot \delta\lambda_g \quad (4.17)$$

avec f la distance focale de l'objectif, C_x le facteur de conversion entre espace et longueur d'onde et $d\theta_g/d\lambda = 1/d \cdot \cos\theta_g$ la dispersion angulaire du réseau de diffraction. Il est nécessaire que les dimensions de la nappe spectrale soient inférieures à l'ouverture de l'objectif pour que ce dernier capture l'intégralité du spectre.

Par exemple, en utilisant une source émettant autour de 1550 nm, en direction d'un réseau de diffraction de 1200 lignes/mm avec un angle de Littrow de 60 degrés et une largeur de faisceau de 3mm, on obtient une résolution spectrale de 0.2 nm. Ensuite, en focalisant avec une lentille de distance focale $f = 20$ mm, on obtient une résolution spatiale de 10.3 μm .

4.4.2.2 Limitation due à la conversion fréquence-temps

Comme vu précédemment (Équation 4.14), le processus de transformée de Fourier dispersive induit une limitation de résolution spectrale, décrite en utilisant l'approximation de phase stationnaire.

$$\delta\lambda_{SPA} = \lambda \sqrt{\frac{2}{D.z.c}} \quad (4.18)$$

avec $\delta\lambda_{SPA}$ la résolution spatiale par approximation de phase stationnaire, λ la longueur d'onde centrale du spectre de l'impulsion, D la dispersion, z la longueur de la fibre dispersive et c la vitesse de la lumière. Ainsi, la résolution spectrale sera directement limitée par la dispersion de la fibre : plus la fibre sera longue ou dispersive, meilleure sera la résolution. Par exemple, pour une fibre de dispersion de -650 ps/nm traversée par une impulsion à 1550 nm, on obtient une résolution spectrale de 0.16 nm.

Remarque : la dispersion ici est notée D et s'exprime en ps/nm/km. Cette notation est préférée à la dispersion de vitesse de groupe β_2 (en ps^2/km) car elle permet d'évaluer plus facilement l'élargissement temporel du à une fibre. En effet, l'approximation $\Delta T = D.z.\Delta\lambda$ permet d'évaluer rapidement l'élargissement temporel d'une impulsion par rapport à sa largeur spectrale initiale. A partir de la résolution spectrale déterminée dans l'équation 4.14, il est possible d'obtenir une résolution spatiale, de la même manière que précédemment :

$$\delta x_{1D}^{SPA} = C_x.\delta\lambda_{SPA} \quad (4.19)$$

avec C_x le coefficient permettant la conversion espace-fréquence calculé dans la partie concernant la conversion espace-fréquence.

Par exemple, la propagation d'une impulsion autour de 1550 nm dans une fibre de 1 km avec une dispersion de -650 ps/nm/km résulte en une résolution spectrale de 0.16 nm, soit 7.5 μm de résolution spatiale.

4.4.2.3 Limitation due à l'électronique

Pour être observée, chaque impulsion est dirigée vers une photodiode rapide reliée à un oscilloscope. On a donc une limitation de résolution due à la bande passante de la photodiode f_{det} , mais également à celle de l'oscilloscope f_{osc} . Enfin, l'échantillonnage f doit respecter le théorème de Nyquist-Shannon, à savoir une fréquence d'échantillonnage au moins supérieure au double de la fréquence maximale présente dans le signal. L'élargissement temporel de l'impulsion traversant un milieu dispersif peut être estimée par la relation suivante :

$$\Delta\tau = |D|z\Delta\lambda \quad (4.20)$$

avec D la dispersion en ps/nm/km, z la longueur de la fibre dispersive, $\Delta\lambda$ la largeur spectrale de l'impulsion initiale, et $\Delta\tau$ l'élargissement temporel induit par la TFD. En général, ce n'est pas une mais un train d'impulsions qui traverse le milieu dispersif, il faut donc veiller à ce que l'élargissement induit par la TDF n'engendre pas un phénomène de recouvrement entre impulsions. Il faut donc que la fréquence de répétition des impulsions soit inférieure à l'élargissement temporel :

$$\Delta\tau < R^{-1} \quad (4.21)$$

avec R la fréquence de répétition des impulsions. Ensuite, le nombre de points enregistrés lors de l'échantillonnage correspond au produit de la fréquence d'échantillonnage par l'élargissement temporel de l'impulsion :

$$N = f\Delta\tau = f|D|z\Delta\lambda \quad (4.22)$$

Il est ainsi possible de déterminer les résolutions spectrales dues à la photodiode, à l'oscilloscope ainsi qu'à l'échantillonnage. La résolution du détecteur s'exprime par :

$$\delta\lambda_{det} = (f_{det}|D|z)^{-1} \quad (4.23)$$

Et la résolution de l'oscilloscope :

$$\delta\lambda_{osc} = (f_{osc}|D|z)^{-1} \quad (4.24)$$

Prenons pour exemple une source laser émettant un train d'impulsions femtoseconde (durée négligeable devant celle des impulsions étirées par TFD) à une cadence de 80 MHz. Après avoir traversé une fibre dispersive de -650 ps/nm/km d'un km, ces impulsions doivent avoir un élargissement temporel inférieur à l'inverse de la cadence pour éviter tout phénomène de recouvrement, soit 12.5 ns. En considérant une largeur spectrale des impulsions de 15 nm, l'élargissement temporel obtenu sera de 9.75 ns. Avec un oscilloscope d'une fréquence d'échantillonnage de 80 GSA/s, chacune des impulsions sera résolue sur 780 points.

Dans ce cas, ce n'est pas l'échantillonnage qui limitera l'acquisition mais la fréquence maximale détectée par la photodiode et l'oscilloscope. Ainsi, avec un oscilloscope de 33 GHz de bande passante et une photodiode de 25 GHz, c'est la photodiode qui limitera l'acquisition. On obtient des résolutions spectrales de 47 pm pour l'oscilloscope et de 62 pm pour la photodiode. En les multipliant par le coefficient de conversion entre résolution spectrale et spatiale C_x , on obtient respectivement des résolutions de 2.3 μm et 3 μm .

Remarque : Il est important de s'assurer que le raccord entre photodiode et oscilloscope ne limite pas le signal en bande passante. Les câbles SMA étant limités à une vingtaine de GHz, un câble haute-fréquence (2.92 mm par exemple) est nécessaire.

4.4.2.4 Résolution du système

La résolution spectrale de chaque élément ayant été explicitée, il est possible de déterminer la résolution globale du système. La résolution du système correspond ainsi à la moins bonne des résolutions calculées précédemment :

$$\delta\lambda = \max(\delta\lambda_{det}, \delta\lambda_{osc}, \delta\lambda_{SPA}, \delta\lambda_g) \quad (4.25)$$

Chacune de ces résolutions doit donc être calculée lors de la mise en place d'un système d'imagerie par étirage temporel, pour s'assurer qu'aucun des éléments de la chaîne ne "bride" trop la résolution du système.

Remarque : Dans le cas d'observations de spectres optiques par TFD simple, il suffit d'omettre la résolution due au réseau de diffraction dans la formule 4.25 pour déterminer la résolution spectrale.

En prenant les exemples précédents, on obtient une limitation de la résolution spatiale de 10.3 μm , due à la conversion espace fréquence.

Pour mieux comparer chacune des limitations de la technique, il est intéressant d'observer l'évolution de chacune des résolutions spatiales. Parmi les paramètres du système, le plus facilement ajustable est la dispersion. En effet, les fréquences d'acquisition de la photodiode et de l'oscilloscope sont fixes, ainsi que le nombre de traits du réseau. Pour changer la dispersion, il suffit d'utiliser une fibre plus ou moins longue, qui aura une dispersion effective plus ou moins grande. Le fait de travailler dans la bande de fréquence des télécommunications (bande C) facilite l'acquisition de fibres dispersives parfaitement adaptées et commercialement disponibles, faisant de la dispersion une grandeur facilement variable dans ces conditions.

La Figure 4.11 représente l'évolution des résolutions spatiale (a) et temporelle (b) imposées par le réseau de diffraction, la fibre dispersive et le système d'acquisition électronique en fonction de la dispersion. Premièrement, on remarque le compromis entre résolution temporelle et spatiale du système d'imagerie, inhérent à l'utilisation d'un milieu dispersif. En effet, des impulsions courtes, donc ayant subi peu de dispersion (zone rouge) permettront un système d'imagerie rapide donc avec une bonne résolution temporelle, mais avec une faible résolution spatiale due au fait que les impulsions ne sont pas suffisamment longues pour être résolues par la photodiode. Ainsi, une partie de la forme temporelle (et spectrale par TFD) est perdue au niveau de la photodiode. Ensuite, au centre, ce n'est plus la fréquence de la photodiode qui limite l'acquisition mais la résolution due à l'approximation de phase stationnaire. En effet dans cette zone, les impulsions sont suffisamment longues pour être résolues par la photodiode, mais la TFD n'est pas encore complètement réalisée, ce qui impose une perte de l'information spatiale lors de ce processus. Enfin, dans la troisième zone (jaune), la TFD est complètement réalisée et ne limite plus la résolution spatiale. Cependant, il n'y a pas d'intérêt à continuer d'augmenter la dispersion, la limitation étant due à la résolution imposée par le réseau de diffraction et les optiques. De plus, augmenter la dispersion a pour effet de réduire la résolution temporelle. Appliquer une dispersion plus forte ne résulterait qu'en une séparation plus forte des fréquences déjà discernables.

Pour un bon compromis entre résolution spatiale et temporelle, il est donc intéressant de rester dans la zone centrale, où la limitation est l'approximation de phase stationnaire.

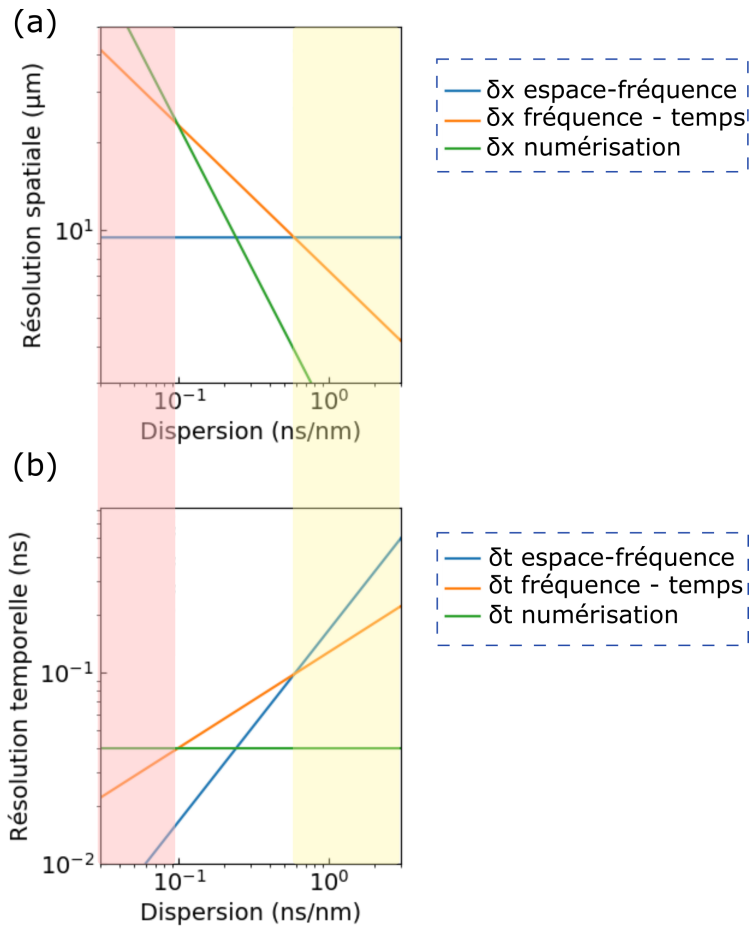


FIGURE 4.11 – Résolutions spatiale (a) et temporelle (b) du système d'imagerie. Les résolutions dues au réseau de diffraction, à l'approximation de phase stationnaire et à l'électronique sont calculées, variant selon la dispersion du milieu dispersif.

4.4.3 Compromis entre cadence du laser et dispersion

Lors des expériences d'imagerie par étirage temporel réalisées au CORIA dans le cadre de ces travaux de thèse, le réseau de diffraction et le dispositif d'acquisition électronique (photodiode et oscilloscope) n'ont pas été changés. Comme vu précédemment, le facteur limitant de la résolution étant dû à l'approximation de phase stationnaire (dispersion), nous avons fait l'acquisition de plusieurs fibres dispersives pour pouvoir adapter la dispersion selon la résolution spectrale voulue. Comme vu en section 4.4.2.3, l'élargissement spectral ne doit pas être supérieur à la période temporelle séparant les impulsions issues du laser. Dans le cas inverse, on observe un recouvrement des impulsions résultant

en une perte de l'information transportée par les impulsions. Cependant, il est possible de réduire la cadence de la source laser pour pouvoir augmenter la dispersion tout en évitant le recouvrement des impulsions. Pour cela, nous avons utilisé un modulateur acousto-optique (pulse-picker Gooch & Housego) en sortie de laser, permettant ainsi de diviser par un entier la cadence initiale de 80 MHz à des cadences de 26, 20, 16 MHz ... Ainsi, les mesures ne nécessitant pas une cadence d'imagerie élevée comme l'imagerie de gouttes ont été effectuées à une cadence de 8 MHz, tandis que les phénomènes plus rapides comme les ondes de choc ou la rupture de ligaments ont été observés à 80 MHz.

4.4.4 Calibration

La calibration de la technique est effectuée en utilisant une mire de résolution USAF 1951. La calibration est réalisée en microscopie de réflexion, ce qui signifie que seule la partie de la nappe spectrale rencontrant les parties en chrome (motifs noirs) de la mire est réfléchi et transmise vers la fibre dispersive. La Figure 4.12 représente la mire en (a), puis trois positions possibles de la nappe spectrale en (b), rouge, bleu et vert. La Figure 4.12-(c) montre les trois traces temporelles correspondantes à ces positions de la nappe spectrale. Ainsi, la nappe rouge rencontre une ligne large au centre, puis trois lignes fines sur la droite. On observe alors temporellement une zone à signal quasiment nul sur la gauche, puis la ligne large au centre et les trois lignes fines sur la droite. Concernant la trace bleue, on observe en plus la coupure due au 5 sur la gauche. Enfin, la partie centrale est manquante sur la courbe verte. L'encodage est bien réalisé d'abord spectralement en utilisant le réseau de diffraction, puis ensuite temporellement par TFD.

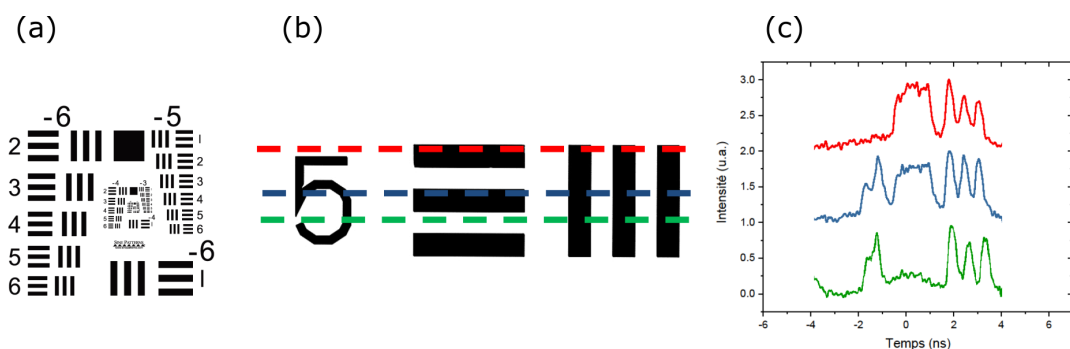


FIGURE 4.12 – (a) Mire utilisée pour la calibration de la technique. (b) Trois positions possibles de la nappe spectrale et (c) les traces temporelles correspondantes obtenues par TFD.

4.4. IMAGERIE PAR ÉTIRAGE TEMPOREL

En fixant la mire sur une translation se déplaçant perpendiculairement à la nappe spectrale, il est possible de reconstruire une image de celle-ci. La Figure 4.13 représente en (a) une image de la mire réalisée en microscopie traditionnelle et en (b), l'image obtenue en imagerie par étirage temporel, sur une centaine de points. Le décalage vertical entre chaque point est fixé par la translation à $1 \mu m$. La Figure 4.13-(c) présente les 6 traces temporelles correspondant aux 6 lignes de la colonne 7.

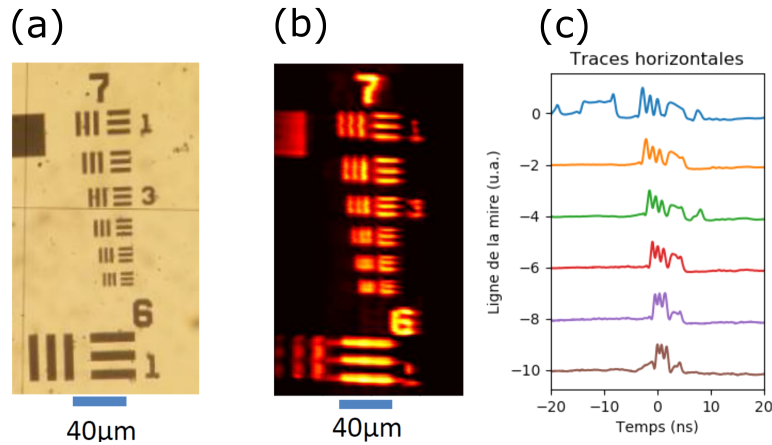


FIGURE 4.13 – (a) Image de la colonne 7 de la mire par microscopie. (b) Image de la zone par imagerie par étirage temporel (c) Traces temporelles correspondant à chaque ligne de la mire.

Element	Numéro du groupe											
	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	2000	1000	500	250	125	62.5	31.25	15.63	7.81	3.91	1.95	0.98
2	1781.8	890.9	445.45	222.72	111.36	55.68	27.84	13.92	6.96	3.48	1.74	0.87
3	1587.8	793.70	396.85	198.43	99.21	49.61	24.8	12.4	6.20	3.1	1.55	0.78
4	1414.21	707.11	353.55	176.78	88.39	44.19	22.1	11.05	5.52	2.76	1.38	0.69
5	1259.92	629.96	314.98	157.49	78.75	39.37	19.69	9.84	4.92	2.46	1.23	0.62
6	1122.46	561.23	280.62	140.31	70.15	35.08	17.54	8.77	4.38	2.19	1.1	0.55

FIGURE 4.14 – Épaisseur des lignes de la mire USAF 1951 en fonction de leur groupe (colonne) et de l'élément (ligne).

La colonne 7 de la mire USAF 1951 (Figure 4.14) correspond à des largeurs de lignes entre $3.91 \mu m$ et $2.19 \mu m$. Une limite de résolution expérimentale peut ainsi être déterminée, et être comparée à la résolution théorique obtenue. Expérimentalement, la limite de résolution est définie comme l'épaisseur de ligne pour laquelle on n'observe

CHAPITRE 4. MÉTROLOGIE UTILISANT LA TRANSFORMÉE DE FOURIER DISPERSIVE

plus clairement la séparation inter-lignes. Dans le cas de la Figure 4.13, la limite est la dernière ligne de la colonne 7 de la mire, correspondant à une résolution de l'ordre de $2 \mu m$. La fonction de transfert de modulation (FTM) permet d'estimer le contraste entre les bandes claires et sombres, et s'exprime de la manière suivante :

$$C(f) = \frac{L_{max} - L_{min}}{L_{max} + L_{min}} \quad (4.26)$$

avec L_{min} et L_{max} les luminances minimales et maximales mesurées sur l'image de la mire. Ainsi, on a une fonction bornée entre 1 pour un contraste parfait et 0 pour l'absence de variation de contraste. La Figure 4.15 présente la fonction de transfert de modulation horizontale (le long de la nappe) et verticale du montage d'imagerie par étirage temporel. La FTM est calculée sur 6 points, chacun de ces points correspondant à une ligne de la colonne 7. On obtient ainsi une FTM proche de 1 pour la première ligne et atteignant 0.5 verticalement et 0.2 horizontalement pour la dernière ligne.

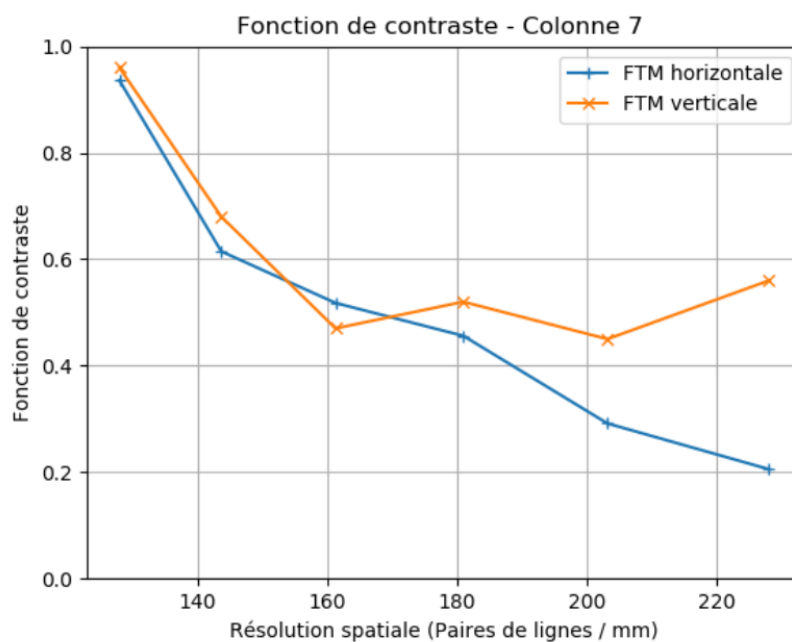


FIGURE 4.15 – FTM horizontale et verticale du système d'imagerie enregistrée sur la colonne 7 de la mire. Les résolutions spatiales correspondent aux lignes 1 à 6 de cette zone de la mire.

4.4.4.1 Configurations retenues

Le choix de la lentille utilisée après le réseau de diffraction a un effet direct sur le champ d'imagerie et la résolution. En effet, une focale plus longue va créer une nappe spectrale plus grande, mais avec une résolution spatiale plus faible. A l'inverse, on utilisera un objectif de focale courte pour observer un objet plus petit, mais avec une meilleure résolution (Figure 4.16). Ce compromis entre largeur du champ de vision et résolution spatiale s'explique par le fait que la résolution spectrale est fixée par le réseau de diffraction, la fibre dispersive et l'échantillonnage. Elle ne dépend pas de l'objectif utilisé, contrairement à la résolution spatiale. On aura donc le même nombre de points de mesure sur la nappe spectrale, quelle que soit la focale de la lentille. Une lentille de focale courte, imposant un champ réduit permettra donc une meilleure résolution spatiale. L'équation 4.17 illustre bien ce propos.

Deux configurations sont retenues dans ce manuscrit, la première utilisant un objectif avec $f = 20$ mm de distance focale, permettant ainsi une mesure sur un champ de $440 \mu\text{m}$ avec une résolution spatiale de $8 \mu\text{m}$. La seconde, plus adaptée pour les études d'objets de tailles plus faibles, utilise un objectif de microscope de grandissement $\gamma = 20$ et permet un champ de vision de $160 \mu\text{m}$ avec une résolution de $2 \mu\text{m}$.

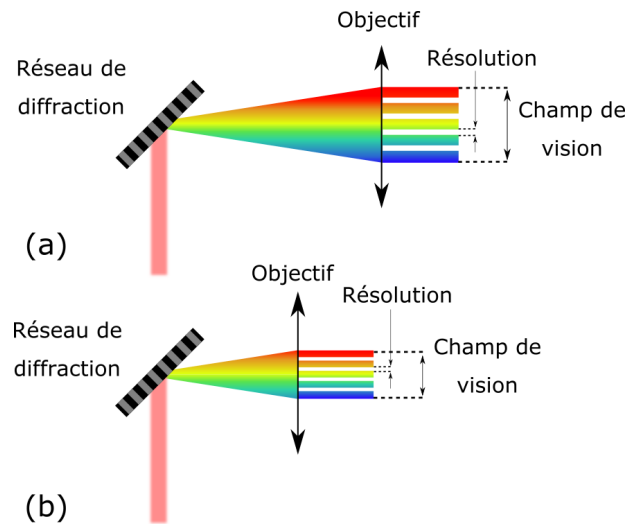


FIGURE 4.16 – Impact de la focale de l'objectif sur la mesure. (a) Un objectif avec une focale plus longue permet d'imager sur un champ plus grand, avec une moins bonne résolution. (c) A l'inverse, utiliser un objectif de courte focale permet une mesure sur un champ réduit mais avec une résolution supérieure.

L'imagerie par étirage temporel peut être réalisée en condition de microscopie par réflexion, comme démontré sur la mire, mais également en configuration de transmission double-passage. Pour cela, une seconde lentille va venir focaliser la nappe spectrale sur un miroir après avoir traversé l'objet, permettant ainsi au signal d'être réfléchi vers la zone de TFD. La microscopie en transmission double-passage permettant un meilleur contraste sur l'image obtenue [107], son utilisation est privilégiée pour l'imagerie d'objets transparents. La Figure 4.17 représente ces deux configurations. Dans le cas (a), seule la partie du signal réfléchi par la mire est collectée. Dans le second cas (b), ce sont les photons transmis qui sont collectés après réflexion sur le miroir. La technique peut aussi être utilisée en transmission simple, nécessitant alors de dupliquer la partie collimation et l'ajout d'un second réseau. Cette configuration a été mise en place durant la thèse.

Remarque : dans le cas de microscopie en double-passage (b), il est possible qu'une réflexion de l'objet vienne s'ajouter au signal transmis. En effet, la différence de chemin optique parcouru par les impulsions transmises et les impulsions réfléchies étant très faible, de l'ordre de la centaine de picosecondes, un recouvrement de ces deux impulsions est possible sur la trace de TFD qui dure une dizaine de nanosecondes.

Le traitement des images par transmission étant opposé à celui par réflexion (dans le premier cas la trace de notre objet va correspondre au signal visible tandis que dans le second cas, le passage de notre objet correspondra à l'absence de signal), il est important d'éviter ce phénomène pouvant mener à une interprétation fautive des résultats. C'est pourquoi l'imagerie par transmission n'est utilisée que pour l'imagerie d'objets transparents et peu réfléchissants.

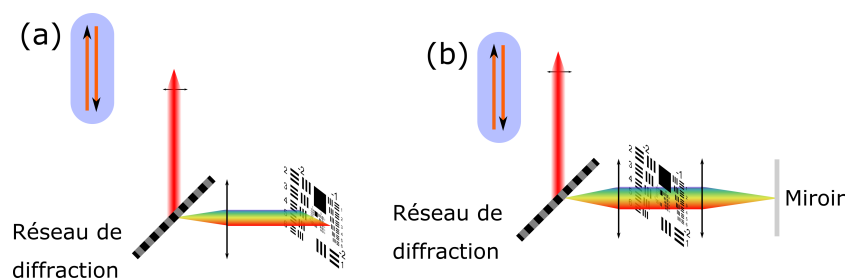


FIGURE 4.17 – Deux configurations d'imagerie par étirage temporel. (a) Imagerie en réflexion. (b) Imagerie en transmission double-passage.

4.4.5 Traitement des données

Dans cette section, nous allons détailler les étapes à suivre pour reconstruire une image à partir de la trace temporelle observée à l'oscilloscope.

En configuration de microscopie double-passage (Figure 4.17-(b)), le passage d'un objet à travers la nappe spectrale se traduit par une baisse du signal. L'exemple choisi pour expliquer la reconstruction d'une image est celui d'une goutte issue d'un spray commercial traversant la zone de mesure. En calibrant l'oscilloscope de manière à déclencher l'acquisition lors d'une baisse de signal, on peut alors observer la trace temporelle modulée par le passage de la goutte (Figure 4.18-(a)). On observe ainsi une baisse du signal pendant une durée d'environ $50 \mu s$. En effectuant un agrandissement sur la zone centrale de la modulation, à $t \approx 5 \mu s$ (Figure 4.18-(b)), on observe un train d'impulsions présentant chacune une modulation au centre. Cette baisse de signal signifie qu'un objet vient occulter le centre de la nappe spectrale. Pour cette acquisition, la cadence de la source laser est réduite à 8 MHz en utilisant un modulateur acousto-optique.

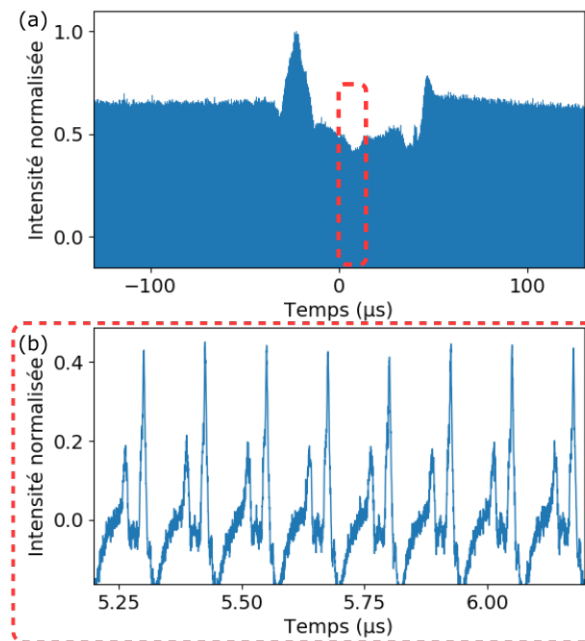


FIGURE 4.18 – (a) Trace temporelle correspondant au passage d'une goutte à travers la nappe spectrale. (b) Série de 8 impulsions traversées par la goutte au centre.

Chaque impulsion acquise donnant une information sur le contenu spectral de la nappe à un instant donné, il est possible de reconstruire une image décrivant l'évolution

CHAPITRE 4. MÉTROLOGIE UTILISANT LA TRANSFORMÉE DE FOURIER DISPERSIVE

de la nappe spectrale au cours du temps. Pour cela, la trace temporelle est numériquement "découpée" à une fréquence correspondant à la cadence du laser, permettant ainsi d'isoler chaque impulsion. Ensuite, chaque impulsion est représentée sous forme d'une ligne de pixels dont un code couleur permet de déterminer l'intensité. Cette conversion d'une trace temporelle en une ligne de pixels est illustrée par un exemple en Figure 4.19. La trace temporelle visible en (a) correspond à une vue en coupe d'une fibre optique obtenue par étirage temporel sur laquelle on peut observer deux pics extérieurs correspondant aux extrémités de la gaine ($125 \mu\text{m}$ de diamètre) et un pic central correspondant à une partie du signal réfléchi en réflexion normale par la fibre au niveau du cœur. La trace temporelle est alors convertie en une ligne de pixels (Figure 4.19-(b)).

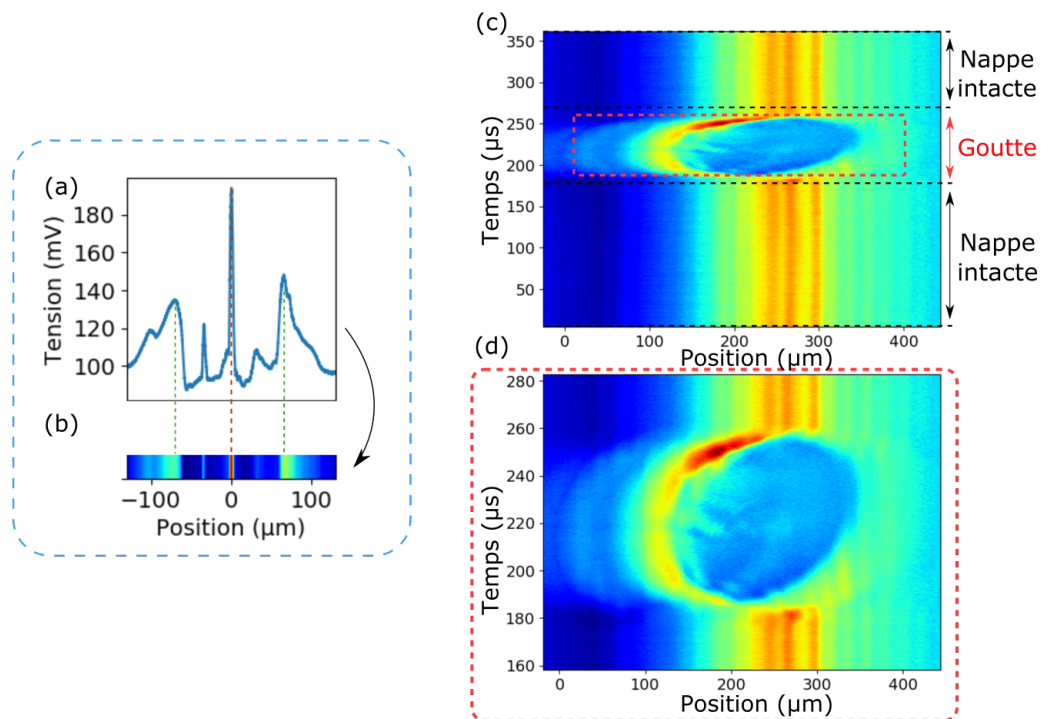


FIGURE 4.19 – Conversion de trace temporelle en image 2D. (a) Vue en coupe d'une fibre optique. (b) Ligne de pixels correspondant à cette trace. (c) Image reconstruite du passage d'une goutte à travers la nappe spectrale. (d) Agrandissement de la goutte.

En utilisant ce procédé, il est possible de convertir une série d'impulsions en une superposition de lignes de pixels dont la couleur décrit l'intensité. La Figure 4.19-(c) correspond au passage d'une goutte à travers la nappe spectrale. On remarque que de $t = 0 \mu\text{s}$ à $t \approx 180 \mu\text{s}$, la nappe spectrale n'est traversée par aucun objet. Ensuite, de $t \approx$

180 μs à $t \approx 260 \mu s$, un objet elliptique vient atténuer le signal, premièrement au centre de la nappe puis progressivement sur les cotés. Enfin la nappe réapparaît sur le graphe. La vitesse de la goutte traversant la nappe peut être estimée en considérant celle-ci de géométrie sphérique. Si tel est le cas, la traversée de la nappe d'un objet de 200 μm en 80 μs correspond à une vitesse de la goutte d'environ 2.5 m/s .

Lors de la conversion du train d'impulsions en une image 2D, une dérive temporelle due à l'échantillonnage apparaît. En effet, lors d'acquisitions s'étendant parfois sur plus de 15000 impulsions, un léger décalage temporel linéaire va s'accumuler et doit être corrigé numériquement pour visualiser correctement le contenu spectral de la nappe. Cette dérive se traduit par une superposition de lignes visible en Figure 4.20. La correction de cette dérive est réalisée manuellement en mesurant la pente d'une des lignes puis en prenant en compte une pente de signe opposé lors du tracé. D'autres moyens plus complexes permettant de corriger cette dérive efficacement tout en réduisant le taux d'échantillonnage ont été proposés récemment [108].

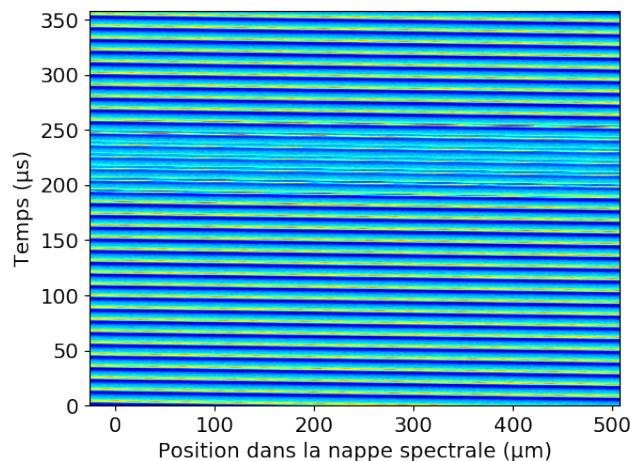


FIGURE 4.20 – Dérive temporelle induite par l'échantillonnage.

L'image de la Figure 4.19 est ensuite traitée numériquement pour obtenir une image de l'objet. Pour cela, chaque ligne du tracé est normalisée par rapport à une ligne de référence correspondant à un profil de nappe intact. Cette normalisation permet de faire disparaître toute partie du signal non-modifiée par rapport à la ligne de référence. Typiquement, chaque impulsion sera normalisée par l'impulsion initiale. L'imagerie

CHAPITRE 4. MÉTROLOGIE UTILISANT LA TRANSFORMÉE DE FOURIER DISPERSIVE

étant réalisée en double-passage, la présence d'un objet se traduit par une atténuation du signal. La normalisation est alors inversée pour que l'absence de signal corresponde à une intensité de pixel élevée. La Figure 4.21 représente la goutte normalisée et inversée par rapport à la première ligne de l'acquisition.

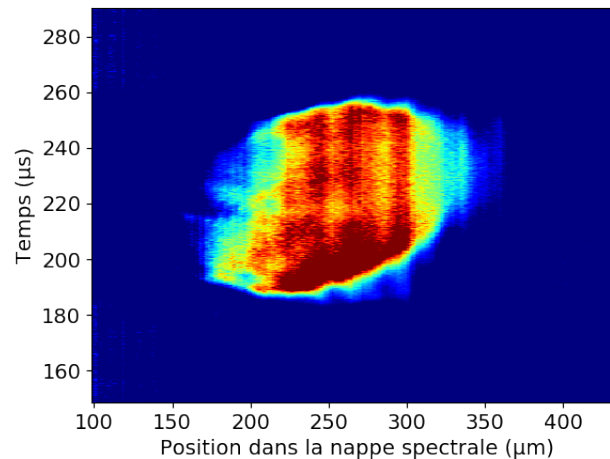


FIGURE 4.21 – Image de goutte normalisée par rapport à une ligne de référence puis inversée.

On notera que le traitement nécessaire à l'observation du comportement spectral de sources laser est similaire à celui employé pour obtenir la Figure 4.19. La Figure 4.22 présente plusieurs résultats d'études dynamiques de sources laser. En (a), la source étudiée est un oscillateur laser à fibre dopée erbium à verrouillage de modes. On observe la comparaison entre le spectre observé à l'analyseur de spectre optique (rouge), la superposition d'une centaine de traces acquises par TFD (cyan) et la valeur moyenne de ces acquisitions (noir). La représentation de l'évolution spectrale du laser à chaque tour de cavité est présentée en (b). Ce type de mesure permet de révéler des instabilités spectrales non visibles à l'analyseur de spectre optique qui possède un temps d'intégration élevé. En effet, nous observons un signal stable à l'analyseur de spectre tandis qu'un signal relativement bruité est observé par TFD. C'est avec cette technique que certaines études sur les ondes scélérates ont été effectuées (voir Chapitre 3). En (c), nous avons pu observer l'évolution de bandes latérales dans un oscillateur paramétrique fibré générées par mélange à 4 ondes. Le déplacement des bandes latérales est dû à la modification de la ligne à retard dans la cavité de l'oscillateur. Nous avons ainsi pu initier des travaux

visant l'exploration des différents échanges d'énergie ayant lieu entre bandes latérales et la pompe, et l'étude des corrélations spectrales existantes lors de ces échanges. Ces travaux sont en cours.

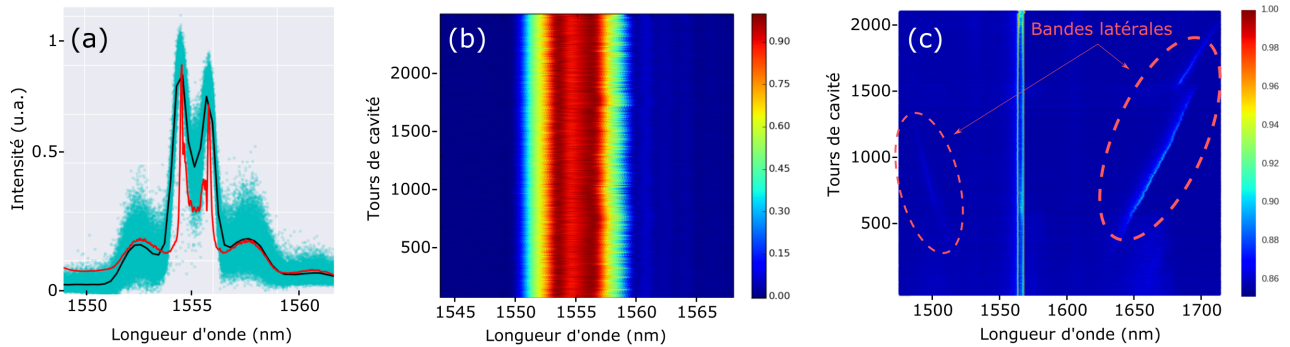


FIGURE 4.22 – Visualisation de dynamiques laser par TFD. (a) Oscillateur à fibre dopée erbium verrouillé en modes. En rouge : spectre observé à l'analyseur de spectre optique. En cyan : superposition d'une centaine de traces temporelles par TFD. En noir : moyenne des traces obtenues par TFD. (b) Profil spectral du laser après chaque tour de cavité. (c) Évolution des bandes latérales générées par un oscillateur paramétrique fibré.

4.4.6 Observations dans les jets

La technique d'imagerie par étirage temporel étant appropriée à l'observation d'objets rapides de dimensions réduites ($< 500 \mu m$), nous l'avons appliquée à une des thématiques principales du CORIA : l'étude des écoulements diphasiques et plus particulièrement des jets liquides. Nous avons ainsi étudié des jets calibrés (injecteur microdrop) dont le profil d'éjection des gouttes d'eau est répétable puis à des jets non-calibrés comme un spray dense. La forte absorption de l'eau à $1.5 \mu m$ ($\alpha \sim 10 \text{ cm}^{-1}$) rend la partie centrale des gouttes complètement opaque.

La Figure 4.23 présente le profil typique de l'écoulement obtenu en sortie de l'injecteur microdrop. On observe en (a) le profil obtenu par imagerie par étirage temporel et en (b) le profil obtenu par ombroscopie (caméra Phantom). Les images obtenues par ombroscopie sont utilisées pour effectuer une comparaison qualitative, et n'ont pas été acquises au même instant que les images par étirage temporel. L'acquisition en imagerie par étirage temporel s'étend sur une durée de $200 \mu s$ avec une résolution temporelle de 12.5 ns .

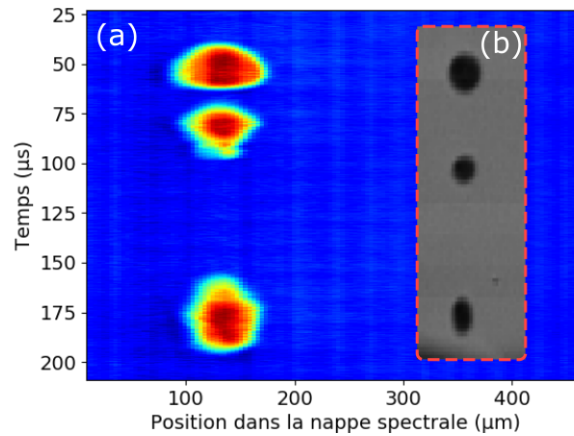


FIGURE 4.23 – Jet issu de l'injecteur microdrop. (a) Trace obtenue par image par étirage temporel. (b) Image obtenue par ombroscopie.

En champ proche, c'est-à-dire à l'extrémité de l'orifice d'injection, on peut observer la formation d'un ligament, puis sa rupture en deux points, menant ainsi aux trois gouttes présentées précédemment en Figure 4.23. Ce phénomène de rupture de ligament, extrêmement rapide, présente un intérêt pour la communauté scientifique. En effet, avoir une information expérimentale sur la rupture du ligament et la séparation des interfaces permettrait de venir alimenter les modèles numériques simulant ce genre de phénomènes.

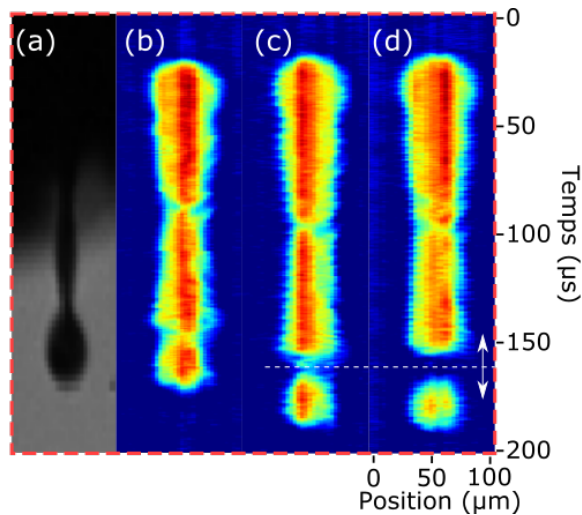


FIGURE 4.24 – Observation du phénomène de rupture de ligament. (a) Image obtenue par ombroscopie. (b,c,d) Images par étirage temporel.

Nous avons pu observer ce phénomène de rupture de ligaments. En effet, la Figure

4.24 présente en (a) l'image du ligament obtenu par ombroscopie, puis en (b), (c) et (d) trois images de ligaments à l'instant de leur rupture. On observe ainsi que la rupture du ligament entre (c) et (d) résulte en un écartement dans les deux directions opposées des surfaces de la goutte et du ligament. Ces acquisitions sont réalisées sur une durée de 200 μs avec une résolution temporelle de 12.5 ns. L'étude de ce comportement est en cours, et la mesure de l'écartement entre les deux surfaces lors de la rupture du ligament peut être mesurée en disposant la nappe spectrale de manière verticale, pour ainsi observer la cassure du ligament.

Plusieurs acquisitions ont également été réalisées dans des sprays non calibrés et denses de type aérosol commercial. La Figure 4.25 présente en (a) une acquisition sur une durée de 2 ms d'un spray dense, correspondant à 16000 acquisitions. La durée relativement longue de l'enregistrement ne limite cependant pas la résolution du système et il est ainsi possible d'agrandir l'image et d'observer séparément chaque goutte composant le jet (b et c) avec une résolution spatiale de l'ordre de 8 μm .

Ces essais ont permis de confirmer la capacité de la technique à réaliser des acquisitions sur des durées relativement longues (2 ms) tout en conservant une résolution temporelle correcte, avec une cadence d'imagerie de 8 MHz correspondant à un écart temporel entre les impulsions de 125 ns.

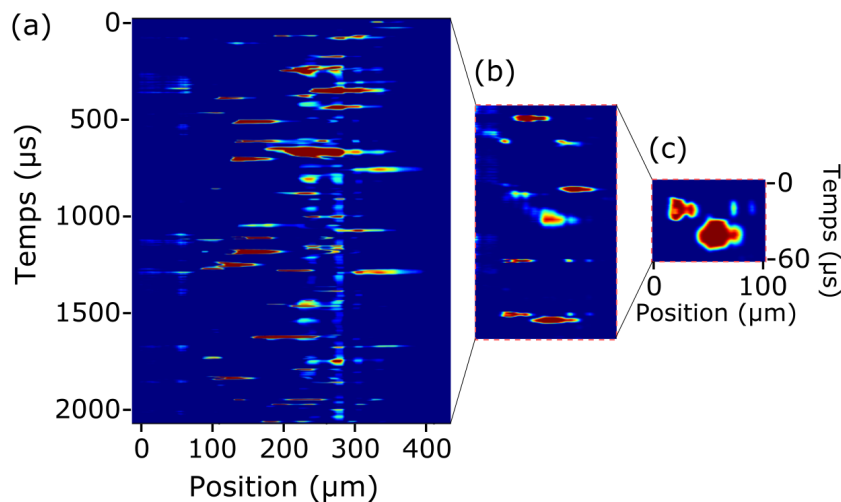


FIGURE 4.25 – Image de spray dense. (a) Spray enregistré pendant 2 ms. (b,c) Deux agrandissements successifs d'une zone du spray.

4.4.7 Optimisations possibles de la technique

Une démonstration d'imagerie par étirage temporel en deux dimensions a été publiée [99]. En combinant un VIPA avec un réseau de diffraction, une 'douche spectrale' a en effet pu être générée, permettant ainsi d'imager en deux dimensions le passage de billes métalliques dans une fibre à cœur creux ainsi que le processus d'ablation par laser. Cependant, le stockage d'une information 2D dans le spectre optique d'une impulsion nécessite une largeur spectrale importante ainsi qu'une forte dispersion, et les pertes induites par le VIPA imposent un système d'amplification performant et efficace sur la totalité de la large bande spectrale. La complexité de mise en œuvre de la technique en 2D constitue un frein pour son développement, et seule la version 1D trouve des applications actuellement.

L'imagerie par étirage temporel est aujourd'hui majoritairement utilisée pour le suivi et la classification de cellules traversant un canal microfluidique. Le but de ces expériences est de propager un nombre important de cellules dans le canal, de l'ordre de 100 000 cellules par seconde, d'imager chacune de ces cellules par étirage temporel et ensuite de classifier ces images en fonction de différents paramètres. La technique permet ainsi par exemple de détecter les cellules cancéreuses et de déterminer si leur nombre est anormalement élevé, témoignant d'un cancer. Pour classifier les cellules selon plusieurs grandeurs physiques mesurées lors de l'acquisition, la technique a été couplée avec un système de classification par apprentissage [109].

L'acquisition d'un nombre important de données dans ces applications pose le problème de gestion de fichiers volumineux. Une démonstration de compression optique en imagerie par étirage temporel a été publiée [110], dans laquelle l'utilisation d'une fibre à dispersion variable a permis de réduire considérablement le volume de données acquises. En effet, l'utilisation d'une dispersion variable suivant les régions du spectre des impulsions permet d'accentuer l'élargissement temporel sur les zones d'intérêt, et de réduire celui des zones fournissant peu d'information. Ainsi, lors de l'échantillonnage, un nombre supérieur de points sera attribué aux zones d'intérêt.

L'augmentation de la cadence d'un montage d'imagerie par étirage temporel est limitée par le phénomène de recouvrement temporel des impulsions. Ainsi, une technique utilisée pour augmenter la cadence d'acquisition reposant sur l'acquisition comprimée a été démontrée numériquement [111] et permettrait d'atteindre une cadence maximale de 6.75 GHz. La technique consiste à appliquer un masque aléatoire à chaque impulsion

lors de son encodage par l'objet mesuré, puis numériquement à séparer chacune des impulsions s'étant chevauchées par résolution d'un problème inverse.

L'imagerie par étirage temporel a également été couplée avec une méthode d'interférométrie [112], permettant ainsi de révéler une information morphologique de cellules et de tissus organiques avec une précision nanométrique. Avec cette méthode, de nombreux paramètres peuvent être obtenus à partir de l'information sur la phase et être utilisés comme marqueurs pour le diagnostic de maladies. Les interférences spectrales sont obtenues lors de la co-propagation d'une impulsion encodée et d'une impulsion provenant d'un bras de référence (montage de type interféromètre de Michelson) dans une fibre dispersive.

Une méthode non-interférométrique permettant d'obtenir des images avec un contraste amélioré a également été démontrée [113]. Cette méthode repose sur le principe de détection asymétrique, et consiste à séparer le faisceau encodé en deux, puis à injecter ces deux faisceaux dans une fibre reliée au système d'acquisition avec deux angles différents par rapport à la normale. L'injection des faisceaux dans la fibre optique avec un angle va créer un gradient de phase différent pour chacun, et la combinaison des deux images ainsi obtenues permet de générer une image présentant un contraste supérieur.

Initialement développée à une longueur d'onde de $1.5 \mu m$, l'imagerie par étirage temporel a été démontrée à $1 \mu m$ [114, 115]. Pour répondre au besoin de techniques d'imagerie rapides à des longueurs d'ondes plus courtes, les auteurs ayant majoritairement contribué au développement de l'imagerie par étirage temporel ont développé une technique semblable, qui ne réalise pas la TFD des impulsions [116]. Son principe consiste à diviser chaque impulsion en un peigne de fréquences entre deux miroir inclinés. Un délai et un angle d'incidence différent étant attribué à chaque composante fréquentielle, il en résulte un balayage passif en fréquence de la zone de mesure. Cette technique permet ainsi de reconstruire des images avec des pertes faibles ($< 6dB$) et a été démontrée à $2 \mu m$ [117] ainsi qu'à 700 nm [116]. Cette technique permet ainsi de contourner les limitations dues au milieu dispersif induisant de fortes pertes en dehors de la bande C ($1.5 \mu m$), et son application à des longueurs d'ondes plus courtes permet l'imagerie de tissus organiques tout en limitant l'absorption de l'eau et en repoussant la limite de diffraction.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit le principe de la transformée de Fourier dispersive, analogue temporel de la diffraction de Fraunhofer. Ce phénomène se traduit par la modification du profil temporel d'une impulsion au cours de sa propagation dans un milieu dispersif, celui-ci prenant progressivement la forme spectrale de l'impulsion en entrée du milieu dispersif. Il est donc possible d'observer temporellement, avec un système de détection rapide, la forme spectrale d'une impulsion laser simplement en la propageant dans un milieu dispersif, tel qu'une fibre optique. Cet accès en "temps réel" au contenu spectral des impulsions permet de s'affranchir des limitations en cadence d'acquisition des analyseurs de spectre optique, et peut donc s'appliquer à de nombreuses études spectroscopiques. Techniquement, la TFD d'une impulsion peut être obtenue en utilisant des fibres optiques standard ou à compensation de dispersion, en s'assurant que la propagation se déroule dans un régime linéaire pour éviter toute déformation du spectre optique. Elle peut également s'obtenir en utilisant d'autres composants comme des réseaux de Bragg fibrés, des réseaux de diffraction. Pour certaines applications nécessitant une bonne résolution spectrale, une forte dispersion est nécessaire. Le milieu dispersif devra alors être plus long, induisant alors des pertes supplémentaires. Une amplification du signal est alors nécessaire. C'est le cas de l'expérience d'imagerie par étirage temporel réalisée au CORIA, pour laquelle un montage d'amplification à fibre dopée Erbium a été installé en parallèle d'un montage d'amplification par effet Raman. La combinaison de ces deux types d'amplificateurs a permis une amplification efficace tout en limitant les non-linéarités causées par une amplification trop brutale.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux limitations de la TFD, dont la résolution spectrale est définie par le critère d'approximation de phase stationnaire, proportionnel à la dispersion du milieu ainsi qu'à sa longueur. Le montage d'imagerie par étirage temporel réalisé au CORIA a ensuite été présenté, ainsi que le principe de l'imagerie par étirage temporel permettant de répondre aux problématiques rencontrées dans la communauté des écoulements hautes pressions, à savoir : comment réussir à suivre un phénomène rapide et non-répétitif suffisamment longtemps ? Cette technique repose sur l'encodage d'une information spatiale dans le contenu spectral d'une impulsion ultracourte, puis à l'accès de cette information par TFD. Trois paramètres principaux imposent une limitation de résolution à la technique : le réseau de diffraction et les lentilles de collimation, l'étape

de TFD et la conversion numérique du signal. Il est important de quantifier ces trois limitations pour obtenir la meilleure résolution possible, en respectant le compromis entre résolution temporelle et résolution spatiale. Il existe également un compromis entre la cadence de la source laser et la dispersion du milieu à TFD. En effet, une dispersion trop forte résulte en un recouvrement temporel des impulsions laser, ce qui induit une perte de l'information spectrale contenue dans chacune des impulsions. Si une excellente résolution spectrale est cependant nécessaire, il est alors possible de diminuer la cadence du laser en utilisant un modulateur acousto-optique par exemple. La technique a ensuite été calibrée sur une mire, permettant ainsi d'atteindre une résolution spatiale de $2 \mu m$ sur un champ de $160 \mu m$.

Le principe de reconstruction des images à partir de la trace temporelle a ensuite été décrit, puis la technique a été appliquée à un des domaines étudiés au CORIA : l'étude de jets en sortie d'injecteur. Les images obtenues par étirage temporel ont pu être comparées aux images obtenues par ombroscopie. Dans le cas de jets calibrés, nous avons pu nous assurer d'une bonne correspondance entre les résultats obtenus par les deux techniques. L'étude de jets denses nous a permis de valider la capacité de la technique à enregistrer une information sur une durée de plusieurs millisecondes tout en conservant une résolution temporelle de 125 ns. Il est ainsi possible d'observer l'évolution du jet sur cette durée. La technique d'imagerie par étirage temporel a également été appliquée à l'observation du phénomène de rupture de ligament lors de l'injection. Ce phénomène se produisant sur des échelles temporelles très courtes, il n'est pas observable par ombroscopie en temps réel. Les premières images obtenues par étirage temporel ont permis d'observer ce phénomène, et une expérience permettant de mesurer la vitesse d'expansion des deux interfaces créées lors de la rupture est en cours. La mesure de ce phénomène à des échelles temporelles courtes n'ayant pas été rapportée, cette étude permettait de fournir des informations pour améliorer les modèles numériques simulant ce phénomène. Cette étude en temps réel des écoulements disphasiques (jets, gouttes) constitue ainsi une démonstration de faisabilité au laboratoire, mais aussi la première pierre de futures études maintenant centrées sur la physique des écoulements.

SUIVI D'ONDES DE CHOCS PAR IMAGERIE PAR ÉTIRAGE TEMPOREL

Après avoir calibré et éprouvé la technique d'imagerie par étirage temporel dans le chapitre précédent, l'objectif de ce cinquième chapitre est d'en exploiter pleinement le potentiel en terme d'acquisition haute cadence de phénomènes ultra-rapides. Ce chapitre est ainsi dédié au suivi d'ondes de choc générées par ablation laser, processus essentiel dans de nombreux domaines scientifiques et nécessitant des mesures à des cadences élevées combinées à de relativement longs temps d'acquisition. Nous verrons dans ce chapitre que l'imagerie par étirage temporel permet de répondre efficacement à cette double problématique, en comparaison avec d'autres techniques avancées d'imagerie que nous introduirons. L'utilisation de la technique diffère ici des cas précédents car l'objet étudié ne traverse pas la nappe laser perpendiculairement à l'étalement spectral mais longitudinalement à celui-ci (Figure 5.1). Cette configuration est choisie car elle permet un suivi de l'évolution de l'onde le long de la nappe, et donc une détermination de ses vitesses instantanées en plusieurs points. La technique étant fortement sensible au gradient d'indice de réfraction induit par le passage de l'onde de choc, il est possible de déterminer plusieurs vitesses instantanées d'une unique onde de choc le long de la nappe, chose impossible avec un suivi pompe-sonde ou par imagerie dite d'ombroscopie.

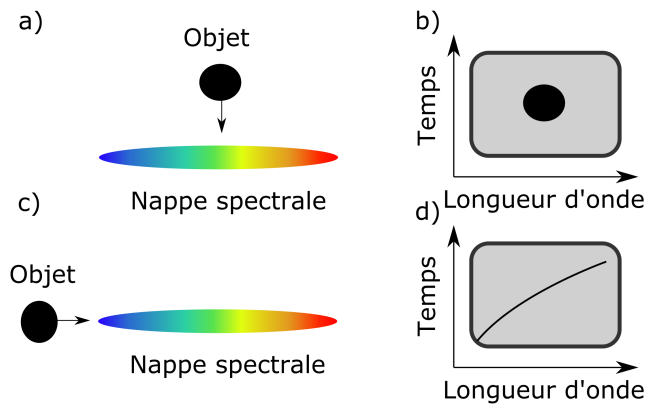


FIGURE 5.1 – a) *Imagerie transversale* : l'objet traverse la nappe perpendiculairement à l'étalement spectral. b) Une image de l'objet peut donc être reconstruite. c) *Suivi longitudinal* : l'objet se déplace le long de la nappe. d) Le suivi longitudinal permet de connaître la position de l'objet au durant son trajet.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord nous intéresser aux mécanismes présents lors de l'ablation laser, processus essentiel dans de nombreuses applications scientifiques (spectroscopie sur plasma d'ablation (LIBS), micro-usinage, synthèse de nanoparticules, traitement des matériaux, génération d'harmoniques ...), ainsi qu'aux différentes techniques existantes pour l'étude d'ondes de choc, ce qui nous permettra de souligner leurs limitations, notamment concernant le suivi sur des durées relativement longues, tout en conservant une résolution temporelle adaptée. En effet, nous verrons que certaines techniques d'imagerie dites "rafales" permettent d'atteindre des cadences d'imagerie élevées mais avec un nombre limité d'images, tandis que les techniques d'imagerie plus traditionnelles employant un capteur CCD/CMOS sont limitées en résolution temporelle. Nous verrons donc en quoi l'imagerie par étirage temporel est une alternative intéressante à ces techniques, de par sa capacité à imager à la fois rapidement et sur des durées permettant de couvrir la totalité du phénomène d'ablation. Le principe de l'imagerie par étirage temporel en configuration de suivi longitudinal ainsi que le dispositif expérimental seront donc décrits, puis nous pourrons ensuite présenter les résultats expérimentaux obtenus sur l'étude d'ondes de chocs générées par ablation laser sur des échantillons métalliques. Cette étude a permis l'obtention de plusieurs vitesses instantanées d'une onde de choc lors de sa propagation, mais également d'obtenir des résultats statistiques sur les distributions de vitesses d'ondes de choc pour des conditions expérimentales variées. La

capacité de la technique d'imagerie par étirage temporel à permettre une acquisition sur une plage temporelle de plusieurs microsecondes ainsi que sa sensibilité au passage de l'onde de choc a également permis pour la première fois le suivi d'une onde de choc lors de sa propagation, puis de sa réflexion sur une paroi, ouvrant de nombreuses perspectives dans différents domaines.

5.1 Contexte : interaction laser-matière et ablation laser

L'ablation laser est le procédé visant à retirer de la matière d'une surface solide ou liquide en l'irradiant avec un faisceau laser. Lorsque le flux lumineux est faible, le matériau est chauffé par l'énergie laser et subit une évaporation ou une sublimation. Si le flux lumineux est plus intense, une partie du matériau se change en plasma. De manière générale, l'ablation laser concerne l'éjection de matière par un laser impulsionnel, mais il est également possible d'ablater un matériau avec un laser continu intense. Très vite après la démonstration du premier laser, un des sujets théoriques les plus étudiés a en effet été l'interaction laser-matière et de nombreuses expériences ont été menées pour étudier les mécanismes conduisant au phénomène d'ablation laser. Suite à l'évolution des sources laser et la possibilité de produire des impulsions de plus en plus courtes et intenses, il a été observé que la dynamique de l'ablation laser diffère largement lorsque l'ablation laser est produite par une impulsion courte (picoseconde ou femtoseconde) ou longue (nanoseconde). En effet, en régime d'impulsions courtes, les processus induits par l'ablation (absorption, transfert de chaleur par électrons de conduction, ablation hydrodynamique) possèdent des échelles temporelles différentes et peuvent être étudiés séparément. Les profils de pression sont ainsi totalement différents lorsque l'ablation est réalisée avec une impulsion courte ou longue. Dans le cas d'une ablation par impulsion longue, l'échantillon n'est pas chargé électriquement, la pression est basse et l'ablation est obtenue par évaporation de la surface. Lorsqu'une impulsion courte est utilisée, l'ablation dépend du mouvement hydrodynamique causé par l'expansion thermique due à l'absorption de l'énergie laser. Dans un premier temps, la pression est élevée car la contrainte thermique est confinée dans la couche chaude de l'échantillon. Ensuite, l'absorption de la radiation laser a lieu et se déroule sur une durée de l'ordre de la centaine de femtosecondes [118]. L'énergie laser est alors absorbée par les électrons et transférée à la partie froide de l'échantillon par l'intermédiaire des électrons de

CHAPITRE 5. SUIVI D'ONDES DE CHOCS PAR IMAGERIE PAR ÉTIRAGE TEMPOREL

conduction. Simultanément, un échange d'énergie entre les électrons et le milieu cristallin a lieu sur une échelle de l'ordre de la dizaine de picosecondes. L'apparition brutale du plasma engendre ensuite un fort gradient de pression résultant en une onde de choc. Ces comportements différents peuvent également varier suivant les paramètres de l'impulsion laser (fluence, taille du faisceau, durée, profil temporel), la nature du matériau ablaté et les conditions atmosphériques (pression, température, type de gaz).

La Figure 5.2 représente une cartographie des processus physiques visibles se produisant lors d'une ablation laser sur un échantillon métallique. L'onde de choc précède l'onde de contact, qui correspond à l'interface entre la couche externe du plasma et l'air choqué. Le cœur du plasma se trouve sur la zone d'ablation [119].

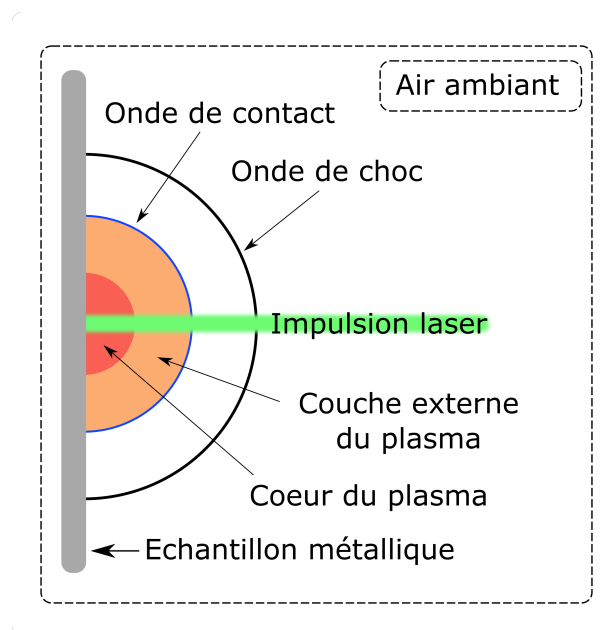


FIGURE 5.2 – Description du phénomène d'ablation laser sur échantillon métallique dans l'air ambiant.

Dans ce chapitre, les ondes de choc étudiées sont générées par un laser émettant des impulsions de 5 ns, donc à la frontière entre impulsions considérées comme courtes et longues. La Figure 5.3 issue de [120] permet d'observer la différence de profil de l'onde de choc en fonction de l'énergie de l'impulsion d'ablation. Ainsi, pour des énergies inférieures à 3 mJ, le profil de l'onde de choc est relativement circulaire tandis que pour des énergies supérieures, la composante perpendiculaire à la surface subit une expansion

beaucoup plus violente que la composante latérale. L'impulsion d'ablation utilisée dans cette expérience dure 2 ns et est focalisée sur un échantillon de cuivre. Il est important de noter que la génération du plasma a lieu à partir d'un seuil de fluence, de l'ordre de 20 GW/cm^2 sur la silice, pour une impulsion de 3 ns à 1064 nm par exemple. La vitesse de l'onde de choc peut alors atteindre des vitesses supérieures à 10 km/s suivant la nature de l'échantillon [119].

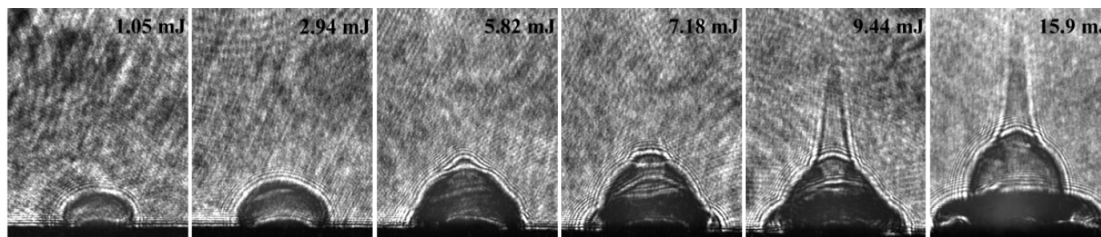


FIGURE 5.3 – Evolution de la forme de l'onde de choc générée par ablation laser en fonction de l'énergie de l'impulsion laser. Figure issue de [120].

Du point de vue applicatif, l'étude des ondes de choc générées par ablation laser présente un intérêt pour le renforcement de matériaux par martelage laser [121]. L'application d'une impulsion intense sur un matériau cible permet en effet la propagation d'une onde de choc dans ce matériau qui va induire une contrainte de compression résiduelle, permettant ainsi d'améliorer la durabilité de l'échantillon. Elle présente également un intérêt dans le domaine de la micro-propulsion, domaine dans lequel la connaissance de la vitesse et du comportement de l'onde est nécessaire pour déterminer la poussée résultante [122]. D'autres applications comme le dépôt de couches fines [123] et la génération de nanoparticules [124] nécessitent une compréhension de la dynamique des ondes de choc. Le comportement de l'onde de choc étant très variable suivant la composition et la forme de l'échantillon, les processus multi-impulsionnels doivent également être étudiés [125], ainsi que l'analyse de matériaux par la technique de spectroscopie sur plasma induit par laser (LIBS) [126].

5.2 Techniques utilisées pour le suivi d'ondes de choc

Pour étudier les ondes de choc, des techniques d'imagerie ombroscopiques et Schlieren ont été utilisées [127] (Figure 5.5). L'imagerie d'ondes de choc en ombroscopie consiste à éclairer l'échantillon perpendiculairement à l'axe optique le long duquel passe

l'impulsion d'ablation, par une source dite d'observation. On observe ainsi l'image éclairée en coupe du plasma par le laser d'observation. Elle permet de visualiser des variations d'indice de réfraction du second ordre [128]. L'imagerie Schlieren consiste à séparer la lumière émise non déviée par l'objet (rouge, Figure 5.4) et la lumière diffractée par l'objet (vert). Pour cela, une lentille est insérée dans le montage de façon à ce que son plan objet se trouve au niveau de l'objet à imager, puis un filtre spatial est placé dans son plan image. Le faisceau dévié par l'objet et le faisceau intact n'étant pas focalisés au même endroit, ce filtre permet de supprimer le faisceau direct tout en conservant la lumière diffractée par l'objet. Ce filtrage dans le plan de Fourier est comparable à un filtre passe-haut, et permet de n'observer que la lumière déviée par l'objet sur l'écran.

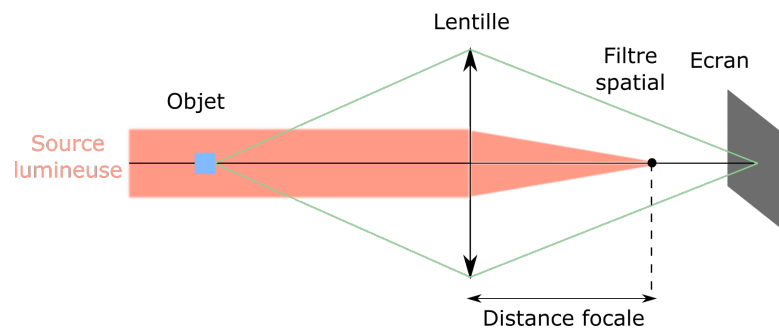


FIGURE 5.4 – Schéma de principe de l'imagerie Schlieren

L'imagerie Schlieren est largement utilisée en aéronautique pour l'observation de faibles variations d'indice comme lors de la compression de l'air ou d'autres fluides. L'image obtenue avec cette technique rend compte de la dérivée première de l'indice de réfraction, et est donc plus sensible que l'imagerie par ombroscopie. Cependant, la limitation des couples laser/caméra fait que chaque onde de choc ne peut être imagée qu'une fois lors de sa propagation. L'étude de la propagation est alors réalisée en générant une série d'ondes et en imageant des instants différents de la propagation de chacune des ondes. La distribution de vitesses des ondes de choc présentant une forte variance, il est alors nécessaire de calculer une image moyenne pour chaque position de l'onde de choc, ce qui rend impossible le suivi de vitesses instantanées d'une onde de choc. L'utilisation de techniques de type pompe-sonde a permis d'étudier en temps réel l'atténuation d'impulsions par le plasma [129] mais cette atténuation n'est obtenue qu'en un point de l'espace et ne permet pas non plus l'obtention de vitesses instantanées.

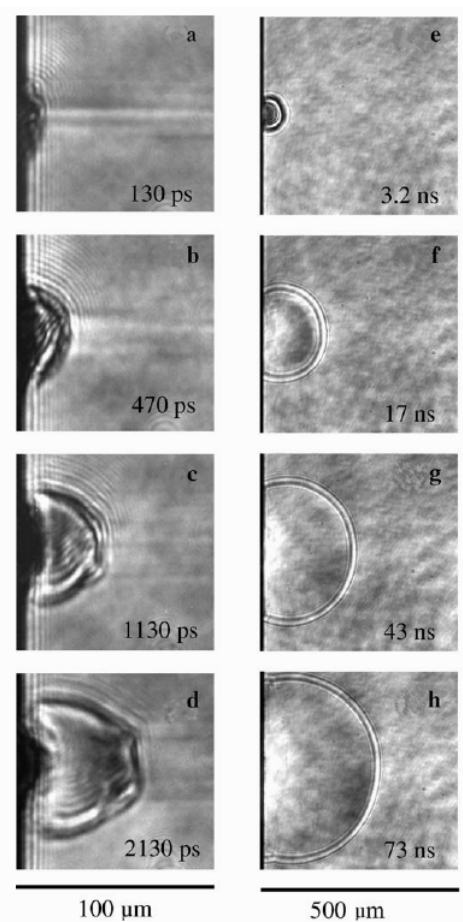


FIGURE 5.5 – Séquence d'images ombroscopiques générées par ablation femtoseconde (a-d) et nanoseconde (e-h) [127].

La limitation de ces techniques classiques d'imagerie a mené à la conception de techniques d'imagerie dites "rafales", permettant d'atteindre des cadences d'imagerie largement supérieures aux techniques classiques, et d'avoir un intervalle entre deux images de l'ordre de la centaine de femtosecondes dans les meilleurs cas [130]. Une première technique, appelée CUP (*Compressed ultrafast photography*) utilisant des caméras "Streak" [131] a permis l'observation en temps réel d'un cône de Mach à une cadence de 100 milliards d'images par seconde [132]. Une caméra streak est un système photo-électrique rapide qui transforme le profil temporel d'un signal lumineux en un profil spatial en déviant les photo-électrons avec un voltage variant au cours du temps. Ainsi, ces caméras permettent l'imagerie rapide en une dimension, l'axe orthogonal

CHAPITRE 5. SUIVI D'ONDES DE CHOCS PAR IMAGERIE PAR ÉTIRAGE TEMPOREL

du capteur étant dédié à l'évolution temporelle. L'utilisation de ces caméras pour de l'imagerie à deux dimensions n'est pas directement possible car elle résulte en un recouvrement des images suivant l'axe temporel. En effet, la taille réduite de ces capteurs ne permet pas l'affichage de plusieurs images séparées lors d'une unique acquisition. Cependant, les images se chevauchant peuvent être séparées numériquement en utilisant un algorithme d'acquisition comprimée. Cet algorithme nécessite l'application d'un motif pseudo-aléatoire sur chaque image, tâche effectuée par une matrice de micro-miroirs (DMD). Ensuite, connaissant le profil de ce motif, l'algorithme d'acquisition comprimée permet la résolution d'un problème inverse et donc d'estimer l'image de l'objet.

Le principe de la technique est décrit en Figure 5.6. L'image de l'objet est projetée sur le DMD, celui-ci appliquant le masque binaire pseudo-aléatoire, puis l'image encodée est projetée sur le capteur de la caméra streak. Ces images se recouvrant, l'algorithme d'acquisition comprimée est utilisée pour les reconstruire individuellement.

Cette technique permet l'acquisition d'images à une cadence très élevée, mais nécessite l'utilisation d'un algorithme de reconstruction d'images complexe, et reste un outil onéreux.

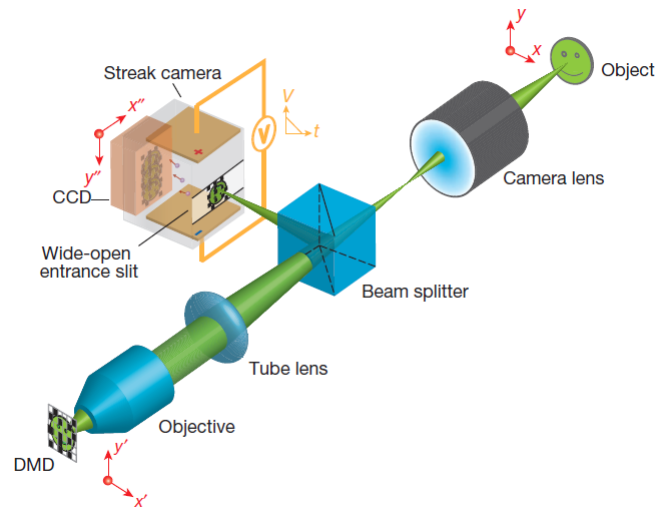


FIGURE 5.6 – Schéma de principe de l'imagerie CUP [131].

L'utilisation de l'imagerie CUP a permis l'observation de différents phénomènes physiques, comme la réflexion et la réfraction de la lumière [131], ou plus récemment

l'imagerie d'un cône de mach avec un intervalle temporel de 40 ps (Figure 5.7).

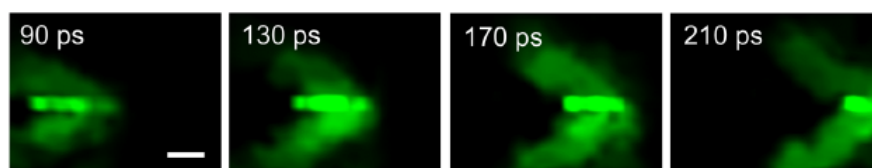


FIGURE 5.7 – Suivi d'un cône de mach en imagerie CUP [132]

Une autre technique, appelée STAMP (Sequentially timed all-optical mapping photography), a permis l'observation de la création d'un plasma à des cadences encore plus élevées, avec une image toutes les 15.5 ps. Le principe de la technique est décrit dans le Chapitre 6, consacré à la mise en place de la technique. Des ondes de choc ont ainsi déjà pu être capturées par imagerie STAMP [130] : l'évolution d'une onde de choc au cours du temps, consistant en une série de 6 images séparées de 15.5 ps est représentée sur la Figure 5.8. Dans ce cas, le plasma est généré sur un échantillon de verre et l'onde de choc se propage dans l'air. La sensibilité de la technique est suffisante pour observer l'onde de choc, cependant celle-ci se déplace trop lentement par rapport à la cadence d'imagerie pour permettre un suivi quantifié de l'onde.

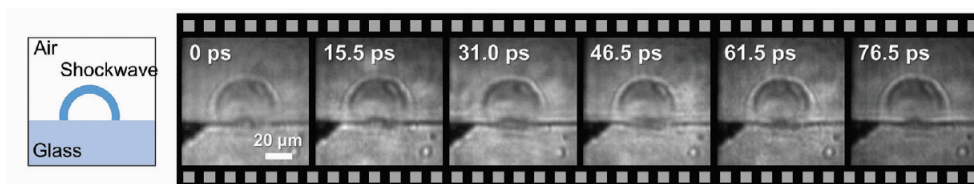


FIGURE 5.8 – Suivi de la propagation d'une onde de choc en imagerie STAMP [130]

Bien que possédant une cadence d'imagerie très élevée, la principale limitation de ces techniques est le nombre d'acquisitions successives possibles. En effet, les imageries STAMP et CUP vont se limiter à une dizaine d'images par acquisition et ne permettront donc pas le suivi d'un événement rapide sur une période plus longue, par exemple la propagation d'ondes de choc (de l'ordre de la microseconde, voire de la milliseconde pour des phénomènes plus "lents"). De par sa capacité à imager relativement rapidement (typiquement une dizaine de ns entre chaque mesure) mais sur des durées plus longues, l'imagerie par étirage temporel est ainsi un outil particulièrement adapté au suivi d'ondes de choc.

5.3 L'imagerie par étirage temporel pour le suivi d'ondes de choc

Le dispositif expérimental est présenté en Figure 5.9. La source laser utilisée pour le dispositif d'imagerie est un laser à fibre dopée Erbium (FemtoFiber pro, Toptica Photonics) délivrant un train d'impulsions à une cadence de 80 MHz. Ces impulsions ont une durée de 70 fs et sont émises à 1560 nm, avec une largeur spectrale de 90 nm. La puissance moyenne délivrée par la source est de 240 mW, soit une énergie par impulsion de 3 nJ et une puissance crête de l'ordre de 43 kW. Il est donc nécessaire de réduire cette puissance pour éviter l'apparition d'effets non-linéaires dans la fibre, tel que l'auto-modulation de phase, qui entrainerait une déformation du spectre optique non nécessaire. La source laser étant polarisée linéairement, l'utilisation d'un cube séparateur de polarisation couplé à une lame demi-onde permet de contrôler la puissance exploitée dans la mesure.

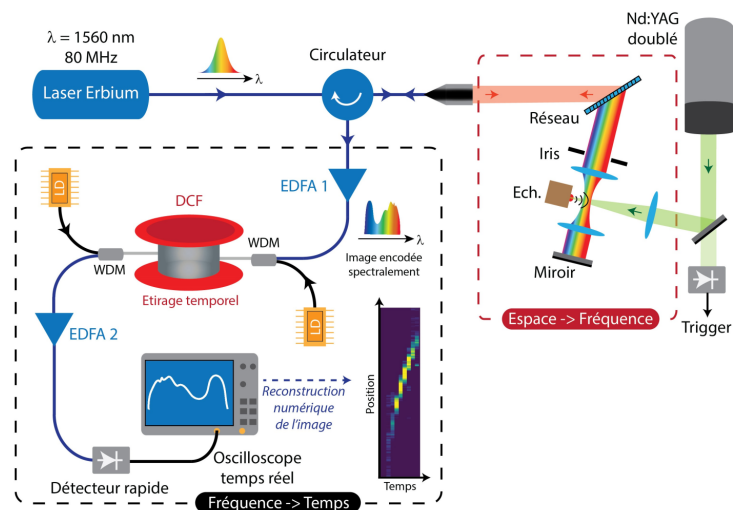


FIGURE 5.9 – Montage expérimental. Le laser Nd:YAG génère un plasma sur l'échantillon au bord de la nappe spectrale, l'onde de choc traverse alors la nappe spectrale (encodage espace-fréquence). La fibre dispersive (DCF) permet l'encodage fréquence-temps, c'est-à-dire que l'information encodée dans le spectre est maintenant encodée dans la forme temporelle de l'impulsion. EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium. WDM : multiplexeur en longueur d'onde. LD : diode laser.

Après avoir été atténué, le signal laser traverse un circulateur optique (Thorlabs 6015-3) qui va le transmettre en direction de la partie du dispositif permettant la conversion du domaine spatial vers le domaine fréquentiel. Le signal est ensuite collimaté par un

5.3. L'IMAGERIE PAR ÉTIRAGE TEMPOREL POUR LE SUIVI D'ONDES DE CHOC

triplet de lentilles (Thorlabs TC18APC-1550) puis le faisceau est dirigé vers un réseau de diffraction indépendant à la polarisation (Ibsen Photonics) avec 1200 traits/mm. Le réseau de diffraction permet la création de la nappe spectrale qui est collimatée entre deux lentilles achromatiques de distance focale $f=20$ mm. C'est dans cette zone de $440 \mu\text{m}$ de largeur que le spectre des impulsions va être encodé par l'objet d'étude. Un miroir est placé derrière la seconde lentille pour permettre au signal de parcourir le trajet dans le sens inverse et d'être réinjecté dans la fibre. L'objet étudié va donc rencontrer deux fois chaque impulsion, à l'aller et au retour de celle-ci. Nous sommes donc ici en situation de microscopie de transmission double-passage, technique permettant un meilleur contraste qu'en simple passage, avec des images de 2 à 4 fois plus contrastées qu'en microscopie conventionnelle [107].

Le signal réfléchi va ensuite être dirigé vers la zone d'encodage Fréquence-Temps par le circulateur optique. La transformée de Fourier dispersive est réalisée à l'intérieur d'une fibre optique dispersive, une fibre à compensation de dispersion (DCF) ayant une dispersion de -650 ps.nm^{-1} . Le signal de quelques milliwatts étant atténué d'environ 13 dB dans la fibre, une amplification est nécessaire : deux amplificateurs à fibre dopée Erbium sont utilisés, fournissant un gain de 10 dB . La DCF possédant un cœur moins large que les fibres monomodes ($5 \mu\text{m}$) autour de $1.5 \mu\text{m}$, la pré-amplification à l'erbium doit être limitée pour éviter les non-linéarités ayant pour effet de déformer le spectre du signal et donc, nos images. Un schéma d'amplification Raman dans la fibre dispersive est donc mis en place en parallèle pour plusieurs raisons : l'amplification est distribuée le long de la fibre, permettant ainsi une augmentation du signal progressive et non brutale contrairement à celle induite par les EDFA. Par ailleurs, les dimensions réduites du cœur de la fibre dispersive facilitent le déclenchement de l'effet Raman, et vont donc permettre une amplification efficace avec des puissances de pompe réduites (Chapitre 2). Enfin, le signal amplifié est observé à l'oscilloscope (Keysight DSO-V334A 33 GHz) à travers une photodiode rapide de 25 GHz (1414, New Focus). Chaque acquisition est réalisée à un taux d'échantillonnage de 80 GSA/s.

5.4 Utilisation de l'imagerie par étirage temporel en configuration colinéaire

L'utilisation de la technique d'imagerie par étirage temporel dans le cadre de cette étude des ondes de choc diffère des cas précédents dans lesquels l'image d'un objet traversant la nappe est reconstruite. Ici, l'objet va traverser longitudinalement la nappe spectrale, ce qui permet un suivi de sa position le long de celle-ci. Le résultat final n'est donc pas une image de l'objet mais bien une évolution de sa position le long de la nappe. Le détail de cette partie du montage expérimental est présenté en Figure 5.10. En sortie du circulateur optique, le train d'impulsions est collimaté puis orienté vers le réseau de diffraction. Cette séparation spectrale permet la création de notre zone de diagnostic : la nappe spectrale. Celle-ci est collimatée entre deux lentilles convergentes pour conserver une largeur de nappe constante dans la zone de mesure. L'encodage spectral de la nappe par un objet la traversant a lieu dans cette zone. La nappe est ensuite focalisée sur un miroir, qui va réfléchir le faisceau en direction du réseau de diffraction. Celui-ci va recombinaisonner les composantes spectrales encodées des impulsions, pour les rediriger vers le circulateur optique.

L'onde de choc est générée lors de la création d'un plasma sur un échantillon métallique (Aluminium dans ce cas). Le plasma est induit par une impulsion de 532 nm (laser Quantel Nd :YAG doublé en fréquence, 15.5 mJ, 5ns) focalisée sur l'échantillon. L'échantillon est placé à proximité ($\sim 100 \mu m$) de la nappe spectrale, de façon à ce que l'onde de choc induite se propage le long de celle-ci. Il est important de noter que le fait que chaque impulsion traverse l'onde deux fois n'a pas d'effet sur la qualité de l'image et n'engendre pas d'effet de trainée. En effet, le chemin optique entre les deux rencontres de l'impulsion avec l'onde est de 4 cm, ce qui signifie un délai de 130 ps à la vitesse de la lumière. La vitesse de l'onde mesurée étant au maximum de 10 km/s dans ce cas, sa propagation entre les deux passages de l'impulsion ne sera que de 1.3 μm . La résolution du système d'imagerie étant de 8 μm , cet effet n'est pas discernable.

5.4. UTILISATION DE L'IMAGERIE PAR ÉTIRAGE TEMPOREL EN CONFIGURATION COLINÉAIRE

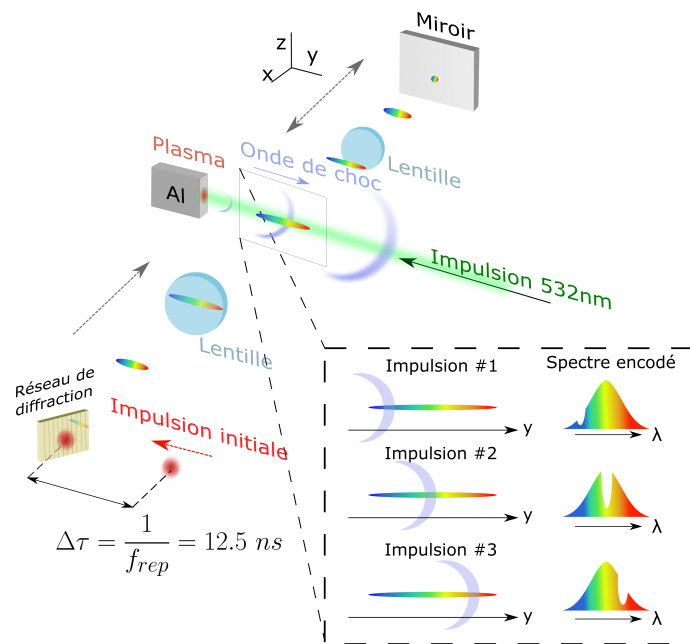


FIGURE 5.10 – Principe du suivi d’ondes de choc générées par ablation laser. L’impulsion initiale est orientée vers un réseau de diffraction qui crée la nappe spectrale. Celle-ci est collimatée entre deux lentilles, puis focalisée sur un miroir permettant aux impulsions de parcourir un trajet identique en sens inverse.

On peut voir dans l’encadré de la Figure 5.10 le principe d’encodage spectral de l’onde de choc. Lors de sa propagation, l’onde va rencontrer plusieurs impulsions, et chacune de ces impulsions sera spectralement encodée par la position de l’onde de choc. L’obtention de ces spectres encodés permet d’accéder à la position de l’onde à un instant donné, et donc de suivre sa propagation sur plusieurs impulsions. La Figure 5.11 représente le nombre d’impulsions venant traverser l’onde de choc au cours de sa propagation à travers la nappe spectrale en fonction de la vitesse de l’onde (considérée constante le long de la nappe). Ce calcul est réalisé pour la traversée d’une nappe spectrale de $440 \mu\text{m}$. Le délai entre chaque impulsion est inverse de la cadence de la source laser et est de 12.5 ns.

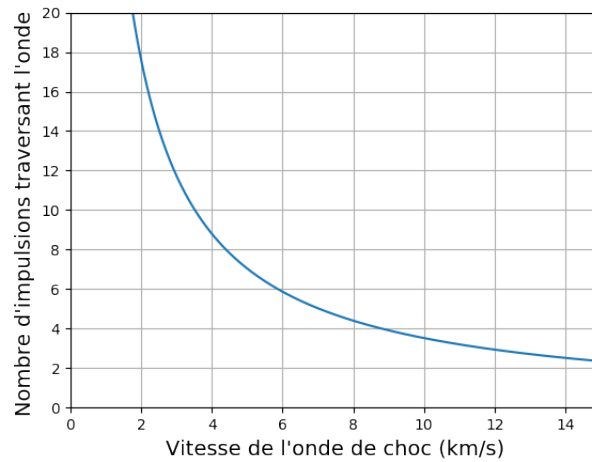


FIGURE 5.11 – Nombre d'impulsions laser traversant l'onde de choc en fonction de la vitesse de l'onde de choc.

Cette Figure permet d'observer qu'au delà de 14 km/s , seulement deux impulsions laser traversent l'onde de choc, ce qui permet donc la détermination d'une seule vitesse instantanée. En revanche, la détection d'ondes de choc de vitesse de l'ordre de 4 km/s permet des mesures plus complètes avec 9 impulsions traversant la nappe. Il est important de considérer le fait que l'onde ne se déplace pas à une vitesse constante, et que les vitesses instantanées des ondes peuvent donc être plus élevées en entrée de nappe laser et plus faible en sortie de la nappe.

5.4.1 Détection de l'onde de choc et représentation

Nous avons vu précédemment le principe de l'imagerie par étirage temporel en configuration colinéaire. Dans cette section, nous allons présenter la méthodologie utilisée pour représenter le passage de l'onde de choc à travers la nappe, à partir de la trace temporelle. Nous verrons l'impact du passage de l'onde de choc sur chacune des impulsions, puis la représentation en deux dimensions choisie pour illustrer le passage de l'onde à travers la nappe, facilitant ainsi la détermination de vitesses instantanées de l'onde de choc.

Temporellement, le passage de l'onde de choc se traduit par une coupure du signal, puis par un retour plus long au niveau de signal initial (Figure 5.12).

5.4. UTILISATION DE L'IMAGERIE PAR ÉTIRAGE TEMPOREL EN CONFIGURATION COLINÉAIRE

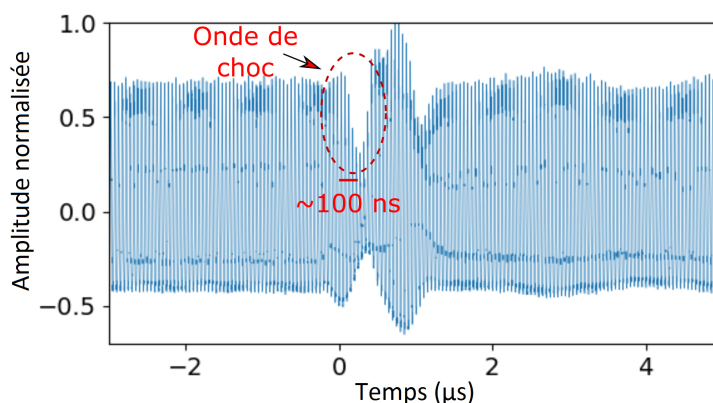


FIGURE 5.12 – *Allure temporelle du signal lors du passage de l'onde de choc*

L'onde de choc véhiculant un fort gradient de pression, l'indice de réfraction de l'air augmente significativement lors de son passage. Le fait que les nappes spectrales encodées soient recombinaées par le réseau de diffraction et injectées de nouveau dans la fibre optique d'entrée rend ainsi l'imagerie par étirage temporel très sensible à l'indice de réfraction du milieu, et une variation de celui-ci est donc immédiatement visible sur le niveau de signal. En effet, un changement de l'indice de réfraction de l'air au niveau de l'onde de choc entraîne une légère déviation de la nappe spectrale, qui n'est alors pas recombinaée identiquement par le réseau et donc pas injectée dans le cœur de la fibre. La coupure brutale du signal est attribuée au passage de l'onde de choc (quelques dizaines de nanosecondes). En effet, en utilisant la représentation 2D présentée dans cette section, on observe distinctement que la nappe est traversée par un objet supersonique, correspondant à l'onde de choc. La dynamique plus longue suivante correspond au passage du plasma ainsi que du nuage de vapeur du à l'ablation, phénomènes également visibles sur la représentation en deux dimensions.

Il est possible de suivre la progression de l'onde de choc le long de la nappe spectrale en observant temporellement le train d'impulsions. Par transformée de Fourier dispersive, la trace temporelle observée correspond au spectre de chaque impulsion, donc à l'état de la nappe spectrale à un instant donné. Sur la Figure 5.13, on observe la modulation du signal par l'onde de choc : les trois premières impulsions correspondent à une nappe spectrale intacte, c'est-à-dire qu'aucun objet n'est détecté. Ensuite, une baisse du signal se localise sur la droite des spectres, puis progresse vers la gauche. Ceci s'interprète

CHAPITRE 5. SUIVI D'ONDES DE CHOCS PAR IMAGERIE PAR ÉTIRAGE TEMPOREL

comme la traversée de la nappe spectrale par un objet induisant une variation de l'indice de réfraction de l'air : l'onde de choc.

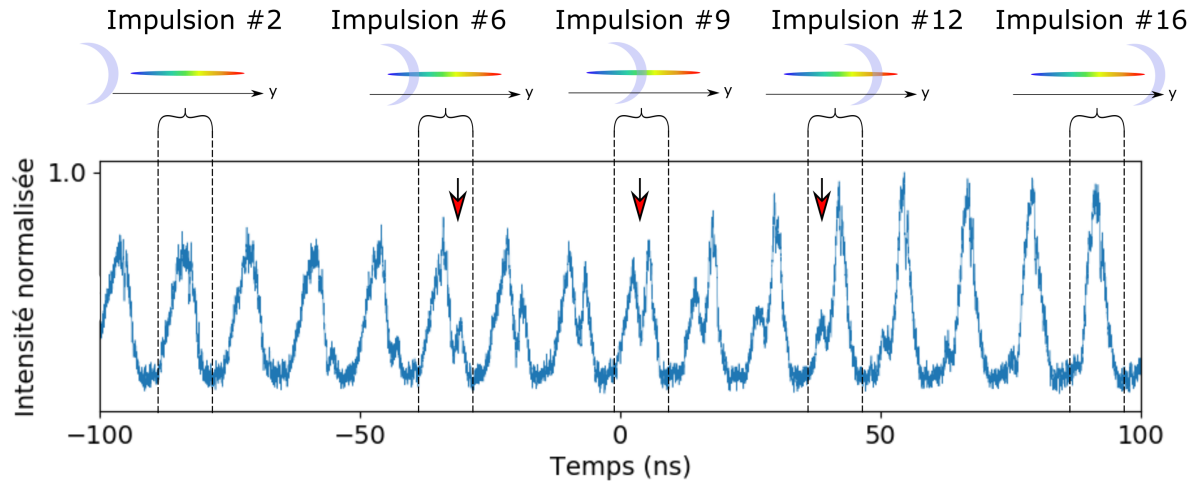


FIGURE 5.13 – Allure temporelle du signal lors du passage de l'onde de choc. Le passage de l'onde se traduit par une atténuation de la nappe spectrale à la position de l'onde.

L'onde met ici environ 150 ns pour traverser la nappe spectrale et est ainsi encodée sur 12 impulsions consécutives. La représentation du passage de l'objet peut se faire selon une représentation en 2D, l'axe vertical correspondant à la position de l'objet le long de la nappe spectrale et l'axe horizontal au temps. Le cas de la trace temporelle en Figure 5.13 est représenté avec cette méthode en Figure 5.14.

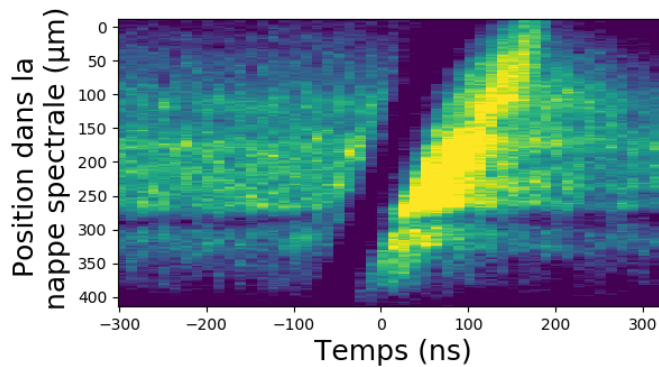


FIGURE 5.14 – Représentation 2D du passage de l'onde de choc à travers la nappe en fonction du temps.

5.4. UTILISATION DE L'IMAGERIE PAR ÉTIRAGE TEMPOREL EN CONFIGURATION COLINÉAIRE

Cette représentation permet d'observer l'évolution de la nappe spectrale plus facilement sur de grandes échelles temporelles. De -300 ns à -100 ns , la nappe spectrale est intacte, le 0 correspondant au centre de l'onde de choc. Ensuite, une zone opaque apparaît sur l'extrémité basse de la nappe à $400\text{ }\mu\text{m}$. Cette atténuation, due au passage de l'onde de choc, va progresser au cours du temps vers l'autre extrémité de la nappe autour de $0\text{ }\mu\text{m}$.

Pour permettre une meilleure lisibilité du graphique, le résultat est normalisé par rapport à la nappe non perturbée, lorsqu'aucun objet ne la traverse. De cette manière, seule la coupure du signal correspondant à l'onde de choc reste visible (Figure 5.15). Cette normalisation s'exprime par :

$$I_{Norm}(\lambda, t) = \frac{I_{Ref}(\lambda, t)}{I(\lambda, t)} \quad (5.1)$$

avec I_{Norm} l'intensité normalisée, I_{Ref} le profil d'une nappe intacte (généralement la première impulsion de l'acquisition), et I l'acquisition brute (e.g. Figure 5.14). De cette manière, les zones de l'image dans lesquelles aucun changement n'apparaît auront un niveau d'intensité proche de 0 tandis que les zones de fortes variations tendront vers 1. L'image finale est également seuillée pour supprimer les légères variations de signal correspondant au bruit.

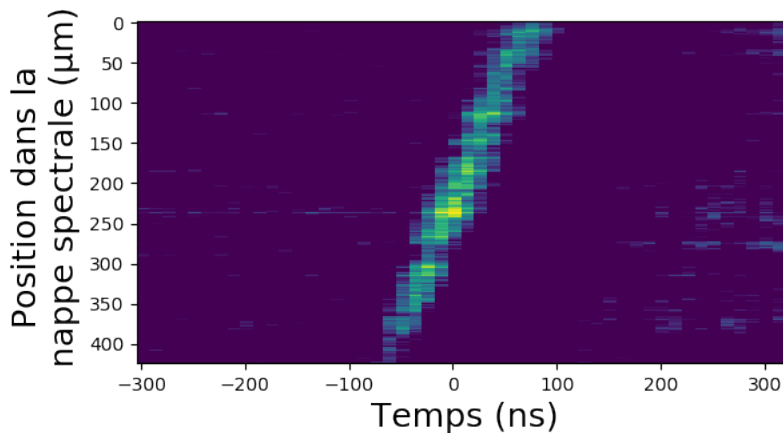


FIGURE 5.15 – Représentation normalisée du passage de l'onde de choc à travers la nappe en fonction du temps.

Le passage de l'onde de choc étant clairement identifié, il est possible de déterminer ses vitesses instantanées le long de la nappe spectrale. Sachant que chaque impulsion est séparée de la suivante par une durée de 12.5 ns dans ce cas (laser à une cadence de 80 MHz), la détermination des vitesses instantanées se fait par le suivi du changement de position de l'onde entre deux impulsions. La figure 5.16 est une représentation simplifiée du passage de l'onde de choc à travers la nappe. Pour chaque impulsion, donc chaque colonne dans cette représentation, nous allons repérer la zone centrale de l'onde de choc par ses coordonnées (t_i, x_i) . Le même processus est répété sur les autres impulsions, permettant ainsi la détermination de vitesses instantanées par la formule de la pente :

$$v_i = \frac{x_{i+1} - x_i}{t_{i+1} - t_i}.$$

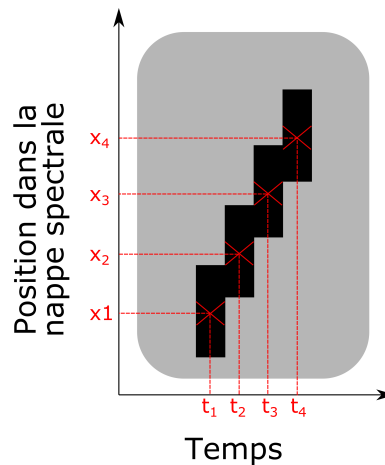


FIGURE 5.16 – Représentation simplifiée du passage de l'onde de choc à travers la nappe. La vitesse est déterminée en mesurant la pente entre chaque point.

5.5 Résultats expérimentaux : suivi d'ondes de choc

La Figure 5.17 correspond au profil typique obtenu suite à l'ablation laser. Entre 0 et 500 ns, la nappe spectrale est traversée par deux objets opaques, qui sont l'onde de choc et l'onde de contact. La pente importante de ces deux ondes indique que leur passage est rapide par rapport aux phénomènes suivants se manifestant sur une échelle plus longue. Les événements arrivant après ces ondes correspondent à la dynamique du

plasma et du nuage de vapeur, et s'étendent sur plusieurs microsecondes, comme observé indépendamment dans la bibliographie [133].

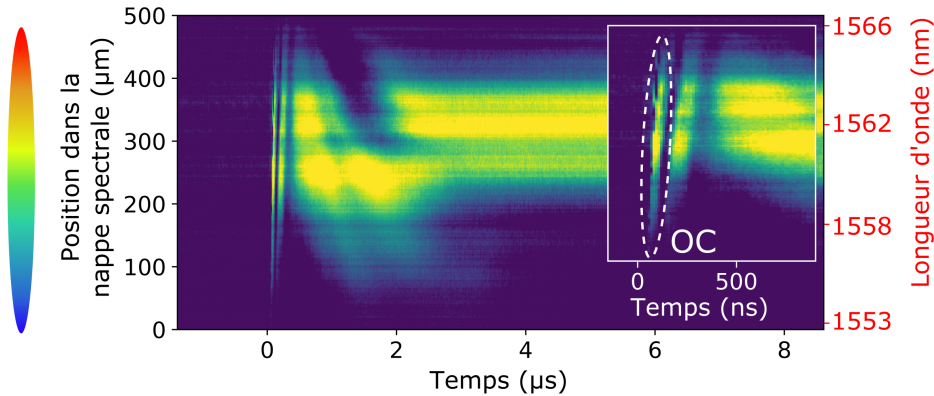


FIGURE 5.17 – Dynamique complète capturée lors de l'ablation laser. On distingue l'onde de choc et l'onde de contact sur plusieurs centaines de nanosecondes, puis la dynamique du plasma et le nuage de vapeur sur quelques microsecondes.

L'étude menée ici se focalise sur l'étude de l'onde de choc en fonction de plusieurs paramètres tel que le type de matériau ablaté ou encore la distance entre l'échantillon et la zone de mesure. Comme expliqué dans la partie précédente, il est possible de déterminer plusieurs vitesses instantanées d'une seule onde de choc lors de son passage à travers la nappe spectrale. On remarque sur la Figure 5.18 que 8 acquisitions de la position de l'onde de choc le long de la nappe sont effectuées lors d'un passage, on peut alors déterminer 7 vitesses instantanées, et ainsi en déduire le profil d'accélération de l'onde à travers la nappe. Contrairement à ce que l'on pourrait croire après observation de la Figure 5.17, le profil de l'onde de choc ne suit pas une pente rectiligne mais une trajectoire courbée indiquant une évolution du profil de vitesse (et donc d'accélération) au cours du temps. La décélération se traduit par le passage d'une vitesse autour de 4 km/s à environ 1 km/s. Cette décélération importante est typique des ondes de choc générées par ablation laser sur échantillon métallique [119].

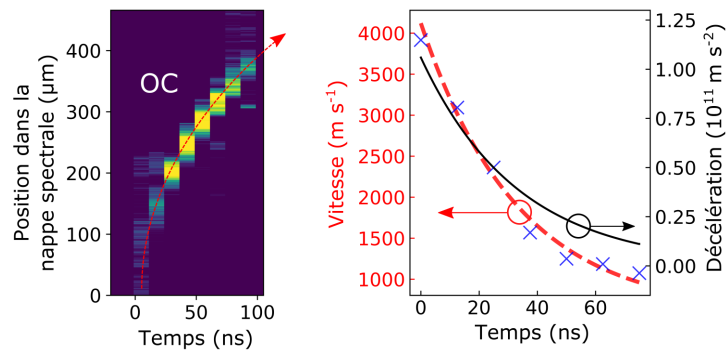


FIGURE 5.18 – Onde de choc traversant la nappe spectrale, 8 impulsions encodées sont enregistrées. Détermination des vitesses instantanées et calcul de l'accélération de l'onde.

L'un des points forts de cette technique est de permettre la réalisation aisée de nombreuses acquisitions successives en vue d'études statistiques. En effet, il suffit pour chaque acquisition de relever la pente témoignant du passage de l'onde de choc, et d'en déterminer la vitesse. La Figure 5.19 correspond à 15 séries de 10 acquisitions, réalisées en augmentant progressivement la distance entre l'échantillon ablaté et la nappe spectrale, dans le but d'observer la décélération de l'onde.

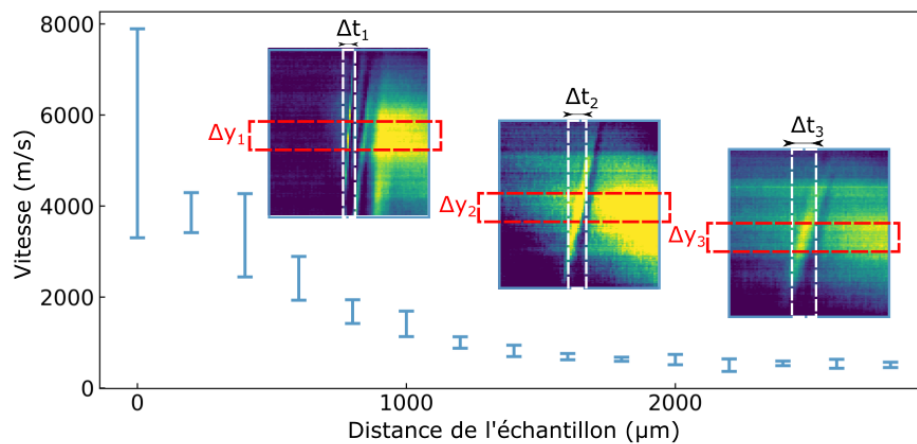


FIGURE 5.19 – Vitesses d'ondes de choc en fonction de la distance séparant l'échantillon et la nappe spectrale. Les trois images correspondent à trois ondes de choc de vitesses différentes.

La vitesse de l'onde de choc variant fortement le long de la nappe (Fig 5.18), seule la partie centrale du passage de l'onde est conservée, pour laquelle la vitesse est estimée constante. Cette partie correspond à l'intersection entre les rectangles rouge et

blanc sur les images d'ondes de choc. Le type de décroissance observé a pu être comparé aux résultats obtenus dans la littérature [134], et une décroissance proportionnelle à $1/t^{0.4}$ (coefficient correspondant à une ablation par impulsion nanoseconde) est observée.

Nous avons dans un second temps étudié l'impact de l'état de la zone d'ablation sur les distributions de vitesses. Pour cela, les mesures sont effectuées pour deux matériaux, l'aluminium et le zinc, dans deux configurations : en ablatant sur une zone intacte à chaque acquisition puis en ablatant toujours au même endroit, donc en creusant progressivement dans le matériau. La Figure 5.20 représente ces résultats, avec le premier cas dans la première colonne et le second dans la deuxième, chaque histogramme comprenant 200 acquisitions. On remarque que les distributions correspondant au premier cas, dans lequel on ablate toujours sur une zone intacte, sont moins larges (647 m/s pour l'aluminium et 580 m/s pour le zinc) que dans le second cas (1438 m/s et 1475 m/s). Cette différence est attribuée à la formation de cratère dans le second cas, qui vient perturber la dynamique de l'onde de choc émise et ainsi élargir de façon significative la distribution de vitesses [135].

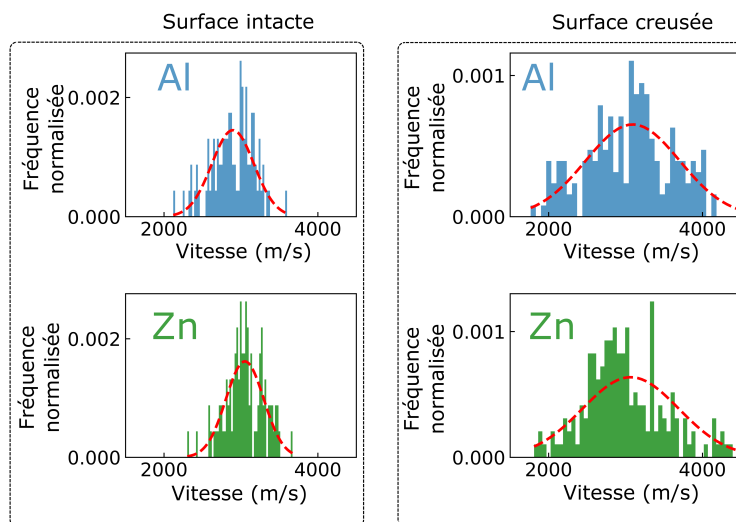


FIGURE 5.20 – Distributions de vitesses d'ondes de choc. La première colonne correspond à une succession d'ablations sur surface intacte et la seconde à une succession d'ablations sur une zone identique. Mesures pour l'aluminium (bleu) et le zinc (vert).

Afin d'utiliser le potentiel de cette technique pour le suivi en "temps-réel" d'ondes

de choc, nous avons modifié le dispositif dans le but d'observer le phénomène de réflexion d'ondes de choc contre une paroi métallique polie. Pour cela, un échantillon poli d'aluminium est percé et placé sur le chemin de l'impulsion d'ablation de manière à ce que celle-ci passe à travers le trou de 1 *mm* de diamètre. Cet échantillon se trouve de l'autre côté de la nappe spectrale et sert à réfléchir l'onde comme représenté sur la Figure 5.21. L'enregistrement de la Figure 5.21 sur une durée de 2.5 μs permet ainsi d'observer cette réflexion. Par soucis de lisibilité de la figure, la représentation est inversée par rapport aux cas précédents. On observe bien l'inversion de la pente autour de 0.25 μs , correspondant au changement de direction de l'onde le long de la nappe spectrale. Le fait que l'onde réfléchi semble plus épaisse que l'onde incidente est dû à son ralentissement suite au contact avec la paroi. En effet, elle semble temporellement plus large mais garde la même largeur spatiale. En utilisant cette représentation, une onde rapide aura une forte pente et sera temporellement fine, tandis qu'une onde plus lente aura une pente plus faible et sera plus large temporellement. Notre technique offre donc la possibilité de suivre potentiellement la "vie" d'une onde de choc sur plusieurs dizaines de nanosecondes. Ce type de résultat présente un intérêt pour plusieurs applications comme l'étude des interactions entre ondes de choc et paroi [136]. En effet, il s'agit d'un sujet d'actualité dans la communauté scientifique, mais compte-tenu des échelles temporelles mises en jeu, à savoir des phénomènes brefs mais dont le suivi doit s'étendre sur des temps longs, la plupart des publications du domaine concernent des résultats issus de simulations numériques.

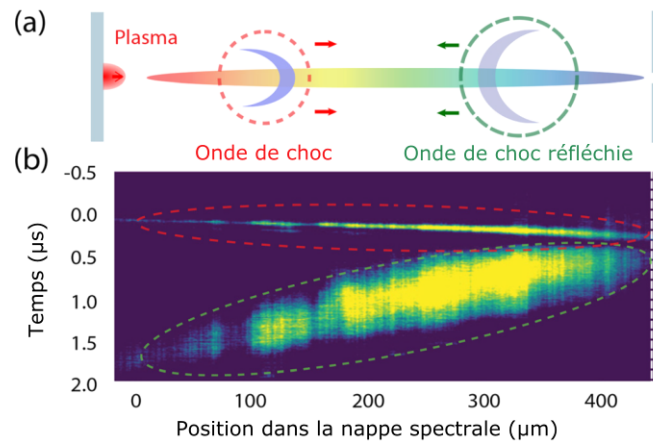


FIGURE 5.21 – Observation de la réflexion d'une onde de choc. (a) Schéma explicatif. L'impulsion d'ablation traverse l'échantillon trouvé pour percuter l'échantillon de l'autre côté de la nappe laser. (b) Observation du phénomène de réflexion de l'onde de choc.

La capacité de suivi de notre technique, combinée à une relativement bonne résolution temporelle, nous permet ainsi de suivre l'évolution complète du phénomène d'ablation laser, de la génération de l'onde de choc à l'éjection de débris de matériau. Certaines acquisitions présentent en effet des discontinuités autour de $5\mu s$ après le passage de l'onde de choc. Il s'agit du passage de débris métalliques éjectés lors du processus d'ablation (Figure 5.22).

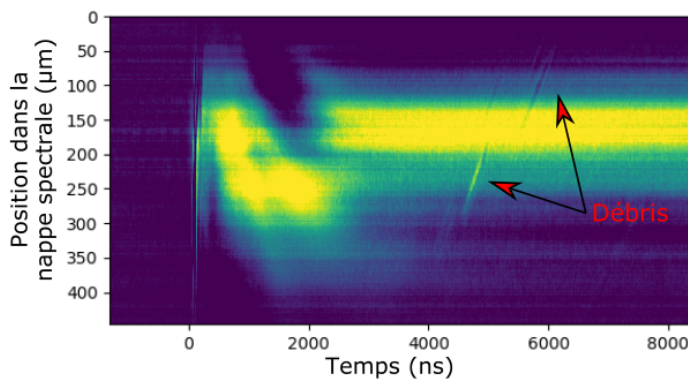


FIGURE 5.22 – Débris traversant la nappe spectrale autour de $5\mu s$ après le passage de l'onde de choc.

5.6 Conclusion et perspectives

Ce chapitre a tout d'abord permis de présenter les différentes techniques d'imagerie rapides actuellement utilisées et leurs limitations pour l'étude des ondes de choc. Nous avons pu voir que malgré sa capacité à n'imager que selon une dimension, l'imagerie par étirage temporel est un outil robuste pour le suivi d'ondes de choc. En effet, sa cadence d'imagerie est suffisamment élevée pour le suivi des ondes de choc, et sa capacité à suivre les ondes en continu sur plusieurs microsecondes facilite la synchronisation, et permet d'obtenir une information sur les phénomènes succédant à l'onde, à savoir l'onde de contact, le plasma, le nuage de vapeur et les éventuels débris. De plus, la simplicité du traitement des résultats est un véritable avantage de la technique. En effet, un algorithme (Annexe B) superposant chaque colonne de données suffit à pouvoir déterminer les vitesses instantanées d'ondes de choc, contrairement à l'imagerie CUP nécessitant un algorithme d'acquisition compressée plus complexe. L'ombroscopie, quant à elle, ne permet pas la détermination de vitesses instantanées car les dispositifs d'imagerie ombroscopiques utilisés ne permettent pas le suivi d'une unique onde de choc. L'imagerie de la propagation se fait donc par superposition de plusieurs ondes successivement générées, ce qui supprime la caractéristique instantanée de la mesure. L'imagerie STAMP permet le suivi d'ondes de choc, mais pas de manière continue, ce qui rend nécessaire une synchronisation précise et un traitement plus complexe pour chaque acquisition, dans laquelle l'image doit être découpée puis traitée pour obtenir une vitesse. De plus, un avantage majeur de la technique par rapport aux techniques présentées précédemment et dans le tableau 5.1 est sa capacité à réaliser des études statistiques rapidement. En effet, les acquisitions et traitements étant rapides, il est aisé de réaliser une étude sur une centaine d'événements comme présenté dans la partie précédente. C'est d'ailleurs pourquoi l'imagerie par étirement temporel rencontre un certain succès dans le domaine de l'imagerie biologique, où elle est couplée à un algorithme d'apprentissage pour le traitement de milliers de cellules, et la détection de cellules malades (cancer). Il serait d'ailleurs prometteur de coupler la technique avec un algorithme de détection de pente (de type transformée de Hough par exemple) qui permettrait alors la détection automatique de vitesses instantanées, facilitant encore la mesure. Le suivi d'ondes de choc et l'interaction entre celles-ci permettrait d'obtenir des informations importantes pour venir alimenter les modèles numériques [137], et permettre ainsi d'affiner les

résultats obtenus par simulation numériques sur la dynamique des ondes de choc. De plus, les études menées au CORIA [136] sur la modélisation d'écoulements supersoniques pourraient ainsi bénéficier des informations obtenues par imagerie par étirage temporel. Ces résultats valident donc le fort potentiel de la technique et ouvrent maintenant la voie à des études approfondies avec des spécialistes.

TABLE 5.1 – *Comparaison des principales techniques d'imagerie rapides.*

	Cadence d'imagerie	Acquisition continue	Traitement des données
Ombroscopie	1 Mfps	Non	Long
CUP	100 Gfps	Non	Complexe [131]
STAMP	1 Tfps	Non	Long [130]
Étirage temporel	80MHz	Oui	Rapide

PHOTOGRAPHIE PAR CARTOGRAPHIE TEMPORELLE

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que l'imagerie par étirage temporel permet le suivi de phénomènes rapides telles que les ondes de choc sur des durées de l'ordre de dizaine de microsecondes. Chaque image étant encodée dans une impulsion laser, la cadence de l'imagerie par étirage temporel est intrinsèquement limitée par la fréquence du laser, et ne peut pas dépasser la centaine de MHz sans modifications plus complexes de la technique. En effet, l'augmentation de la cadence résulterait en un recouvrement temporel des impulsions entre-elles, et donc une perte de l'information encodée dans chacune des impulsions. De plus, l'acquisition est réalisée sur une nappe spectrale en une dimension fixe à travers laquelle l'objet étudié passe. L'image obtenue ne correspond donc pas à une photographie instantanée mais plutôt à l'état de la nappe à chaque instant.

La technique d'imagerie par étirage temporel est donc appropriée au suivi d'objets à travers une nappe, mais ne donne pas une information 2D sur un phénomène à chaque instant. Pour obtenir des informations complémentaires à celles données par l'imagerie par étirage temporel, nous avons donc choisi, en parallèle, de développer un banc d'imagerie de type STAMP dont les principes de fonctionnement ont été introduits au chapitre précédent. Ce dernier chapitre tient lieu de perspective à ce travail de thèse, avec comme objectif à moyen terme le couplage de l'imagerie par étirage temporel avec cette technique de photographie par cartographie temporelle. Toutefois, le développement de

cette technique n'a concerné qu'une infime partie du temps de travail de cette thèse, et les travaux sont toujours en cours.

La photographie haute-cadence présente un intérêt pour l'étude de phénomènes physiques rapides, par exemple en photochimie [3, 4], photonique [138, 139], fluïdique [140, 141] ou encore en physique des plasmas [2]. Les méthodes de type pompe-sonde permettent d'observer des phénomènes physiques avec d'excellentes résolutions temporelles [2–4, 138], mais nécessitent plusieurs acquisitions successives pour reconstruire une image et ne permettent donc pas l'imagerie d'événements non-répétitifs.

C'est pour répondre à ce besoin que la photographie par cartographie temporelle (STAMP) a été développée et a permis l'observation de plasma ainsi que d'ondes vibrationnelles dans des cristaux [142], avec une cadence d'imagerie correspondant à une séparation temporelle entre deux images de 190 fs (Chapitre 5). Cette technique étant peu souple sur l'augmentation du nombre d'images par acquisition (6 images, [142]), une seconde architecture appelée photographie par cartographie temporelle utilisant le filtrage spectral (SF-STAMP) a permis l'obtention de séries de 25 images. Ainsi, la transition de phase cristalline-amorphe d'un échantillon a pu être observée avec un écart temporel de 133 fs entre chaque image [143].

Dans ce chapitre, nous allons décrire et déterminer les limitations de l'imagerie STAMP ainsi que de son amélioration SF-STAMP, puis présenter le dispositif expérimental d'imagerie SF-STAMP mis en place au laboratoire CORIA. Enfin, les premiers résultats expérimentaux obtenus avec la technique et les perspectives envisagées seront présentés.

6.1 Principe de la photographie par cartographie temporelle

La photographie par cartographie temporelle consiste à séparer une impulsion ultra-courte en plusieurs sous-impulsions qui vont venir illuminer successivement l'objet à imager, avec un délai pouvant atteindre jusqu'à quelques femtosecondes entre chacune de ces impulsions. Les impulsions sont ensuite séparées spatialement pour se diriger chacune sur une zone différente d'un capteur photographique, permettant ainsi d'obtenir un nombre d'images correspondant au nombre de sous-impulsions lors d'une acquisition de la caméra CCD.

La Figure 6.1 présente les différents éléments composant un dispositif STAMP. Les impulsions issues de la source laser sont d'abord soumises à une dispersion chroma-

6.1. PRINCIPE DE LA PHOTOGRAPHIE PAR CARTOGRAPHIE TEMPORELLE

tique, permettant ainsi de localiser les composantes spectrales dans le profil temporel de l'impulsion. On rappelle que pour un milieu possédant une dispersion normale, les composantes spectrales de basses fréquences se propagent plus rapidement que les hautes fréquences. On observe donc en sortie d'un milieu de dispersion normale une impulsion dont les basses fréquences sont présentes en tête de l'impulsion et les hautes fréquences en queue de celle-ci. Cette dispersion peut être obtenue à travers un barreau de verre, une paire de prismes ou en propageant les impulsions dans une fibre optique, en fonction de la dérive en fréquence souhaitée.

Les impulsions dispersées sont ensuite dirigées vers un premier réseau de diffraction qui va séparer spatialement les composantes spectrales. La nappe spectrale ainsi obtenue est ensuite orientée vers un modulateur spatial de lumière qui va séparer le continuum spectral en 6 sous-impulsions de longueur d'onde différentes. Les composantes spectrales sont ensuite recombinaées par un réseau de diffraction. Les 6 sous-impulsions précédemment créées vont ensuite venir illuminer l'objet successivement, chacune de ces sous-impulsions correspondant à une image. Enfin, la séparation spatiale des sous-impulsions encodées par l'objet est réalisée en combinant un réseau de diffraction avec un réseau de périscopes de chemins optiques différents. Ainsi, chacune des impulsions est déviée différemment par le réseau de diffraction, et est orientée vers un périscope de longueur différente. On obtient finalement les 6 sous-impulsions alignées verticalement, qui vont se diriger vers le capteur CCD. Chacune des sous-impulsion va donc rencontrer le capteur CCD à une position différente, permettant ainsi d'observer un nombre d'images correspondant au nombre de sous-impulsions lors d'une acquisition du capteur CCD. Les sous-impulsions étant capturées lors d'une acquisition du capteur CCD, celui-ci n'a donc pas besoin d'être rapide, mais doit en revanche être suffisamment sensible pour permettre une imagerie à faible illumination, réduisant ainsi les risques d'endommagement ou d'effets thermiques dans le montage et sur l'objet étudié.

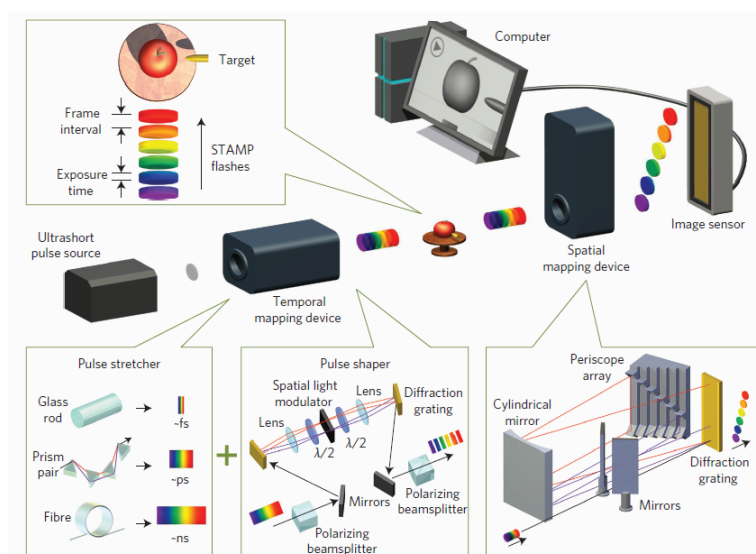


FIGURE 6.1 – Schéma de principe d'un dispositif STAMP. Figure issue de [142]

La cadence d'imagerie du STAMP est donc ajustable en changeant la dispersion effective du milieu dispersif. Si le milieu est peu dispersif, les composantes spectrales seront peu séparées temporellement, conduisant à une fréquence d'imagerie élevée. À l'inverse, l'utilisation d'un milieu plus dispersif élargira plus les impulsions et chacune des sous-impulsions sera donc plus éloignée temporellement de sa voisine. La cadence d'imagerie sera donc plus faible. En ajustant la dispersion appliquée à l'impulsion, il est ainsi possible d'obtenir un délai de 15.5 ps entre chaque sous-impulsion dans le cas de cette publication [130], ce qui a permis d'imager l'expansion d'un plasma induit par ablation femtoseconde (Figure 6.2) ou encore l'imagerie de transition de phase dans un échantillon de $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, un verre de chalcogénure dont le changement de phase se déroule sur quelques picosecondes [144].

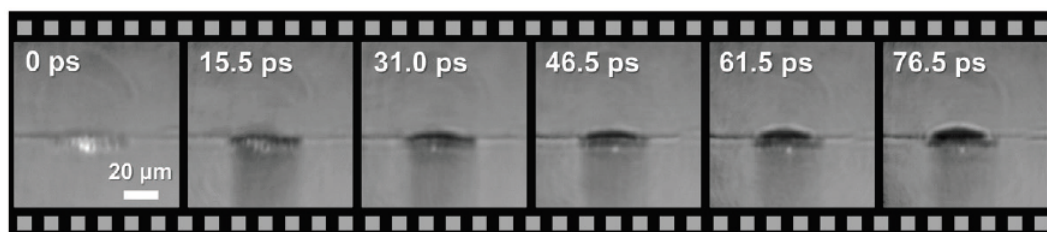


FIGURE 6.2 – Suivi de la génération du plasma induit par impulsion femtoseconde en imagerie STAMP [130]

6.2 Photographie par cartographie temporelle avec filtrage spectral

La Photographie par cartographie temporelle présente néanmoins une certaine complexité : on utilise en effet un modulateur spatial de lumière puis un réseau de périscopes "custom". L'utilisation de ces composants rend le montage relativement onéreux. Afin de rendre ce principe facilement exploitable en conditions réelles, une variante de la technique consiste à réaliser la séparation spectrale en utilisant un élément diffractif suivi d'un filtre spectral interférométrique. La Figure 6.3 présente le principe de fonctionnement de l'imagerie SF-STAMP (pour spectrally-filtered STAMP).

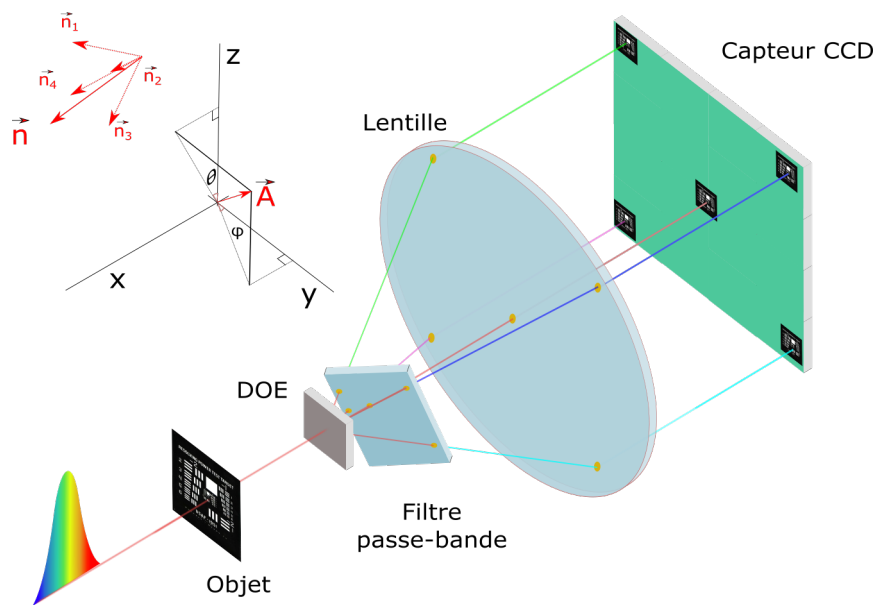


FIGURE 6.3 – Schéma de principe d'un dispositif SF-STAMP.

Dans ce cas, le "découpage" de l'impulsion en sous-impulsions n'est pas réalisé avant l'encodage comme en STAMP, mais après celui-ci. Comme dans le cas précédent, l'impulsion subit d'abord une dispersion chromatique à travers un barreau de verre par exemple. Ensuite, elle passe dans le plan objet où elle est encodée, puis se dirige vers un élément optique diffractif (DOE) qui a la propriété de séparer un faisceau incident en plusieurs sous-faisceaux ayant chacun un angle de sortie différent. Les faisceaux issus du DOE (5 dans le cas de la Figure 6.3) viennent ensuite rencontrer un filtre interférentiel passe-bande, qui pour une certaine orientation, filtrera chacun des faisceaux sur une bande spectrale différente. Ainsi, la séparation des composantes spectrales est réalisée

après l'encodage par l'objet, en combinant un DOE et un filtre interférentiel.

Les faisceaux filtrés sont ensuite collimatés en direction d'un capteur CCD, de sorte que chacun arrive sur une zone différente du capteur.

L'attrait principal du SF-STAMP comparé au STAMP est qu'il permet plus facilement d'augmenter le nombre d'images obtenues par acquisition. En effet, il suffit d'utiliser un DOE plus diffractif, par exemple séparant le faisceau incident en 25 faisceaux pour réaliser des séries de 25 images [143]. Dans le cas du STAMP, il faudrait ajouter un périscope par image supplémentaire, ce qui rendrait le montage compliqué à mettre en place.

Remarque : La combinaison d'un DOE et d'un filtre passe-bande interférentiel à d'abord été utilisée par une technique appelée *Striped-Fish*, réalisée par l'équipe de Rick Trebino et permettant la caractérisation spatio-temporelle du champ électrique d'une impulsion ultracourte par holographie [145].

6.3 Mise en place d'un banc de SF-STAMP

La Figure 6.4 représente le banc de mesure par SF-STAMP mis en place au CORIA. La source laser utilisée est un laser Ti :Sa amplifié délivrant des impulsions de 130 fs autour de 800 nm, avec une largeur spectrale de 10 nm et à une cadence de 1 KHz. L'énergie par impulsion est ajustable jusqu'à 3 mJ. La dérive en fréquence est appliquée au niveau de l'amplificateur à dérive de fréquence (CPA) en sortie d'oscillateur. Les impulsions traversent ensuite un télescope composé d'une lentille divergente et d'une lentille convergente permettant de réduire le diamètre du faisceau. Ce type de télescope a été préféré à l'utilisation d'un télescope composé de deux lentilles convergentes, pour éviter la création d'un point de forte intensité, susceptible d'ioniser l'air à forte puissance. Après cela, le faisceau traverse un barreau de verre permettant un élargissement du spectre optique des impulsions par effet Kerr. Le diamètre réduit du faisceau permet de favoriser cet effet non-linéaire dans le verre, et donc d'élargir plus efficacement le spectre optique. Les impulsions sont ensuite encodées par l'objet à imager, puis traversent le DOE et le filtre interférométrique, permettant ainsi d'obtenir une série de faisceaux de longueurs d'ondes différentes. Les faisceaux sont enfin collectés par une lentille convergente et dirigés vers le capteur CCD, où les images de l'objet sont enregistrées.

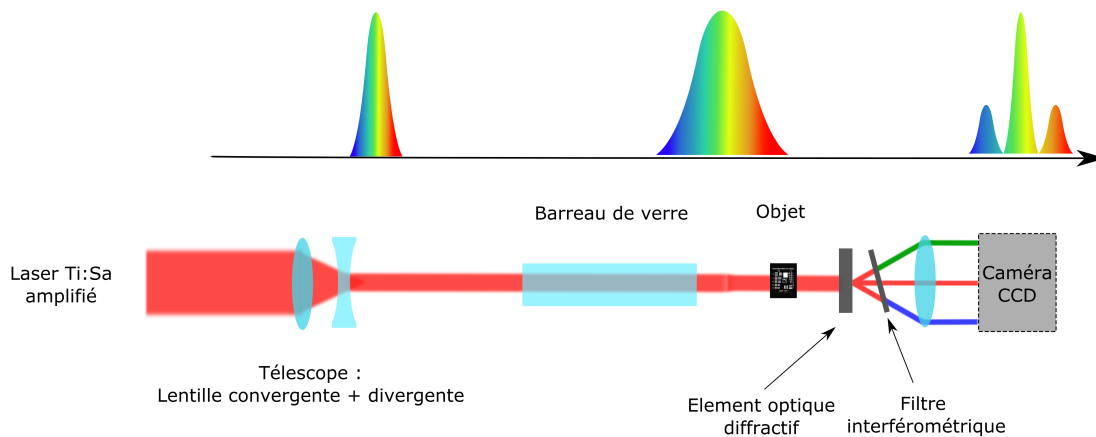


FIGURE 6.4 – Schéma du montage SF-STAMP.

Les sections suivantes sont dédiées à la description des trois paramètres principaux de l'expérience, à savoir la dérive en fréquence appliquée lors de l'amplification, l'élargissement spectral produit dans le barreau de verre et le filtrage spectral effectué par le filtre interférométrique. Leur maîtrise nous permettra par la suite d'en déduire la bande spectrale allouée à chaque image, et de déterminer la résolution temporelle du dispositif d'imagerie.

6.3.1 Ajustement de la dérive de fréquence

Le faisceau issu du laser Ti :Sa traverse l'amplificateur optique, dans lequel la dérive en fréquence nécessaire est ajustée. La Figure 6.5 présente le principe de l'amplification à dérive de fréquence (CPA).

L'impulsion de sortie du laser est d'abord étirée temporellement pour diminuer sa puissance crête. L'étirage des impulsions est réalisé en plaçant une paire de réseaux de diffraction sur le chemin du faisceau, puis un miroir leur permettant de parcourir le même chemin en sens inverse (b). De cette manière, les différentes composantes spectrales de l'impulsion auront parcouru un chemin optique différent, et il en résultera un étirage de l'impulsion. Ainsi, l'énergie des impulsions peut être augmentée plusieurs centaines de fois lors de l'amplification tout en limitant les non-linéarités. L'impulsion longue peut ensuite être compressée jusqu'à sa limite théorique dans l'étape de compression, atteignant ainsi une puissance crête élevée. Le principe de la compression est similaire à l'étirage, en s'assurant les composantes spectrales ayant parcouru un chemin optique

plus long lors de l'étirage rattrapent leur retard en parcourant un chemin plus court lors de la compression et inversement.

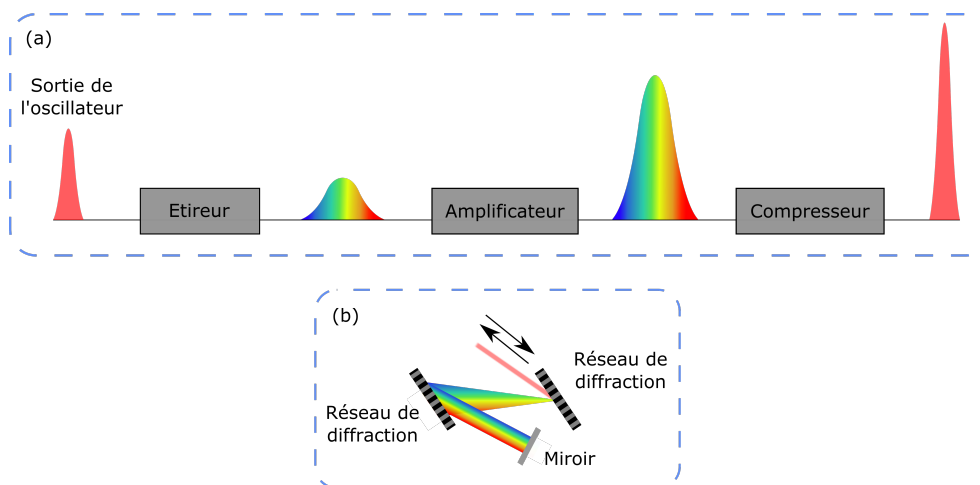


FIGURE 6.5 – (a) Principe de l'amplification CPA : l'impulsion est étirée, amplifiée puis compressée pour atteindre une puissance crête élevée. (b) Étirage ou compression d'impulsions : la différence de chemin optique parcouru par les différentes composantes spectrales est ajustable en changeant l'orientation des réseaux de diffraction.

6.3.2 Élargissement spectral

Chacune des images étant composée d'une bande spectrale différente, la largeur spectrale de l'impulsion initiale doit être augmentée pour lui permettre de comprendre chacune des bandes spectrales issues du filtre interférométrique. La simulation de l'élargissement du spectre optique dans le barreau de verre est réalisée en utilisant le logiciel FiberDesk [146], initialement prévu pour les simulations dans les fibres optiques.

6.3.3 Réglage du filtre interférométrique

Le filtre interférométrique passe-bande (Iridian ZX000167) possède une transmission spectrale différente selon l'angle d'incidence du faisceau [147] qui s'exprime par :

$$\lambda(\theta) = \lambda_0 \left(1 - \frac{\theta^2}{2n_{eff}^2} \right) \quad (6.1)$$

avec λ_0 la longueur d'onde centrale du filtre, n_{eff} l'indice de réfraction effectif et θ l'angle d'incidence du faisceau sur le filtre. La Figure 6.6 présente le cas du filtre

passé-bande interférométrique utilisé pour notre expérience, centré autour de 830 nm et possédant un indice de réfraction de 1.45 à cette longueur d'onde :

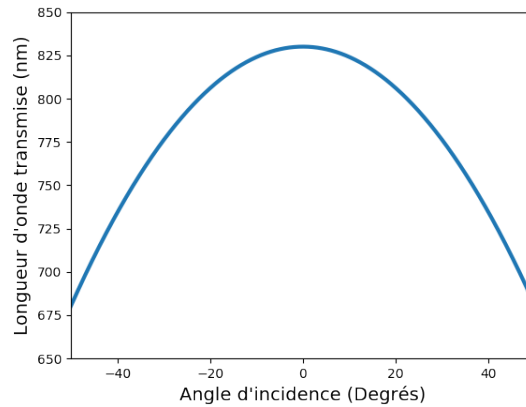


FIGURE 6.6 – Longueur d'onde transmise par un filtre passe-bande interférométrique centré à 830 nm en fonction de l'angle d'incidence du faisceau laser.

L'élément diffractif utilisé (DE 224 - Holoeye) sépare un faisceau incident en 5 faisceaux : 4 faisceaux diffractés divergents et un faisceau non-diffracté selon l'axe d'incidence. La séparation des faisceaux est présentée en Figure 6.7. On peut observer l'ordre 0 au centre et les faisceaux diffractés sur les côtés. En inclinant le filtre selon deux axes, il est alors possible de faire en sorte que chaque sous-faisceau produit par le DOE rencontre le filtre avec un angle différent et soit donc soumis à une transmission spectrale différente.

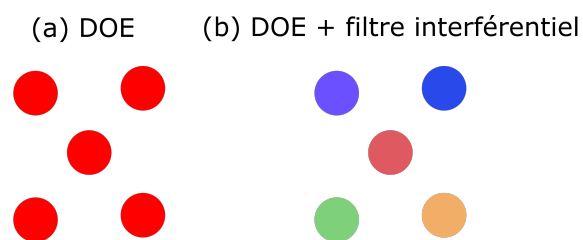


FIGURE 6.7 – (a) Profil spatial obtenu par le DOE. (b) Filtrage réalisé sur chacun des points par le filtre interférentiel. Chaque point est composé d'une bande spectrale différente.

De cette manière, en collectant le signal ayant traversé le DOE et le filtre spectral, on obtient 5 impulsions successives de bandes spectrales différentes (filtrage spectral)

et non simultanées (dérive en fréquence). La Figure 6.8 représente ces 5 impulsions temporellement et spectralement, ainsi que les grandeurs utilisées pour la caractérisation du système d'imagerie.

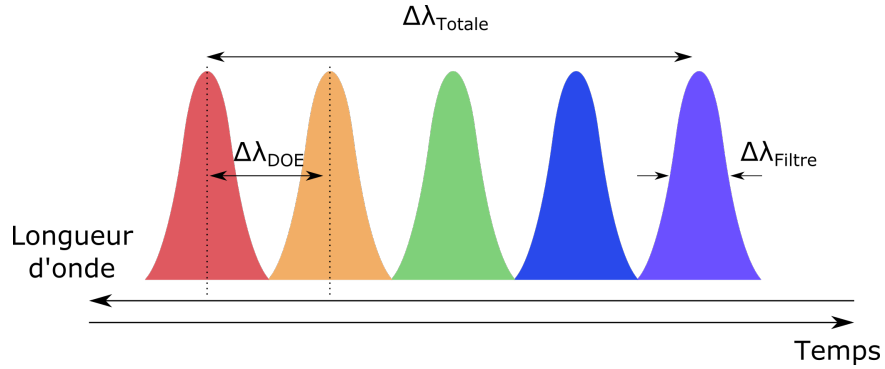


FIGURE 6.8 – Profils temporels et spectraux des 5 sous-impulsions.

Premièrement, la largeur spectrale totale $\Delta\lambda_{Totale}$ correspond à la partie du spectre optique des impulsions utilisée pour la mesure. Sa valeur est liée aux propriétés du DOE, c'est-à-dire à l'angle des faisceaux diffractés par rapport à l'axe optique et également à l'angle du filtre spectral. C'est la partie du spectre "acceptée" par le système d'imagerie. Pour permettre une transmission d'une bande spectrale différente pour chaque faisceau issu du DOE, le filtre interférentiel passe-bande doit être incliné selon deux axes orthogonaux, θ et γ (visibles sur la Figure 6.3). La Figure 6.9 présente cette configuration. On observe donc que la bande passante utilisée par le filtre est selon l'angle θ (xOy) :

$$\Delta\lambda_{Totale} = \lambda(\theta - \alpha) - \lambda(\theta + \alpha) \quad (6.2)$$

et selon γ (xOz) :

$$\Delta\lambda_{Totale} = \lambda(\phi - \alpha) - \lambda(\phi + \alpha) \quad (6.3)$$

Le DOE diffractant la lumière suivant le même angle par rapport à la normale pour chacun des sous-faisceaux, l'angle de diffraction α est identique dans les deux cas.

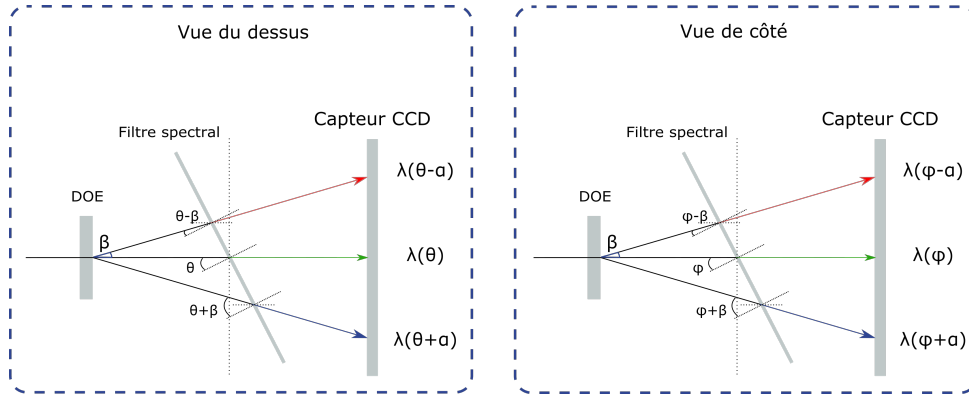


FIGURE 6.9 – Représentation du filtrage spectral effectué par le filtre interférentiel en vue de dessus et de côté.

$\Delta\lambda_{\text{Filtre}}$ correspond à la bande passante du filtre spectral, 2.2 nm dans notre cas. $\Delta\lambda_{\text{DOE}}$ correspond à l'écart spectral entre deux sous-impulsions, et est donc lié au nombre de sous-impulsions, donc de faisceaux créés par le DOE. Par exemple, pour une largeur spectrale totale de $\Delta\lambda_{\text{Totale}} = 20$ nm et un DOE séparant un faisceau en 5 sous-faisceaux, l'écart spectral entre chacune des impulsions correspondra à $\Delta\lambda_{\text{DOE}} = 20 / 4 = 5$ nm. La connaissance de ces grandeurs permet de simuler le passage du faisceau à travers le DOE et le filtre, et donc d'estimer la transmission spectrale correspondante. En se plaçant dans le repère (x,y,z) défini dans la Figure 6.3, il est possible de quantifier l'inclinaison du filtre spectral. Le faisceau incident sur le filtre est appelé \vec{n} , et est colinéaire à l'axe \vec{x} . La première rotation du filtre a lieu dans le plan (xOz) autour du point O et est quantifiée par l'angle θ . La seconde rotation du filtre d'angle ϕ a lieu dans le plan (xOy) autour de O. Les matrices de rotations correspondantes sont représentées par l'équation 6.4.

$$R_y(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad R_z(\phi) = \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (6.4)$$

L'application de ces deux rotations au vecteur $\vec{n} (n_x, n_y, n_z)$ permet d'obtenir le vecteur \vec{A} :

$$\vec{A} = R_z(\phi)R_y(\theta)\vec{n} \quad (6.5)$$

Le produit scalaire de \vec{n} par \vec{A} s'exprime :

$$\vec{n} \cdot \vec{A} = n \cdot A \cdot \cos(\vec{n}, \vec{A}) = n_x A_x + n_y A_y + n_z A_z \quad (6.6)$$

Donc en exprimant la norme des vecteurs :

$$\vec{n} \cdot \vec{A} = \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2} \cdot \sqrt{A_x^2 + A_y^2 + A_z^2} \cdot \cos(\vec{n}, \vec{A}) = n_x A_x + n_y A_y + n_z A_z \quad (6.7)$$

On obtient ainsi l'angle α entre \vec{n} et \vec{A} :

$$\alpha = \arccos\left(\frac{n_x A_x + n_y A_y + n_z A_z}{\sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2} \cdot \sqrt{A_x^2 + A_y^2 + A_z^2}}\right) \quad (6.8)$$

L'équation 6.8 permet donc d'obtenir l'angle entre le faisceau incident et la normale au plan délimité par le filtre après deux rotations, selon θ et ϕ . Il est également nécessaire de prendre en compte les 4 faisceaux diffractés par le DOE, qui auront un angle d'incidence différent sur le filtre, et donc une transmission spectrale différente. Ces 4 vecteurs sont notés $\vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3, \vec{n}_4$, et sont à un angle β du faisceau incident \vec{n} . Ils sont exprimés par les deux matrices de rotations précédentes de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \vec{n}_1 &= R_z(+\beta)R_y(+\beta)\vec{n} \\ \vec{n}_2 &= R_z(-\beta)R_y(-\beta)\vec{n} \\ \vec{n}_3 &= R_z(+\beta)R_y(-\beta)\vec{n} \\ \vec{n}_4 &= R_z(-\beta)R_y(+\beta)\vec{n} \end{aligned} \quad (6.9)$$

Comme pour le vecteur \vec{A} , on peut calculer $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ qui sont les angles entre la normale au filtre incliné et les faisceaux diffractés. En utilisant la loi de transmission spectrale angulaire (Équation 6.1), et en intégrant la transmission spectrale obtenue dans une fonction Gaussienne correspondant à la fenêtre de transmission du filtre, on peut connaître la bande spectrale transmise par le filtre pour chacun des faisceaux :

$$I(\lambda) = \exp\left(\frac{-4\ln(2)(\lambda - \lambda(\alpha))^2}{w^2}\right) \quad (6.10)$$

avec I l'intensité normalisée transmise par le filtre et w la largeur à mi-hauteur de la bande-passante du filtre.

Le calcul de I, I_1, I_2, I_3, I_4 permet d'observer la transmission spectrale du filtre en fonction de son inclinaison selon θ et ϕ . Deux cas sont présentés en Figure 6.10, dans lesquels la courbe bleue représente le faisceau non diffracté. Cette simulation permet d'observer en (a) qu'il est possible d'obtenir 5 faisceaux spectralement séparés, mais sur

une bande spectrale relativement large, de l'ordre de 40 nm. Pour un premier essai avec une bande spectrale disponible plus fine, le filtre est orienté de façon à ce que seulement trois faisceaux soient dans un intervalle de 10 nm (b).

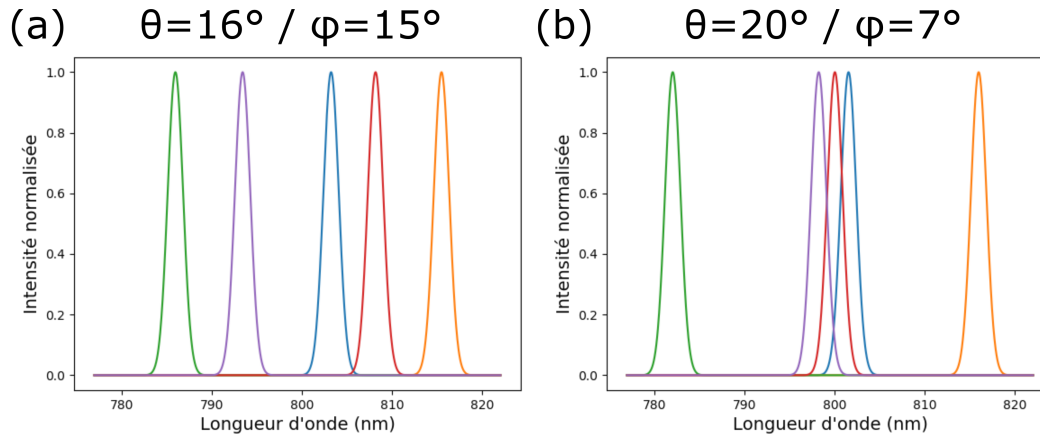


FIGURE 6.10 – Transmission spectrale du filtre interférométrique. (a) 5 faisceaux séparés sur une bande spectrale d'environ 40 nm. (b) Configuration pour une bande spectrale disponible plus faible, où trois faisceaux sont répartis sur 10 nm.

6.4 Résolutions

Trois grandeurs permettent de caractériser les performances temporelles du système d'imagerie : la fenêtre temporelle qui correspond à la durée pendant laquelle les sous-impulsions traversent l'objet, le temps d'exposition et l'intervalle temporel entre chaque impulsion. Ces trois grandeurs sont liées à la dérive en fréquence appliquée dans l'amplificateur du laser. En effet, c'est le retard entre chacune des composantes spectrales qui permet d'obtenir une information sur la cadence d'imagerie.

La fenêtre temporelle de l'acquisition est directement liée à la largeur spectrale totale définie précédemment, multipliée par le terme de dispersion imposé en sortie d'amplification. Elle s'exprime :

$$\Delta T = D.z.\Delta\lambda_{Total} \quad (6.11)$$

avec D la dispersion appliquée, et z la longueur du milieu dispersif.

L'intervalle temporel entre deux sous-impulsions est de même lié à l'écart spectral entre deux impulsions ainsi qu'à la dispersion appliquée après l'amplificateur :

$$\Delta t = D.z.\Delta\lambda_{DOE} \quad (6.12)$$

La durée d'exposition correspond à la durée d'une sous-impulsion et s'exprime [142] :

$$\tau = \sqrt{\left(\frac{2\lambda_0^2 \ln 2}{\pi c \Delta \lambda_{BPF}}\right)^2 + (D.z.\Delta \lambda_{BPF})^2} \quad (6.13)$$

En considérant que les sous-impulsions sont de forme Gaussienne. λ_0 correspond à la longueur d'onde centrale de l'impulsion initiale, c à la vitesse de la lumière dans le vide. La résolution spatiale correspond à la résolution du capteur photographique utilisé. La caméra utilisée dans cette expérience possède un capteur CCD de 15.15 mm^2 de surface active, composé de 2048×2048 pixels mesurant chacun $7.4 \mu\text{m}^2$.

6.5 Résultats expérimentaux

La première étape de la mise en place du dispositif expérimental a consisté à observer le spectre optique de la source laser, puis à placer un barreau de verre (SF11) sur le chemin optique dans le but d'obtenir un élargissement spectral suffisant pour que les 5 sous-impulsions se situent chacune dans une bande spectrale différente. La Figure 6.11 présente en bleu le spectre optique de la source laser, en orange le spectre obtenu par élargissement spectral dans le barreau de verre. Ainsi, on observe un élargissement du spectre, allant de 10 nm de largeur spectrale initiale à 16 nm après le barreau de verre.

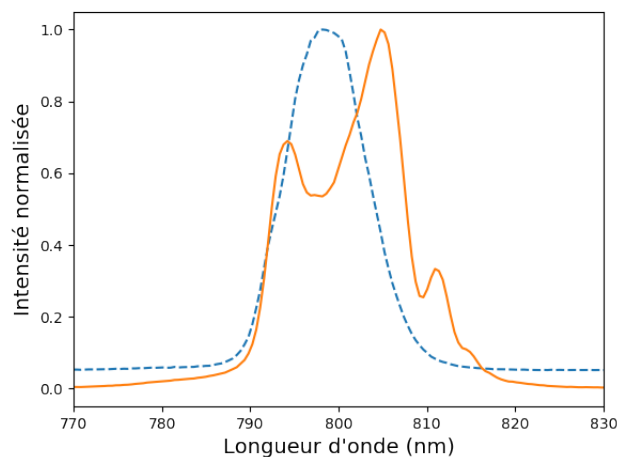


FIGURE 6.11 – Élargissement spectral obtenu à travers le barreau de verre. Bleu : spectre du laser. Orange : spectre élargi.

Une fois l'élargissement spectral obtenu, nous avons placé l'élément diffractif puis le filtre interférométrique, permettant ainsi la séparation du faisceau issu du laser en 5 répliques, puis le filtrage spectral de ces répliques. Les sous-faisceaux sont ensuite collimatés par une lentille convergente puis projetés sur un analyseur de spectre optique à fibre. La Figure 6.12 permet d'observer les 5 sous faisceaux obtenus.

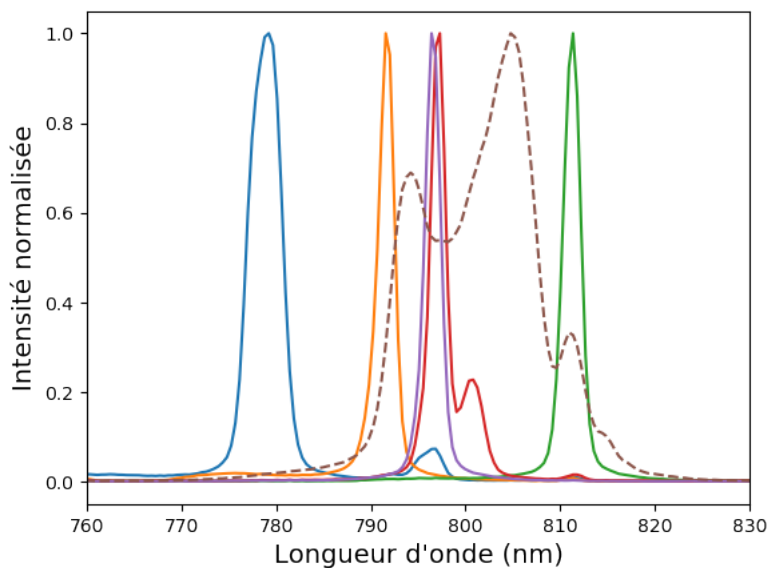


FIGURE 6.12 – Sous-faisceaux obtenus par la combinaison de l'élément diffractif et du filtre interférométrique. En pointillés : spectre élargi de la source laser.

On observe que le faisceau bleu est hors de la bande spectrale de la source laser (en pointillés) avec une intensité significative. Son intensité est en réalité très faible et il apparaît sur ce graphe car celle-ci est normalisée. Pour un premier essai avec le matériel disponible, nous avons décidé de ne conserver que trois sous-faisceaux filtrés. En effet, suivant la meilleure configuration obtenue visible en Figure 6.12, l'intensité du faisceau bleu n'est pas suffisante pour une utilisation en imagerie, et celle du faisceau vert demeure trop faible malgré le fait que celui-ci soit inclus dans la bande spectrale de la source. Les trois autres faisceaux se trouvent bien dans la bande spectrale du laser et possèdent une intensité suffisante pour être visibles sur une caméra. Cependant, on remarque que les faisceaux rouge et violet se chevauchent spectralement. Cela signifie que lors de l'application d'une dispersion aux impulsions, ces deux faisceaux ne seront

pas séparés temporellement et correspondront donc à deux images de la scène au même instant. Ce problème de séparation spectrale pourrait certainement être résolu en utilisant un filtre spectral de bande-passante plus faible.

Un capteur CCD a ensuite été utilisé pour collecter les 5 sous-impulsions. Une mire est placée sur le chemin du faisceau avant l'élément diffractif pour encoder les impulsions. La Figure 6.13 présente l'image obtenue sans filtrage spectral des 5 sous-impulsions. On remarque que les 4 répliques périphériques sont bien discernables tandis que le mode central est peu visible. Cependant, après un traitement numérique simple (rehaussement d'histogramme), on remarque que le mode central permet également la restitution d'une image de la mire.

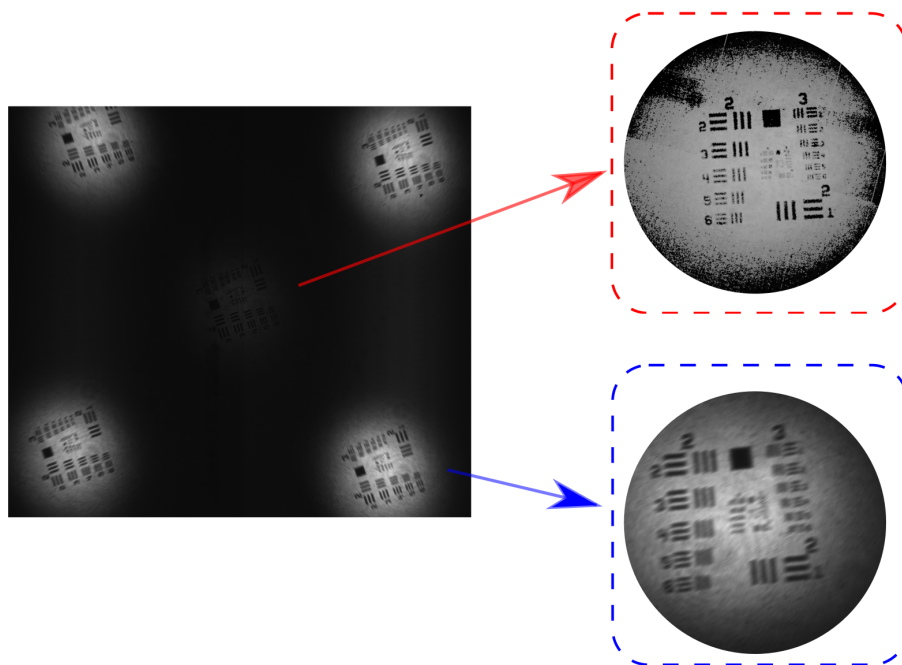


FIGURE 6.13 – Acquisition comprenant les 5 images de la mire obtenue sans filtrage spectral. Un traitement numérique permet l'observation de l'image centrale.

Le filtre interférométrique est ensuite placé après l'élément diffractif. On observe alors bien en Figure 6.14 trois images, correspondant aux trois sous-faisceaux centraux du spectre optique visible en Figure 6.12 (orange, violet et rouge). Les images extérieures sont correctement résolues, et l'image centrale également après un rehaussement d'histogramme.

La mire calibrée est une mire 1951 USAF et chaque trait de la seconde ligne, seconde colonne (en haut à gauche de chaque image) possède une largeur de $111 \mu\text{m}$. Les traits les plus fins de la colonne 3 sont également discernables, signifiant que la résolution du capteur est inférieure à $35 \mu\text{m}$.

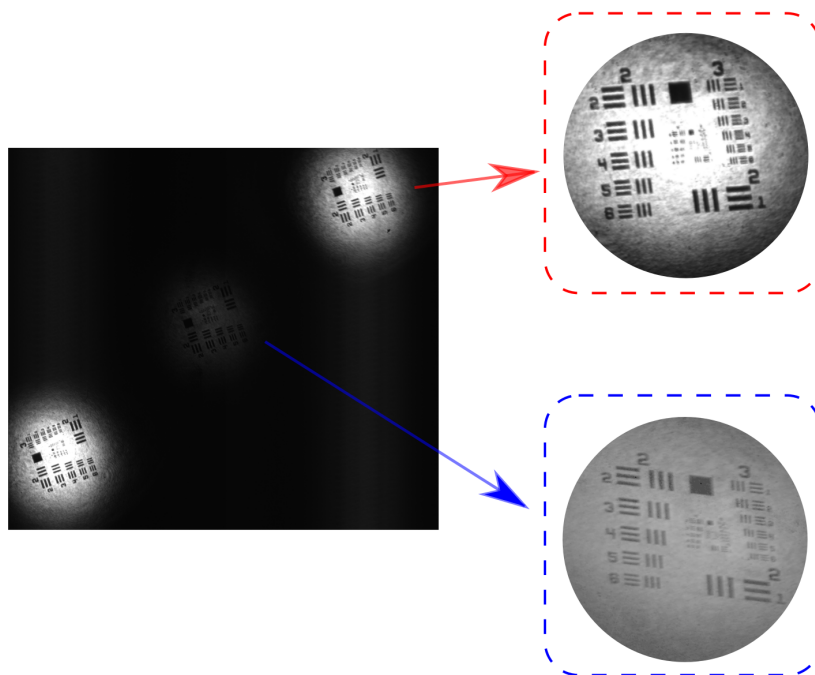


FIGURE 6.14 – Acquisition comprenant les 3 images de la mire après filtrage spectral. Un traitement numérique permet l’observation de l’image centrale.

6.6 Conclusion et perspectives

Ce chapitre contient les premiers résultats obtenus concernant la mise en place d’une technique d’imagerie par cartographie temporelle utilisant le filtrage spectral. Cette technique permet d’atteindre une cadence d’imagerie très élevée et présente donc un intérêt pour l’imagerie de phénomènes ultracourts. En effet, des cadences correspondant à des durées de 15.5 ps entre chaque image ont été obtenues dans la littérature. L’imagerie par cartographie temporelle consiste à appliquer une dispersion chromatique à une impulsion laser, puis à diriger cette impulsion sur l’objet à imager. Suite à l’application de la dispersion, chaque composante spectrale de l’impulsion rencontre l’objet à un instant différent. Ensuite, l’impulsion est séparée en plusieurs répliques avec un élément

diffRACTIF et ces répliques sont filtrées spectralement par un filtre interférentiel. Pour une orientation particulière selon deux axes du filtre interférentiel, chacune des répliques produite par l'élément diffractif est alors composée d'une bande spectrale différente. Ces répliques sont ensuite collimatées par une lentille convergente en direction d'un capteur CCD. Chacune de ces images est alors visible sur le capteur CCD, et correspond à une image de l'objet à un instant légèrement différent.

La première étape de ce travail a consisté à simuler numériquement le comportement du filtre interférentiel en fonction de l'orientation des faisceaux incidents. L'étude s'est focalisée sur l'utilisation d'un seul élément diffractif, séparant le faisceau incident en cinq répliques. Ensuite, le spectre de la source laser a pu être élargi à travers un barreau de verre pour permettre au filtre interférentiel de bien séparer spectralement chacune des sous-répliques. Une première série d'images a été obtenue sans filtrage interférentiel pour s'assurer de la capacité du dispositif à afficher 5 images sur le capteur CCD. Les cinq répliques étant bien discernables, nous avons ensuite mis en place le filtre interférentiel et pu obtenir trois images. Cependant, deux de ces images se chevauchent spectralement, et le dispositif doit être amélioré pour permettre une bonne séparation des pics spectraux. Pour cela, un filtre interférentiel de bande spectrale plus fine pourrait être utilisé. L'application de la dispersion chromatique est également en cours de réalisation. En effet, la dispersion est appliquée au niveau de l'étage d'amplification du laser et doit être quantifiée, par exemple en utilisant une technique de type FROG (Frequency-resolved optical gating) permettant d'obtenir la phase spectrale de notre impulsion et donc la répartition temporelle du contenu spectral de l'impulsion. Une fois la technique fonctionnelle, un élément diffractif différent pourra alors être utilisé pour séparer le faisceau en plus de répliques, et donc permettre de réaliser plus d'images par acquisition.

L'utilisation de ce type de dispositif capable d'imager en deux dimensions à cadence élevée présente un intérêt pour de nombreuses applications au laboratoire CORIA, notamment pour l'étude de phénomènes ultra-rapides comme la cavitation ou encore la rupture de ligaments liquide en sortie d'injecteur.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Ces travaux de thèse ont pour thème central la métrologie optique ultrarapide et ont abordé ce sujet selon deux angles distincts mais complémentaires, tout d'abord avec l'étude dynamique de régimes particuliers rencontrés dans des sources laser fibrées, puis avec la mise en place d'une technique d'imagerie toute optique haute-cadence reposant sur l'outil de transformée de Fourier dispersive et dédiée au suivi de phénomènes ultra-rapides et non-répétitifs. Dans un premier temps, ces études ont ainsi permis l'observation de dynamiques totalement différentes dans des oscillateurs laser, allant de régimes extrêmes à des évolutions complètement contrôlées. La maîtrise des différents outils de mesure en temps réel nous a en effet, dans un deuxième temps, permis de répondre en partie à la problématique du suivi haute-cadence et sur de longues durées de phénomènes ultra-rapides. La réponse à cette problématique, centrale dans de nombreux domaines scientifiques et tout particulièrement dans celui des écoulements hautes vitesses, nous a ainsi permis de proposer des solutions originales, notamment pour le suivi d'ondes de choc.

Après un **premier chapitre** consacré à l'appréhension des différents phénomènes linéaires (dispersifs) et non-linéaires mis en jeu lors de la propagation d'une impulsion dans une fibre optique ainsi qu'à l'étude des bases de fonctionnement des oscillateurs laser, nous avons dans le **second chapitre**, choisi de nous intéresser à des dynamiques

particulières observée dans certains oscillateurs laser. En effet, nous nous sommes intéressés à deux sources laser mises en place au CORIA. La première source étudiée est un laser à fibre auto-déclenché en présence de diffusion Brillouin stimulée. Le but de l'expérience était de distinguer les situations dans lesquelles des évènements dits extrêmes apparaissent dans cette configuration. L'étude expérimentale a consisté en l'acquisition de traces temporelles sur plusieurs centaines de millisecondes, permettant ainsi l'acquisition de plus de 100 000 évènements et donc d'effectuer une étude statistique sur l'intensité des évènements. En faisant varier le paramètre de pompe de manière à dépasser le seuil de déclenchement de l'effet Brillouin, nous avons alors pu observer la présence d'évènements dits extrêmes et possédant une intensité importante. Ce cas de figure a pu être confirmé numériquement par la modélisation de cette cavité lors d'une collaboration avec le laboratoire LEQ d'Alger et le LPHIA à Angers. L'identification des cas favorisant l'apparition d'évènements extrêmes permet une compréhension plus profonde des dynamiques gouvernant ces phénomènes, et présente un intérêt pratique pour limiter la dégradation des systèmes optiques. La seconde source laser étudiée dans ce chapitre est un oscillateur laser ultrarapide fonctionnant en régime de dispersion normale et produisant des solitons dissipatifs. Ce régime dont la stabilisation est complexe à réaliser est déclenché par l'utilisation d'un absorbant saturable massif original et au processus de fabrication simplifié développé lors d'une collaboration par le laboratoire C2N de Saclay. Cette étude a consisté en la mise en place de la cavité laser pour l'obtention d'un régime stable, au contrôle des dynamiques dans la cavité (solitons dissipatifs) ainsi qu'à la caractérisation temporelle et spectrale de la source laser. Le régime obtenu a ensuite pu être confirmé numériquement par une modélisation de la cavité. Ce résultat a permis de proposer cette nouvelle structure d'absorbant saturable comme une alternative intéressante aux technologies onéreuses comme les multi-puits quantiques, largement utilisées pour la fabrication de sources ultrarapides.

Dans le **troisième chapitre**, nous avons décrit le principe de transformée de Fourier dispersive, véritable clé de voûte des techniques exploitées dans cette thèse. Ce phénomène permet d'observer le spectre optique d'un train d'impulsions de manière quasi-instantanée, et permet donc de contourner la limitation en fréquence d'acquisition des analyseurs de spectre optique. Le formalisme mathématique de la technique a ensuite été décrit, permettant ainsi de déterminer les limites en termes de résolution spectrale. La

TFD a ensuite pu être adaptée à une technique d'imagerie appelée « imagerie par étirage temporel ». La technique a donc été mise en place au CORIA, et a permis l'observation de phénomènes rapides à une cadence de 80 MHz. Pour cela, nous avons décrit le déroulement de l'étape de reconstruction d'images à partir du train d'impulsions observé à l'oscilloscope, pour ensuite présenter quelques acquisitions effectuées sur des jets liquides. Ce chapitre a donc permis une compréhension plus profonde du concept de transformée de Fourier dispersive, ainsi que des différents facteurs à prendre en compte lors du dimensionnement d'une expérience d'imagerie par étirage temporel¹. Les images enfin présentées témoignent de la puissance de la technique, et de son potentiel pour l'étude de jets au CORIA, par exemple l'imagerie d'écoulement diphasiques.

Le **quatrième chapitre** de cette thèse concerne l'application de la technique d'imagerie par étirage temporel au suivi d'ondes de choc générées par ablation laser, phénomène clé dans le cadre de nombreuses applications, et dont les vitesses typiques dépassent plusieurs km/s rendant alors les techniques standards inefficaces. En effet, en utilisant l'imagerie par ombroscopie, la vitesse élevée des ondes de choc ne permet d'effectuer qu'une mesure de position d'onde de choc par acquisition et ne permet donc pas de suivre une onde de choc unique tout au long de sa propagation. L'utilisation de l'imagerie par étirage temporel a ainsi permis de mesurer plusieurs vitesses instantanées lors du passage d'une onde de choc, mais également d'effectuer plusieurs études statistiques sur les distributions de vitesses d'ondes de choc suivant plusieurs paramètres. De par la capacité de la technique à imager à haute cadence sur des durées relativement longues (>100 μ s) tout en conservant une bonne résolution temporelle, nous avons pu suivre complètement la propagation de l'onde et par exemple observer le phénomène de réflexion d'une onde de choc sur une paroi métallique. Cette étude démontre la capacité de la technique à suivre des événements rapides (>10km/s) et la possibilité de suivre des ondes de choc témoigne de la sensibilité du dispositif. De plus, la simplicité du traitement numérique a permis de réaliser une étude statistique sur les vitesses d'ondes observées. Cette étude ouvre la voie à de nombreuses études sur la dynamique des ondes de choc pouvant être réalisées au CORIA, notamment l'étude les phénomènes d'interaction entre ondes de

1. Un article récemment publié dans la section « protocols » du journal Nature [148] recense les paramètres à prendre en compte lors de l'utilisation de ce type d'expérience, pour l'étude de particules se déplaçant dans un canal micro-fluidique

choc et/ou avec des parois.

Le **cinquième chapitre**, se voulant prospectif, contient une étude préliminaire sur l'imagerie dite de « photographie par cartographie temporelle », qui peut se placer comme complémentaire aux techniques précédentes. Une description de la technique a été faite, et des résultats encourageant ont pu être obtenus. Quelques images de mire avec et sans filtrage spectral ont été présentées, et la calibration de la dérive en fréquence à appliquer aux impulsions pour permettre d'imposer un retard entre les sous impulsions est en cours. L'intérêt de cette technique est sa capacité à imager à des cadences nettement supérieures à l'imagerie par étirage temporel, et en deux dimensions. Celle-ci serait donc adaptée à l'étude de phénomènes comme la cavitation, qui nécessite un suivi 2D.

Perspectives

Ce travail de thèse a permis l'introduction et le développement de nouvelles techniques d'imagerie ultrarapides en temps réel au CORIA, où l'étude des écoulements diphasiques pourrait directement bénéficier de leur utilisation.

Il est ainsi envisagé d'utiliser la technique d'imagerie par étirage temporel pour quantifier le phénomène de rupture de ligaments de liquide, en mesurant la vitesse d'éloignement des interfaces après la rupture dont les images préliminaires ont été présentés en Figure 4.24. Cette mesure peut être effectuée en orientant la nappe spectrale de manière verticale, permettant alors de mesurer cet écart avec une résolution micrométrique, combinée à une résolution temporelle de l'ordre de la dizaine de nanosecondes.

Un des avantages de la technique d'imagerie par étirage temporel est sa capacité à enregistrer pendant plusieurs centaines de microsecondes. L'implémentation de l'imagerie par étirage temporel en deux dimensions permettait alors de cartographier des jets ultrarapides sur de longues durées, tels ceux rencontrés en sortie d'injecteur automobile. La technique pourrait également fonctionner de manière interférométrique, permettant ainsi d'augmenter la résolution spatiale ainsi que d'obtenir une information sur la profondeur, par reconstruction de la phase. Il serait alors intéressant de réaliser ce type d'expérience à une longueur d'onde où l'eau présente une absorption plus faible, par exemple en doublant en fréquence le laser utilisé pour obtenir un signal autour de 780 nm.

L'imagerie par étirage temporel présente également un très fort potentiel pour prolonger

l'étude d'ondes de choc. En effet, la technique possède une forte sensibilité au passage des ondes de choc, et sa capacité à observer les interactions entre ondes de choc et paroi a été démontrée. Il serait donc intéressant d'observer le phénomène d'interaction entre ondes de choc, par exemple en générant deux ondes de directions opposées se croisant au niveau de la nappe spectrale. Une collaboration avec la communauté de la turbulence étudiant ce genre de phénomène permettrait alors de renseigner les modèles numériques en cours d'élaboration.

Enfin, la technique de photographie par cartographie temporelle présente également un fort potentiel d'application. Son utilisation permettrait également l'étude de jets, à des temps caractéristiques beaucoup plus courts, et un couplage avec l'imagerie par étirage temporel permettrait une analyse complète des phénomènes mis en jeu. Elle est donc particulièrement adaptée à l'étude de phénomènes rapides tel que la cavitation. L'utilisation d'un élément diffractif formant un nombre supérieur de points (un cas de 25 sous faisceaux a été démontré [144]) permettrait donc d'enregistrer 25 images avec un intervalle temporel entre les images allant de la centaine de femtosecondes à quelques picosecondes.



ANNEXE : MISE EN ÉQUATION DU MODÈLE NUMÉRIQUE (LASER ET EFFET BRILLOUIN)

Le modèle comporte trois équations principales et six équations de champ, les composantes aller et retour du laser, de l'onde Stokes et les ondes acoustiques. Le modèle normalisé s'écrit de la forme suivante :

$$\frac{\partial d_1}{\partial T} = p - a_1(d_1 + 1) - 2d_1(|e_p^+|^2 + |e_p^-|^2 + \beta(|e_s^+|^2 + |e_s^-|^2)) \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial d_2}{\partial T} = \gamma p - a_1(d_2 + 1) - 2d_2(|e_s^+|^2 + |e_s^-|^2 + \beta(|e_p^+|^2 + |e_p^-|^2)) \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial d_3}{\partial T} = -a_{as}(d_3 + b_1) - 2\Sigma d_3(|e_s^+|^2 + |e_s^-|^2 + |e_p^+|^2 + |e_p^-|^2) \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial e_a^\pm}{\partial T} = \alpha_a(e_p^\pm e_s^{\pm*} - e_a^\pm) \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial e_p^\pm}{\partial T} \pm \frac{\partial e_p^\pm}{\partial Z} = -g_c e_s^\mp e_a^\pm + \frac{1}{2}(A_c(d_1 + \beta d_2) + A_{as}d_3 - \alpha_c)e_p^\pm \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial e_s^\pm}{\partial T} \pm \frac{\partial e_s^\pm}{\partial Z} = g_c e_p^\mp e_a^{\mp*} + \frac{1}{2}(A_c(d_2 + \beta d_1) + A_{as}d_3 - \alpha_c)e_s^\pm \quad (\text{A.6})$$

Avec les conditions aux limites suivantes : ($R_1 > 99\%$, $R_2 = 4\%$) : $e_p^+(0, T) = \sqrt{R_1}e_p^-(0, T)$, $e_p^-(1, T) = \sqrt{R_2}e_p^+(1, T)$, $e_s^+(0, T) = \sqrt{R_1}e_s^-(0, T)$ et $e_s^-(1, T) = \sqrt{R_2}e_s^+(1, T)$, et : $\Sigma = \sigma_{as}/\sigma$, $a_1 = a_{as} = T_r/\tau$, $A_c = \tau d_0 L$, $A_{as} = \tau_{as} d_0 L$, $g_c = g_B L I_0 / 2$, $I_0 = \hbar \omega / \sigma T_r$, $\alpha_c = \alpha L$,

ANNEXE A. ANNEXE : MISE EN ÉQUATION DU MODÈLE NUMÉRIQUE (LASER ET EFFET BRILLOUIN)

$$\alpha_a = T_r \Gamma / 2, b_1 = d_0 t / d_0 = 0.5.$$

$g_B = 1.66 \times 10^{-11} \text{ m/W}$	Gain Brillouin
$g_c = 100$	Gain Brillouin normalisé
$\Gamma = 625 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$	Coefficient d'amortissement de l'onde acoustique
$\tau = \tau_{as} = 800 \mu\text{s}$	Temps de vie de l'inversion de population
$\sigma = 32 \times 10^{-25} \text{ m}^2$	Section efficace d'émission
$\sigma_{as} = 32 \times 10^{-25} \text{ m}^2$	Section efficace d'absorbant saturable
$\alpha = 0.0458 \text{ m}^{-1}$	Coefficient d'absorption
p	Paramètre de pompe considéré uniforme le long de la fibre
$r = p/p_{th}$	Puissance de pompe par rapport à la puissance de seuil laser
$\gamma = 0.7$	Dichroïsme dans le processus de pompage (Anisotropie laser)
$\beta = 0.5$	Paramètre de saturation croisée
R_1 and R_2	Coefficients de réflexion (Réseau de Bragg fibré et fibre clivée)

TABLE A.1 – Paramètres utilisés pour la simulation numérique.

$d_{1,2}$ correspondent aux inversions de population normalisées par la concentration d'ions actifs ($d_0 = 10^{24} \text{ m}^{-3}$), d_3 est l'inversion de population normalisée avec la concentration d'absorbant saturable $d_0 t$. e_p^\pm , e_s^\pm et e_a^\pm sont les amplitudes normalisées du laser, de l'onde Stokes, du champ acoustique, et l'exposant + et - correspond aux composantes aller et retour. Le temps $T = t/T_r$ est normalisé par le temps de voyage du photon le long de la fibre ($T_r = 48 \text{ ns}$) et la coordonnée longitudinale $Z = z/L$ est normalisée avec la longueur de fibre ($L = 10 \text{ m}$) qui est considérée comme correspondante à la longueur totale de la cavité, de manière à ce que la longueur de cavité normalisée soit de $l = 1$. Les autres paramètres utilisés dans cette simulation sont donnés dans le Tableau A.1. Le paramètre de saturation croisée représente la force du couplage entre les champs laser et Stokes à travers le milieu à gain. Le seuil laser peut être déterminé par l'expression suivante :

$$p_{th} = \frac{a_1}{1 + \beta \gamma} \left[1 + \beta + \frac{1}{A_c} \left(\alpha_c + A_{as} b_1 + \frac{1}{2l} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right) \right] \quad (\text{A.7})$$



ANNEXE : CODES NUMÉRIQUES (PYTHON)

```
"""
Created on Tue Jan 24 09:54:12 2017

@author: ph-hanzard
"""

#Code fonctionnant sous Jupyter notebook (Anaconda).
#Permet de découper une trace temporelle pour séparer chacune des impulsions
#Puis représentation en 2D - normalisée ou non

import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
import matplotlib
import math
import os
dirr = "E:\Thèse PH\Jupyter_Notebook\Data\2017-12-13\"
%matplotlib notebook

def samplemat(dims):
    """Retourne une matrice carrée de dimensions dims x dims"""
    aa = np.zeros(dims)
    return aa
```

ANNEXE B. ANNEXE : CODES NUMÉRIQUES (PYTHON)

```
def getdata(name,delimit,skipp,foot):
    """Fct de récupération du fichier de données"""
    data = np.genfromtxt(dirr+name,delimiter=delimit,skip_header=skipp,
skip_footer=foot,usecols = (0,1) )
    x = data[:,0]
    y = data[:,1]
    return x, y

#Fréquence du laser en MHz. Permet ensuite le découpage de la trace temporelle
Frequence = 7.9e6
Periode = 1./Frequence

#Appel de la fonction de récupération des données (nom fichier,delimit,
# nb de lignes du header à sauter, idem footer)
x,y = getdata("a00007.csv",',',0,0)

#Définition du span temporel du fichier pour découpage par
# le nombre de périodes -> nombre de colonnes
Span_T = x[-1] - x[0]
NbColonnes = math.floor(Span_T / Periode)
print('NbColonnes : ',NbColonnes)

#Le nombre de lignes correspond au nombre de points par période
NbLignes = math.floor(len(x) / NbColonnes)
print('NbLignes : ',NbLignes)

#Creation de la matrice
Matrice = samplemat((NbLignes,NbColonnes))

#Numéro de la ligne de référence pour normalisation
Ligne_ref = 1

#Coeff de correction de la pente, à définir manuellement
#Doit être positif pour éviter tout pb de "out of range" du tableau défini
Corr = 0
print('Corr doit être positif : ', Corr)

#Remplissage de la matrice - Choisir entre normalisée et non-normalisée
for i in range(int(NbColonnes)):
```

```

for j in range(int(NbLignes)):
    #Matrice non-normalisée
    Matrice[j,i] = y[j+(i*(int(NbLignes))) -round(i*Corr)]

    #Matrice normalisée par rapport à la ligne de ref
    Matrice[j,i] = 1.*y[j+(Ligne_ref*int(NbLignes)) -
round(Ligne_ref*Corr)] / y[j+(i*(int(NbLignes))) -round(i*Corr)]
    print (i,int(NbColonnes), end="\r")

#Seuillage - (Matrice,x_min,x_max)
Matrice = np.clip(Matrice,1.1,2.5)

#Options du plot
plt.xlabel('Position dans la nappe spectrale (µm)',fontsize=14)
plt.ylabel('Temps (µs)',fontsize=14)
plt.xticks(fontsize=14)
plt.yticks(fontsize=14)

#Tracé - k : nb de rotations de 90deg - extent : définition des bornes de chaque axe
plt.imshow(((np.rot90(Matrice,k=3))),aspect='auto',cmap=plt.cm.jet,extent=[-347,543,0,362])
plt.show()

```


LISTE DES PUBLICATIONS

- [1] 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. *Scientific Reports*, 7 :45868, 2017.
- [2] 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. *Technology Letters*, 1, 2017.
- [3] P-H. Hanzard, T. Godin, S. Idlahcen, C. Rozé, and A. Hideur. Real-time tracking of single shockwaves via amplified time-stretch imaging. *Applied Physics Letters*, 112(16) :161106, 2018.

LISTE DES CONFÉRENCES

- [1] P-H. Hanzard, M. Tang, L. Fang, A. Haboucha, I. Sagnes, C. Bachelet, T. Godin, J-L. Oudar, and A. Hideur. Laser à verrouillage de modes par absorbant saturable à semi-conducteur massif à fort contraste. In *Optique Bordeaux - SFO*, Juillet 2016.
- [2] R. Bechecker, M. Tang, P-H. Hanzard, A. Tyazhev, A. Mussot, A. Kudliński, A. Kellou, J-L. Oudar, T. Godin, and A. Hideur. Génération d'impulsions picosecondes haute énergie dans un oscillateur paramétrique optique à fibre accordable autour de $1.7 \mu\text{m}$. In *Optique Bordeaux - SFO*, Juillet 2016.
- [3] P-H. Hanzard, T. Godin, S. Idlahcen, C. Rozé, and A. Hideur. Imagerie par étirage temporel : application à la détection d'événements ultra-courts et non-répétitifs. In *Optique Toulouse - SFO*, Juillet 2018.
- [4] P-H. Hanzard, T. Godin, S. Idlahcen, C. Rozé, and A. Hideur. Imagerie toute-optique en temps réel pour l'étude de phénomènes ultra-courts. In *GDR ISIS et GDR ONDES - Journées Imagerie Optique Non Conventiionnelle*, 2018.
- [5] R. Bechecker, M. Tang, P-H. Hanzard, A. Tyazhev, A. Mussot, A. Kudliński, A. Kellou, J-L. Oudar, T. Godin, and A. Hideur. Oscillateur paramétrique optique à fibre délivrant des impulsions picosecondes de haute énergie autour de $1.7 \mu\text{m}$. In *4ème conférence Internationale sur l'Optique, la Photonique et leurs Applications (ICOPA-4), ICMCB-CNRS Pessac, Bordeaux (France)*. Optical Society of America, 5-7 décembre 2016.
- [6] D. Mallek, P-H. Hanzard, D. Boukhaoui, A. Kellou, H. Leblond, F. Sanchez, T. Godin, and A. Hideur. Influence of stimulated brillouin scattering on the dynamics of a self-pulsing fiber laser. In *CLEO Europe*. Optical Society of America, 2017.
- [7] P-H. Hanzard, M. Tang, L. Fang, A. Haboucha, I. Sagnes, C. Bachelet, T. Godin, J-L. Oudar, and A. Hideur. New generation of ingaas-based saturable absorbers for ultrafast fiber lasers. In *CLEO Europe*. Optical Society of America, 2017.
- [8] R. Bechecker, M. Tang, P-H. Hanzard, A. Tyazhev, A. Mussot, A. Kudliński, A. Kellou, J-L. Oudar, T. Godin, and A. Hideur. High-energy picosecond fiber optical parametric oscillator emitting in the biological window around $1.7 \mu\text{m}$. In *CLEO Europe*. Optical Society of America, 2017.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] B. Clegg. The man who stopped time : The illuminating story of eadward muybridge - pioneer photographer, father of the motion picture, murderer. 2007.
- [2] R. L. Kodama, P.A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, and N. Miyanaga. Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition. *Nature*, 412(6849) :798, 2001.
- [3] C. Y. Wong, R.M. Alvey, D. B. Turner, K. E. Wilk, D. A. Bryant, P. MG. Curmi, R. J. Silbey, and G. D. Scholes. Electronic coherence lineshapes reveal hidden excitonic correlations in photosynthetic light harvesting. *Nature chemistry*, 4(5) :396, 2012.
- [4] P. Hockett, C. Bisgaard, O. Clarkin, and A. Stolow. Time-resolved imaging of purely valence-electron dynamics during a chemical reaction. *Nature Physics*, 7(8) :612, 2011.
- [5] G. P. Agrawal. Nonlinear fiber optics. pages 195–211, 2000.
- [6] S. Coen, M. Haelterman, Ph. Emplit, L. Delage, LM Simohamed, and F. Reynaud. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15 :2283, 1998.
- [7] M. E. Marhic, N. Kagi, T-K. Chiang, and L. G. Kazovsky. Broadband fiber optical parametric amplifiers. *Opt. Lett.*, 21(8) :573–575, 1996.
- [8] P. Bayvel and I. P. Giles. Evaluation of performance parameters of single-mode all-fiber brillouin ring lasers. *Opt. Lett.*, 14(11) :581–583, 1989.
- [9] P. O. Hedekvis, M. Karlsson, and P. A. Andrekson. Fiber four-wave mixing demultiplexing with inherent parametric amplification. *J. Light. Tech.*, 15(11) :2051–2058, 1997.
- [10] A. H. Gnauck, R. M. Jopson, and R. M. Derosier. 10-gb/s 360-km transmission over dispersive fiber using midsystem spectral inversion. *IEEE Photonic. Tech. L.*, 5(6) :663–666, 1993.
- [11] GJ Milburn. G. j. milburn, m. d. levenson, r. m. shelby, s. h. perlmuter, r. g. devoe and d. f. walls. *J. Opt. Soc. Am. B*, 4 :1476, 1987.

BIBLIOGRAPHIE

- [12] S. J. Garth and C. Pask. Four-photon mixing and dispersion in single-mode fibers. *Opt. Lett.*, 11(6) :380–382, 1986.
- [13] N. Shibata, R. P. Braun, and R. P. Waarts. Crosstalk due to three-wave mixing process in a coherent single-mode transmission line. *Electronics Letters*, 22(12) :675–677, 1986.
- [14] R. W. Boyd. *Nonlinear optics*, 3rd, 2008.
- [15] J. P. Pocholle, J. Raffy, M. Papuchon, and E. Desurvire. Raman and four photon mixing amplification in single mode fibers. *Optical engineering*, 24(4) :244600, 1985.
- [16] K. Rottwitt, J. H. Povlsen, and A. Bjarklev. Long distance transmission through distributed erbium-doped fibers. *J. Light. Tech.*, 11(12) :2105–2115, 1993.
- [17] H. Suzuki, J-I. Kani, H. Masuda, N. Takachio, K. Iwatsuki, Y. Tada, and M. Sumida. 1-tb/s (100 x 10 gb/s) super-dense wdm transmission with 25-ghz channel spacing in the zero-dispersion region employing distributed raman amplification technology. *IEEE Photonic. Tech. L.*, 12(7) :903–905, 2000.
- [18] L. Fang. *Development of ultrafast saturable absorber mirrors for applications to ultrahigh speed optical signal processing and to ultrashort laser pulse generation at 1.55 μm* . PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2014.
- [19] G. Herink, B. Jalali, C. Ropers, and D. R. Solli. Resolving the build-up of femtosecond mode-locking with single-shot spectroscopy at 90 mhz frame rate. *Nat. Photon.*, 10(5) :321, 2016.
- [20] G. Herink, F. Kurtz, B. Jalali, D. R. Solli, and C. Ropers. Real-time spectral interferometry probes the internal dynamics of femtosecond soliton molecules. *Science*, 356(6333) :50–54, 2017.
- [21] J. Jang, M. Erkintalo, S. Murdoch, and S. Coen. Ultraweak long-range interactions of solitons observed over astronomical distances. *Nat. Photon.*, 7(8) :657, 2013.
- [22] P. Grelu and N. Akhmediev. Dissipative solitons for mode-locked lasers. *Nat. Photon.*, 6(2) :84, 2012.
- [23] B. Malomed, D. Mihalache, F. Wise, and L. Torner. Spatiotemporal optical solitons. *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, 7(5) :R53, 2005.
- [24] P. Ryczkowski, M. Närhi, C. Billet, J-M. Merolla, G. Genty, and J. M. Dudley. Real-time full-field characterization of transient dissipative soliton dynamics in a mode-locked laser. *Nat. Photon.*, 12(4) :221, 2018.
- [25] C. Kharif and E. Pelinovsky. Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 22(6) :603–634, 2003.

-
- [26] J. M. Dudley, F. Dias, M. Erkintalo, and G. Genty. Instabilities, breathers and rogue waves in optics. *Nat. Photon.*, 8(10) :755, 2014.
- [27] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali. Optical rogue waves. *Nature*, 450(7172) :1054, 2007.
- [28] B. Kibler, J. Fatome, C. Finot, G. Millot, G. Genty, B. Wetzel, N. Akhmediev, F. Dias, and J. M. Dudley. Observation of kuznetsov-ma soliton dynamics in optical fibre. *Scientific reports*, 2 :463, 2012.
- [29] E. A. Kuznetsov. Solitons in a parametrically unstable plasma. In *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, volume 236, pages 575–577, 1977.
- [30] N. N. Akhmediev and V. I. Korneev. Modulation instability and periodic solutions of the nonlinear schrödinger equation. *Theoretical and Mathematical Physics*, 69(2) :1089–1093, 1986.
- [31] J. M. Dudley, G. Genty, and B. J. Eggleton. Harnessing and control of optical rogue waves in supercontinuum generation. *Opt. Express.*, 16(6) :3644–3651, 2008.
- [32] D. R. Solli, C. Ropers, and B. Jalali. Active control of rogue waves for stimulated supercontinuum generation. *Physical review letters*, 101(23) :233902, 2008.
- [33] D. V. Churkin, O. A. Gorbunov, and S. V. Smirnov. Extreme value statistics in Raman fiber lasers. *Opt. Lett.*, 36 :3617–3619, 2011.
- [34] S. Randoux and P. Suret. Experimental evidence of extreme value statistics in Raman fiber lasers. *Opt. Lett.*, 37 :500–502, 2012.
- [35] A. F. J. Runge, C. Agueraray, N. G. R. Broderick, and M. Erkintalo. Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser. *Opt. Lett.*, 39 :319–322, 2014.
- [36] C. Bonatto, M. Feyereisen, S. Barland, M. Giudici, C. Masoller, J. R. R. Leite, and J. R. Tredicce. Deterministic optical rogue waves. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :053901, 2011.
- [37] M. W. Lee, F. Baladi, J.-R. Burie, M. A. Bettiati, A. Boudrioua, and A P. A. Fischer. Demonstration of optical rogue waves using a laser diode emitting at 980 nm and fiber Bragg grating. *Opt. Lett.*, 41 :4476–4479, 2016.
- [38] A. Zaviyalov, O. Egorov, R. Iliew, F. Lederer, J. R. R. Leite, and J. R. Tredicce. Rogue waves in mode-locked fiber lasers. *Phys. Rev. A*, 85 :013828, 2012.
- [39] C. Lecaplain, P. Grelu, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev. Dissipative rogue waves generated by chaotic pulse bunching in a mode-locked laser. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :233901, 2012.

BIBLIOGRAPHIE

- [40] J. M. Soto-Crespo, P. Grelu, and N. Akhmediev. Dissipative rogue waves : Extreme pulses generated by passively mode-locked lasers. *Phys. Rev. E*, 84 :016604, 2011.
- [41] Z. Liu, S. Zhang, and F. W. Wise. Rogue waves in a normal-dispersion fiber laser. *Opt. Lett.*, 40 :1366–1369, 2015.
- [42] M. G. Kovalsky, A. A. Hnilo, and J. R. Tredicce. Extreme events in the Ti :sapphire laser. *Opt. Lett.*, 36 :4449–4451, 2011.
- [43] J. Zamora-Munt, B. Garbin, S. Barland, M. Giudici, J. R. Rios Leite, C. Masoller, and J. R. Tredicce. Rogue waves in optically injected lasers : origin, predictability, and suppression. *Phys. Rev. A*, 87 :035802, 2013.
- [44] S. Perrone, R. Vilaseca, J. Zamora-Munt, and C. Masoller. Controlling the likelihood of rogue waves in an optically injected semiconductor laser via direct current modulation. *Phys. Rev. A*, 89 :033804, 2014.
- [45] H. U. Sverdrup and W. H. Munk. Wind, sea and swell. Theory of relations for forecasting. *U.S. navy Hydrographic Office Pub.*, 601, 1947.
- [46] C. Kharif, E. Pelinovsky, and A. Slunyaev. Rogue waves in the ocean. *Springer, Heidelberg*, 2009.
- [47] B. Ortac, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, G. Martel, M. Salhi, and F. Sanchez. Influence of cavity losses on stimulated brillouin scattering in a self-pulsing side-pumped ytterbium-doped double-clad fiber laser. *Opt. Commun.*, 215 :389–395, 2003.
- [48] M. Salhi, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, G. Martel, C. Ozkul, and F. Sanchez. Evidence of Brillouin scattering in an ytterbium-doped double-clad fiber laser. *Opt. Lett.*, 27 :1294–1296, 2002.
- [49] A. A. Fotiadi, P. Megret, and M. Blondel. Dynamics of self-Q-switched fiber laser with Rayleigh stimulated Brillouin scattering ring mirror. *Opt. Lett.*, 29 :1078–1080, 2004.
- [50] Z. J. Chen, A. B. Grudinin, J. Porta, and J. D. Minelly. Enhanced Q-switching in double-clad fiber lasers. *Opt. Lett.*, 23 :454–456, 1998.
- [51] M. Laroche, H. Gilles, and S. 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.
- [52] M. Laroche, H. Gilles, and S. Girard. High-peak-power nanosecond pulse generation by stimulated Brillouin scattering pulse compression in a seeded Yb-doped fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 36 :241–243, 2011.
- [53] Y. Tang and J. Xu. A random Q-switched fiber laser. *Sci. Rep.*, 5 :9338, 2015.

-
- [54] D. Mallek, A. Kellou, H. Leblond, and F. Sanchez. Instabilities in high power fiber lasers induced by stimulated Brillouin scattering. *Opt. Commun.*, 308 :130–135, 2013.
- [55] F. Sanchez, M. LeFlohic, G. M. Stephan, P. LeBoudec, and P-L. Francois. Quasi-periodic route to chaos in Erbium-doped fiber laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 31 :481–488, 1995.
- [56] F. Sanchez and G. M. Stephan. General analysis of instabilities in Erbium-doped fiber lasers. *Phys. Rev. E*, 53 :2110–2122, 1996.
- [57] L. Luo and P. L. Chu. Passive Q-switched erbium-doped fibre laser with saturable absorber. *Opt. Commun.*, 161 :257–263, 1999.
- [58] S. D. Jackson. Direct evidence for laser reabsorption as initial cause for self-pulsing in three level fiber laser. *Electron. Lett.*, 38 :1640–1642, 2002.
- [59] D. Marcuse. Pulsing behavior of a three-level laser with saturable absorber. *IEEE J. Quantum Electron.*, 29 :2390–2396, 1993.
- [60] E. Lacot, F. Stoeckel, and M. Chenevier. Dynamics of an erbium-doped fiber laser. *Phys. Rev. A*, 49 :3997–4008, 1994.
- [61] S. D. Jackson and T. A. King. Dynamics of the output of heavily tm-doped double-clad silica fiber lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16 :2178–2188, 1999.
- [62] F. Sanchez, P. Le Boudec, P-L. Francois, and G. Stephan. Effects of ion pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers. *Phys. Rev. A*, 48 :2220–2229, 1993.
- [63] A. V. Kirâyanov, Y. O. Barmenkov, and I. L. Martinez. Cooperative luminescence and absorption in ytterbium-doped silica fiber and the fiber nonlinear transmission coefficient at $\lambda=980$ nm with a regard to the ytterbium ion-pairs effect. *Opt. Express*, 14 :3981–3992, 2006.
- [64] P. Le Boudec, M. Le Flohic, P. L. Francois, F. Sanchez, and G. Stephan. Influence of ion pairs on the dynamical behaviour of Er^{3+} -doped fibre lasers. *Opt. Quantum Electron.*, 25 :359, 1993.
- [65] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, and J. Aus der Au. Semiconductor saturable absorber mirrors (sesam's) for femto-second to nanosecond pulse generation in solid-state laser. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2 :435, 1996.
- [66] U. Keller. Recent developments in compact ultrafast lasers. *Nature*, 424 :831, 2003.
- [67] S. Yamashita, Y. Inoue, S. Maruyama, Y. Murakami, H. Yaguchi, M. Jablonski, and S. Y. Set. Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode locked fiber lasers. *Opt. Lett.*, 29 :1581, 2004.

BIBLIOGRAPHIE

- [68] A. Martinez and Z. Sun. Nanotube and graphene saturable absorbers for fibre lasers. *Nat. Photon.*, 7 :842, 2013.
- [69] J. D. Zapata, D. Steinberg, L. A. M. Saito, R. E. P. de Oliveira, A. M. Cárdenas, and E. A. Thoroh de Souza. Efficient graphene saturable absorbers on d-shaped optical fiber for ultrashort pulse generation. *Scientific Reports*, 6 :20644, 2016.
- [70] P. Yan, R. Lin, S. Ruan, A. Liu, H. Chen, Y. Zheng, S. Chen, C. Guo, and J. Hu. A practical topological insulator saturable absorber for mode-locked fiber laser. *Scientific Reports*, 5 :8690, 2015.
- [71] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise. Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers. *Phys. Rev. A*, 77 :023814, 2008.
- [72] P. Grelu and N. Akhmediev. Dissipative solitons for mode-locked lasers. *Nat. Photon.*, 6 :84, 2012.
- [73] C. Lecaplain, M. Baumgartl, T. Schreiber, and A. Hideur. On the mode-locking mechanism of a dissipative soliton fiber oscillator. *Opt. Express.*, 19 :26742, 2011.
- [74] A. Cabasse, G. Martel, A. Hideur, B. Ortas, and J. Limpert. Dissipative solitons in a passively mode-locked erbium-doped fiber laser with strong normal dispersion. *Opt. Express.*, 16 :19322, 2008.
- [75] A. Cabasse, G. Martel, and J.-L. Oudar. High power dissipative soliton in an erbium-doped fiber laser mode-locked with a high modulation depth saturable absorber mirror. *Opt. Express.*, 17 :9537, 2009.
- [76] A. Cabasse, D. Gaponov, K. Ndao, A. Khadour, J.-L. Oudar, and G. Martel. 130 mw average power, 4.6 nj pulse energy, 10.2 ps pulse duration from an er³⁺ fiber oscillator passively mode locked by a resonant saturable absorber mirror. *Opt. Lett.*, 36 :2620, 2011.
- [77] D. A. Gaponov, L. V. Kotov, M. E. Likhachev, M. M. Bubnov, A. Cabasse, J.-L. Oudar, S. Fœvriier, D. S. Lipatov, N. N. Vechkanov, A. N. Guryanov, and G. Martel. High power all-fibered femtosecond master oscillator power amplifier at 1.56 μm . *Opt. Lett.*, 37 :3186, 2012.
- [78] D. Massoubre, A. Shen, J. Decobert, J. Dion, J.-C. Harmand, J. Landreau, and J.-L. Oudar. Scaling of the saturation energy in microcavity saturable absorber devices. *Appl. Phys. Lett.*, 88 :153513, 2006.
- [79] E. A. De Souza, C. E. Soccolich, W. Pleibel, R. H. Stolen, J. R. Simpson, and D. J. DiGiovanni. Saturable absorber mode-locked polarisation maintainig erbium-doped fiber laser. *Electron. Lett.*, 29 :447–449, 1993.

-
- [80] B. C. Barnett, W. Riha, H. Iwamura, S. R. Friberg, T. Mukai, K. V. Reddy, L. Rahman, M. N. Islam, A. T. Howe, K. A. Stair, Y. C. Chen, and P. Bhattacharya. High-power erbium-doped fiber laser mode locked by a semiconductor saturable absorber. *Opt. Lett.*, 20 :471–473, 1995.
- [81] U. Keller. Semiconductor nonlinearities for solid-state laser modelocking and q-switching. *Nonlinear Optics in Semiconductors II*, 59 :211–286, 1999.
- [82] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise. Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers. *Physical Review A*, 77(2) :023814, 2008.
- [83] N. N. Akhmediev, A. Ankiewicz, M. J. Lederer, and B. Luther-Davies. Ultrashort pulses generated by mode-locked lasers with either a slow or a fast saturable-absorber response. *Opt. Lett.*, 23 :280, 1998.
- [84] K. Goda and B. Jalali. Dispersive fourier transformation for fast continuous single-shot measurements. *Nat. Photon.*, 7, 2013.
- [85] P. M. Duffieux. Intégrale. *Imprimeries Oberthur*, 1946.
- [86] J. Hult, R. S. Watt, and C. F. Kaminski. High bandwidth absorption spectroscopy with a dispersed supercontinuum source. *Opt. Express*, 15(18) :11385–11395, Sep 2007.
- [87] D. R. Solli, J. Chou, and B. Jalali. Amplified wavelength-time transformation for real-time spectroscopy. *Nat. Photon.*, 2 :48–51, January 2008.
- [88] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali. Optical rogue waves. *Nature*, 450 :1054–1057, December 2007.
- [89] B. Wetzell, A. Stefani, L. Larger, P. A. Lacourt, J. M. Merolla, T. Sylvestre, A. Kudlinski, A. Mussot, G. Genty, F. Dias, and J. M. Dudley. Real-time full bandwidth measurement of spectral noise in supercontinuum generation. *Scientific Reports*, 2, 2012.
- [90] T. T. W. Wong, A. K. S. Lau, K. K. Y. Wong, and K. K. Tsia. Optical time-stretch confocal microscopy at 1000 nm. *Opt. Lett.*, 37(16) :3330–3332, Aug 2012.
- [91] R. E. Saperstein, D. Panasenko, and Y. Fainman. Demonstration of a microwave spectrum analyzer based on time-domain optical processing in fiber. *Opt. Lett.*, 29(5) :501–503, Mar 2004.
- [92] R. E. Saperstein, N. Ali, D. Panasenko, R. Rokitski, and Y. Fainman. Time-domain waveform processing by chromatic dispersion for temporal shaping of optical pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22(11) :2427–2436, Nov 2005.
- [93] J. Chou, D. R. Solli, and B. Jalali. Real-time spectroscopy with subgigahertz resolution using amplified dispersive fourier transformation. *Applied Physics Letters*, 92(11) :111102, 2008.

BIBLIOGRAPHIE

- [94] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali. Optical rogue waves. *Nature*, 450 :1054–1057, December 2007.
- [95] K. Goda, A. Mahjoubfar, C. Wang, A. Fard, J. Adam, D. Gossett, A. Ayazi, E. Sollier, O. Malik, and E. Chen. Hybrid dispersion laser scanner. *Scientific reports*, 2 :445, 2012.
- [96] M. A. Muriel, J. Aza na, and A. Carballar. Real-time fourier transformer based on fiber gratings. *Opt. Lett.*, 24(1) :1–3, Jan 1999.
- [97] R. L. Fork, O. E. Martinez, and J. P. Gordon. Negative dispersion using pairs of prisms. *Opt. Lett.*, 9(5) :150–152, May 1984.
- [98] E. D. Diebold, N. K. Hon, Z. Tan, J. Chou, T. Sienicki, C. Wang, and B. Jalali. Giant tunable optical dispersion using chromo-modal excitation of a multimode waveguide. *Opt. Express*, 19(24) :23809–23817, Nov 2011.
- [99] K. Goda, K. Tsia, and B. Jalali. Serial time-encoded amplified imaging for real-time observation of fast dynamic phenomena. *Nature*, 458(7242) :1145, 2009.
- [100] M. Digonnet. *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers, revised and expanded*. CRC press, 2001.
- [101] <https://www.rp-photonics.com/>.
- [102] K. Goda, A. Mahjoubfar, and B. Jalali. Demonstration of raman gain at 800 nm in single-mode fiber and its potential application to biological sensing and imaging. *Applied Physics Letters*, 95(25) :251101, 2009.
- [103] M. N. Islam. Raman amplifiers for telecommunications. *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, 8(3) :548–559, 2002.
- [104] G.P. Agrawal. *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. Number vol. 10 in Applications of nonlinear fiber optics. Elsevier, 2008.
- [105] M. Shirasaki. Virtually imaged phased array. *Fujitsu Scientific & Technical Journal*, 35(1) :113–125, 1999.
- [106] J. B. Pawley. *Handbook of biological confocal microscopy*. Number 3. Springer, 2006.
- [107] C. Sheppard and T. Wilson. *Opt. Acta*, 27 :611–624, 1980.
- [108] A. Chan, H. Ng, S. Bogaraju, H. So, E. Lam, and K. Tsia. All-passive pixel super-resolution of time-stretch imaging. *Scientific reports*, 7 :44608, 2017.

-
- [109] C. L. Chen, A. Mahjoubfar, L. Tai, I. Blaby, A. Huang, K. Niazi Reza, and B. Jalali. Deep learning in label-free cell classification. *Scientific reports*, 6 :21471, 2016.
- [110] C. L. Chen, A. Mahjoubfar, and B. Jalali. Optical data compression in time stretch imaging. *PLOS ONE*, 10(4) :1–11, 04 2015.
- [111] C. Lei, Y. Wu, A. Sankaranarayanan, S. Chang, B. Guo, N. Sasaki, H. Kobayashi, C. Sun, Y. Ozeki, and K. Goda. Ghz optical time-stretch microscopy by compressive sensing. *IEEE Photon. J.*, 9(2), 2017.
- [112] A. Lau, T. Wong, K. Ho, M. Tang, A. Chan, X. Wei, E. Lam, H. Shum, K. Wong, and K. Tsia. Interferometric time-stretch microscopy for ultrafast quantitative cellular and tissue imaging at $1 < \mu < /math>m$. *Journal of biomedical optics*, 19(7) :076001, 2014.
- [113] T. Wong, A. Lau, K. Ho, M. Tang, J. Robles, X. Wei, A. Chan, A. Tang, E. Lam, and K. Wong. Asymmetric-detection time-stretch optical microscopy (atom) for ultrafast high-contrast cellular imaging in flow. *Scientific reports*, 4 :3656, 2014.
- [114] T. Wong, A. Lau, K. Wong, and K. Tsia. Optical time-stretch confocal microscopy at $1 \mu m$. *Opt. Lett.*, 37(16) :3330–3332, 2012.
- [115] X. Wei, A. Lau, Y. Xu, C. Zhang, A. Mussot, A. Kudlinski, K. Tsia, and K. Wong. Broadband fiber-optical parametric amplification for ultrafast time-stretch imaging at $1.0 \mu m$. *Opt. Lett.*, 39(20) :5989–5992, 2014.
- [116] J. Wu, Y. Xu, J. Xu, X. Wei, A. Chan, A. Tang, A. Lau, B. Chung, H. Shum, and E. Lam. Ultrafast laser-scanning time-stretch imaging at visible wavelengths. *Light : Science & Applications*, 6(1) :e16196, 2017.
- [117] S. Tan, X. Wei, J. Wu, L. Yang, K. Tsia, and K. Wong. Flexible pulse-stretching for a swept source at $2.0 \mu m$ using free-space angular-chirp-enhanced delay. *Opt. Lett.*, 43(1) :102–105, 2018.
- [118] D. Von der Linde and K. Sokolowski-Tinten. The physical mechanisms of short-pulse laser ablation. *Applied Surface Science*, 154 :1–10, 2000.
- [119] S. S. Shiva, Ch. Leela, P. P. Kiran, C. D. Sijoy, and S. Chaturvedi. *Phys. Plasmas*, 23 :053107, 2016.
- [120] S. Mao. Laser ablation : Fundamentals and applications. *Conference at University of Berkeley*, 2005.
- [121] H. Chen, J. W. Kysar, and Y. L. Yao. Characterization of plastic deformation induced by microscale laser shock peening. *Journal of applied mechanics*, 71(5) :713–723, 2004.

BIBLIOGRAPHIE

- [122] C. Phipps, M. Birkan, W. Bohn, H-A. Eckel, H. Horisawa, T. Lippert, M. Michaelis, Y. Rezunkov, A. Sasoh, and W. Schall. Laser-ablation propulsion. *Journal of Propulsion and Power*, 26(4) :609–637, 2010.
- [123] D. B. Chrisey and G. K. Hubler. Pulsed laser deposition of thin films. *Wiley*, 1994.
- [124] S. C. Singh and R. Gopal. Laser irradiance and wavelength-dependent compositional evolution of inorganic zno and znOoH/organic sds nanocomposite material. *The Journal of Physical Chemistry C*, 112(8) :2812–2819, 2008.
- [125] Q. Wang, L. Jiang, J. Sun, C. Pan, W. Han, G. Wang, H. Zhang, C. P. Grigoropoulos, and Y. Lu. Enhancing the expansion of a plasma shockwave by crater-induced laser refocusing in femtosecond laser ablation of fused silica. *Photon. Res.*, 5(5) :488–493, Oct 2017.
- [126] L. J. Radziemski. From laser to libs, the path of technology development. *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, 57(7) :1109 – 1113, 2002. 1ST EURO-MEDITERRANEAN SYMPOSIUM ON LASER-INDUCED BREAKDOWN SPECTROSCOPY.
- [127] X. Zeng, X.L. Mao, R. Greif, and R.E. Russo. Experimental investigation of ablation efficiency and plasma expansion during femtosecond and nanosecond laser ablation of silicon. *Applied Physics A*, 80(2) :237–241, Feb 2005.
- [128] J-P. PRENEL and P. SMIGIELSKI. Mécanique des fluides : Visualisation par variation d’indice. *Techniques de l’ingénieur. Sciences fondamentales*, (AF3332) :AF3332–1, 1999.
- [129] J. König, S. Nolte, and A. Tunnermann. *Opt. Express.*, 13 :10597–10607, 2005.
- [130] K. Nakagawa, A. Iwasaki, Y. Oishi, R. Horisaki, A. Tsukamoto, A. Nakamura, K. Hirose, H. Liao, T. Ushida, K. Goda, F. Kannari, and I. Sakuma. *Nat. Photon.*, 8 :695, 2014.
- [131] L. Gao, J. Liang, C. Li, and L. V. Wang. *Nature*, 516 :74–77, 2014.
- [132] J. Liang, C. Ma, L. Zhu, Y. Chen, L. Gao, and L. V. Wang. *Sci. Adv.*, 3 :e1601814, 2017.
- [133] M. S. Tillack, D. W. Blair, and S. S. Harilal. The effect of ionization on cluster formation in laser ablation plumes. *Nanotechnology*, 15(3) :390, 2004.
- [134] X. Zeng, X. L. Mao, R. Greif, and R. E. Russo. Experimental investigation of ablation efficiency and plasma expansion during femtosecond and nanosecond laser ablation of silicon. *Applied Physics A*, 80(2) :237–241, 2005.
- [135] B. Salle, O. Gobert, P. Meynadier, M. Perdrix, G. Petite, and A. Semerok. Femtosecond, picosecond, and nanosecond laser microablation : laser plasma and crater investigation. *Appl. Phys. A*, 69 :S381–383, 1999.

-
- [136] A. Hadjadj and A. Kudryavtsev. Computation and flow visualization in high-speed aerodynamics. *Journal of Turbulence*, (6) :N16, 2005.
- [137] M. Ye and M. Dong. Near-wall behaviors of oblique-shock-wave/turbulent-boundary-layer interactions. *Applied Mathematics and Mechanics*, 38(10) :1357–1376, 2017.
- [138] T. Feurer, J. C. Vaughan, and K. A. Nelson. Spatiotemporal coherent control of lattice vibrational waves. *Science*, 299(5605) :374–377, 2003.
- [139] M. Maldovan. Sound and heat revolutions in phononics. *Nature*, 503(7475) :209, 2013.
- [140] K. Goda, A. Ayazi, D. T. Gossett, J. Sadasivam, C. K. Lonappan, E. Sollier, A. M. Fard, and S. Hur. High-throughput single-microparticle imaging flow analyzer. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109(29) :11630–11635, 2012.
- [141] S. Okie. Traumatic brain injury in the war zone. *New England Journal of Medicine*, 352(20) :2043–2047, 2005.
- [142] K. Nakagawa, A. Iwasaki, Y. Oishi, R. Horisaki, A. Tsukamoto, A. Nakamura, K. Hirose, H. Liao, T. Ushida, and K. Goda. Sequentially timed all-optical mapping photography (stamp). *Nat. Photon.*, 8(9) :695, 2014.
- [143] T. Suzuki, R. Hida, Y. Yamaguchi, K. Nakagawa, T. Saiki, and F. Kannari. Single-shot 25-frame burst imaging of ultrafast phase transition of $Ge_2Sb_2Te_5$ with a sub-picosecond resolution. *Applied Physics Express*, 10(9) :092502, 2017.
- [144] T. Suzuki, R. Hida, Y. Yamaguchi, K. Nakagawa, T. Saiki, and F. Kannari. Single-shot 25-frame burst imaging of ultrafast phase transition of $Ge_2Sb_2Te_5$ with a sub-picosecond resolution. *Applied Physics Express*, 10(9) :092502, 2017.
- [145] P. Gabolde and R. Trebino. Single-shot measurement of the full spatio-temporal field of ultrashort pulses with multi-spectral digital holography. *Opt. Express.*, 14(23) :11460–11467, 2006.
- [146] <https://www.fiberdesk.com/>.
- [147] P. Gabolde and R. Trebino. Single-frame measurement of the complete spatiotemporal intensity and phase of ultrashort laser pulses using wavelength-multiplexed digital holography. *J. Opt. Soc. Am. B*, 25(6) :A25–A33, 2008.
- [148] C. Lei, H. Kobayashi, Y. Wu, M. Li, A. Isozaki, A. Yasumoto, H. Mikami, T. Ito, N. Nitta, and T. Sugimura. High-throughput imaging flow cytometry by optofluidic time-stretch microscopy. *Nature protocols*, page 1, 2018.

Résumé

Métrologie ultra-rapide : application aux dynamiques laser et à l'imagerie.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre de la caractérisation optique à haute cadence en temps réel. Des outils de métrologie ultrarapides ont ainsi été utilisés pour l'étude d'une source laser impulsionnelle ainsi que pour l'imagerie de phénomènes physiques.

La mise en place et la caractérisation temporelle d'une source laser impulsionnelle a permis l'observation d'événements anormalement intenses pour certains régimes de fonctionnement, et ces dynamiques ont pu être confirmées numériquement. La compréhension de ces phénomènes présente un intérêt fondamental mais également pratique, notamment en vue de limiter les dommages optiques dans les sources laser.

L'utilisation d'une technique d'imagerie appelée « imagerie par étirage temporel » a permis l'observation de jets liquides à une cadence de 80MHz. Reposant sur le principe de Transformée de Fourier Dispersive, cette technique permet de rendre compte de phénomènes non-répétitifs à des cadences élevées, et ainsi d'outrepasser les limitations imposées par les systèmes d'enregistrement conventionnels. La technique a également permis l'étude d'ondes de choc générées par ablation laser, et la détermination du profil de vitesse de l'onde de choc à travers la zone de mesure. Le phénomène de réflexion d'une onde de choc sur une paroi a également pu être observé.

Mots-clés : Imagerie ultra-rapide - Événements extrêmes - Ondes de choc - étirage temporel

Abstract

Ultrafast metrology : application to the study of laser dynamics and for imaging.

This PhD work is dedicated to optical characterization in real time. Ultrafast metrology tools have thus been used to study a pulsed laser source and also for physical phenomena imaging.

The implementation of a temporally well characterized pulsed laser source allowed the observation of events involving abnormally high intensity, the dynamics of which have also been numerically studied and confirmed. Understanding of these phenomena addresses a fundamental and interesting need to prevent optical damage in laser sources.

The use of the imaging technique called “time-stretch imaging” allowed the imaging of liquid sprays at an 80MHz repetition rate. Based on Dispersive Fourier Transform, this technique enables the study of non-repetitive events at high sampling frequency, and thus goes beyond the performance of traditional imaging devices.

This technique also allowed the tracking of shockwaves, and thus profiling the shockwave's velocity variation through its propagation along a certain measuring distance. Shockwave reflection has also been observed.

Keywords : Ultrafast imaging - Optical rogue waves - shockwaves - Time-stretch