



Sources d'impulsions brèves basées sur des procédés de découpe non linéaires au sein d'une fibre optique ; nouvelles sources déclenchées à cavités couplées

Florent Doutre

► To cite this version:

Florent Doutre. Sources d'impulsions brèves basées sur des procédés de découpe non linéaires au sein d'une fibre optique ; nouvelles sources déclenchées à cavités couplées. Optique [physics.optics]. Université de Limoges, 2010. Français. NNT : . tel-00682880

HAL Id: tel-00682880

<https://theses.hal.science/tel-00682880>

Submitted on 27 Mar 2012

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.

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Sciences et Ingénierie pour l'Information

FACULTE des SCIENCES ET TECHNIQUES

Institut de recherche Xlim

Thèse N° 502010

Thèse

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectroniques

Spécialité : Photonique

présentée et soutenue par

Florent DOUTRE

le 5 novembre 2010

Sources d'impulsions brèves basées sur des procédés de découpe non linéaires au sein d'une fibre optique ; nouvelles sources déclenchées à cavités couplées

Thèse dirigée par Vincent COUDERC et Dominique PAGNOUX

JURY :

Rapporteurs :

Patrick GEORGES

Directeur de Recherche CNRS, Institut d'Optique, Palaiseau

François SANCHEZ

Professeur, Laboratoire de Photonique d'Angers

Examineurs :

Michèle LALANDE

Professeur, Xlim, Brive

Ammar HIDEUR

Maître de Conférences, Laboratoire CORIA, Rouen

Alain JALOCHA

Ingénieur de recherche, société CILAS, Orléans

Vincent COUDERC

Directeur de Recherche CNRS, Xlim, Limoges

Dominique PAGNOUX

Chargé de Recherche CNRS (HDR), Xlim, Limoges

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Sciences et Ingénierie pour l'Information

FACULTE des SCIENCES ET TECHNIQUES

Institut de recherche Xlim

Thèse N° 502010

Thèse

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectroniques

Spécialité : Photonique

présentée et soutenue par

Florent DOUTRE

le 5 novembre 2010

Sources d'impulsions brèves basées sur des procédés de découpe non linéaires au sein d'une fibre optique ; nouvelles sources déclenchées à cavités couplées

Thèse dirigée par Vincent COUDERC et Dominique PAGNOUX

JURY :

Rapporteurs :

Patrick GEORGES

Directeur de Recherche CNRS, Institut d'Optique, Palaiseau

François SANCHEZ

Professeur, Laboratoire de Photonique d'Angers

Examineurs :

Michèle LALANDE

Professeur, Xlim, Brive

Ammar HIDEUR

Maître de Conférences, Laboratoire CORIA, Rouen

Alain JALOCHA

Ingénieur de recherche, société CILAS, Orléans

Vincent COUDERC

Directeur de Recherche CNRS, Xlim, Limoges

Dominique PAGNOUX

Chargé de Recherche CNRS (HDR), Xlim, Limoges

Remerciements

Les travaux de thèse décrits dans ce document ont été menée conjointement au sein du département photonique de l'Institut de recherche Xlim (laboratoire de Limoges) et du département EILO/DO de l'entreprise CILAS (site d'Orléans) dans le cadre d'une Convention Industrielle de Formation par la REcherche (CIFRE) subventionnée par l'Association Nationale de la Recherche et de la Technologie (ANRT).

J'adresse mes remerciements à messieurs Pierre Yves GUILLON et Dominique CROS, directeurs successifs de l'institut de recherche Xlim durant mon séjour à Limoges, ainsi qu'Alain BARTHELEMY, directeur du département photonique au sein de ce laboratoire. Je remercie également Jacques BATTISTELLA, PDG de la CILAS pour m'avoir engagé dans son entreprise, et Jean-Claude DEMISCAULT pour avoir initié la collaboration entre Xlim et la CILAS.

Merci à mes rapporteurs de thèse, messieurs Patrick GEORGES, Directeur de Recherche CNRS à l'Institut d'Optique de Palaiseau et François SANCHEZ, Professeur au Laboratoire de Photonique d'Angers pour avoir accepté de lire, juger et suggérer des améliorations pour mon manuscrit. Je remercie également les autres membres du jury : Michèle LALANDE, Professeur au laboratoire Xlim de Brive, Ammar HIDEUR Maître de Conférences au Laboratoire CORIA de Rouen.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à mes encadrants : Alain JALOCHA, mon tuteur industriel à la CILAS qui m'a été d'une grande aide à de nombreuses reprises, Vincent COUDERC et Dominique PAGNOUX, mes directeurs de thèse à Limoges, pour leur nombreux conseils, le partage de leur expérience et les discussions passionnées. La combinaison de l'enthousiasme de Vincent (monsieur "1 idée.min⁻¹") avec le sens de la mesure de Dominique (a-t-on éliminé toutes les autres hypothèses ? la formulation est-elle correcte ?) fait d'eux le duo idéal d'encadrants, les thésards qui auront la chance d'être supervisés par eux s'en rendront vite compte.

Merci également à tous les personnels du département photonique et du labo en général, pour les avis, les conseils, ou tout simplement les bonnes conditions de travail. Merci aux doctorants pour les échanges, particulièrement mes voisins de bureau successifs : Nico, Marc et Julien, Hayat et finalement Farid.

Cette liste de remerciement ne serait pas complète si j'oubliais ceux qui ont contribué à ma formation, je pense à Jean Louis MEUNIER, directeur de la licence de physique de l'université de Nice Sophia-Antipolis à l'époque où j'ai tenté de m'y inscrire, qui m'a accepté malgré mon cursus atypique. Par la suite, j'estime avoir reçu une excellente formation dans une ambiance d'émulation idéale : merci à tous les élèves et enseignants du "master Ω " de la promo 2003-2006, et plus

particulièrement à la filière optique : Aline "Koala" Vernier, Claire Michel (l'amie des mixeurs sur pattes), Catherine Cafedjian (mon efficace binôme de TP), Dounia "anaranafout" Taleb, Matthieu "1^{er} degrés" Vangeleyn, Mickaël Terrom, Amhed Ali (mon "frère noir") et Fouad Bacher. Parmi les différents tuteurs que j'ai eu, je tiens ici à exprimer ma gratitude à Sébastien TANZILLI pour son encadrement efficace lors du stage de master 2, j'espère que les travaux à venir seront encore plus passionnants.

Je souhaite également adresser des remerciements plus personnels, à mes acolytes limousins (la "team Nightwish France 87" et cet énergumène de biologiste pharmaco-généticien de "Yaké" Gensburger), ainsi qu'à mes vieux amis "alpes maritimiens" : Céline, Clairounette, Ivan, Lolo & Guéna, Ludo, Mam, Skalu, Nelly.

Enfin je tiens à exprimer la plus vive des reconnaissances à :

- o Pierre Aboussouan : merci, mon "Padre", de m'avoir négligemment poussé dans le monde merveilleux de la physique et plus généralement pour notre inoxydable amitié,
- o Jean-Yves et Françoise : merci de m'avoir inculqué le goût de savoir ou de comprendre ou a minima de me poser des questions, et de m'avoir toujours assuré de votre soutien,
- o Flora : merci d'avoir eu la patience d'attendre mon retour durant trois longues années, et pour tout le bonheur que tu me procures.

INTRODUCTION GENERALE	13
CHAPITRE I GENERALITES SUR LES LASERS IMPULSIONNELS.....	17
Introduction	19
I Applications necessitant l'usage de lasers impulsionnels.....	20
I.1 Le LIDAR.....	20
I.2 La cytométrie en flux.....	22
I.3 Spectroscopie CARS	23
II Comment générer des impulsions lasers	27
II.1 Génération d'impulsions par commutation du facteur de qualité d'une cavité laser	27
II.2 Commutation du gain	30
II.3 Le verrouillage de modes	31
III Les microlasers ou "lasers microchip"	34
III.1 Principe	34
III.2 Microlasers impulsionnels	36
Conclusion.....	42
Bibliographie du chapitre I	44
CHAPITRE II DECOUPE D'IMPULSIONS LASERS VIA LA ROTATION NON LINEAIRE DE POLARISATION	51
Introduction	53
I Raccourcissement d'impulsion : état de l'art	54
I.1 Compression temporelle	54
I.2 Emploi d'un absorbant saturable	58
I.3 Découpe temporelle par rotation non linéaire de polarisation	59
II Simulation de la RNLP - découpe temporelle d'impulsions.....	70
II.1 Méthode numérique.....	70
II.2 Paramètres de simulation.....	72
II.3 Résultats numériques.....	74

III Résultats expérimentaux.....	88
III.1 Configuration du montage	88
III.2 Mesures.....	89
III.3 Améliorations du dispositif de découpe.....	95
Conclusion.....	98
Bibliographie du chapitre II.....	99
 CHAPITRE III EXPLOITATION DE LA DIFFUSION RAMAN POUR LA	
DECOUPE TEMPORELLE.....	103
 Introduction.....	105
 I Rappels sur la diffusion Raman	106
I.1 Généralités.....	106
I.2 Diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques en silice.....	111
 II Prise en compte de la diffusion Raman lors de la propagation d'impulsions dans une	
 fibre	116
II.1 Prise en compte de la SRS.....	116
II.2 Tests préliminaires	118
II.3 Simulations de la diffusion Raman	124
 III Exploitation expérimentale de la SRS	131
III.1 Montages expérimentaux	131
III.2 Découpe d'une paire d'impulsions.....	137
III.3 Découpe d'une impulsion unique	139
III.4 Stabilisation du profil temporel.....	144
 Conclusion.....	146
 Perspectives.....	148
 Bibliographie du chapitre III	151
 CHAPITRE IV SOURCES IMPULSIONNELLES A FAIBLE GIGUE	
TEMPORELLE BASEES SUR UN DISPOSITIF A CAVITES COUPLEES	155
 Introduction	157

I La gigue temporelle des lasers déclenchés.....	159
I.1 Généralités sur la gigue	159
I.2 Etat de l'art sur la diminution de la gigue	164
II Source laser à deux cavités imbriquées.....	172
II.1 Principe du laser à deux cavités imbriquées.....	172
II.2 Simulation du laser à deux cavités imbriquées.....	174
II.3 Etude expérimentale du laser à deux cavités imbriquées	186
III Autres exploitations du système à double cavité.....	191
III.1 Source laser blanche à faible gigue temporelle	191
III.2 Miroir microsystème opto-électromécanique.....	199
Conclusion.....	202
Perspectives.....	203
Bibliographie du chapitre IV	204
CONCLUSION GENERALE	209
LISTE DES PUBLICATIONS.....	213
ANNEXE A : Génération de supercontinuum	217
Bibliographie alphabétique de l'annexe	220
Résumé / Abstract	224

INTRODUCTION GENERALE

Depuis son invention en 1960, le LASER (acronyme pour *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) est devenu une source lumineuse courante dans les laboratoires de recherche, dans l'industrie, ou encore en tant que composant dans les produits de la technologie moderne. Les lasers sont des dispositifs permettant de générer d'étroits faisceaux de lumière à forte cohérence spatiale et/ou temporelle, ce qui se traduit par une émission fortement directive et quasi-monochromatique. Ces propriétés du faisceau lumineux rendent les sources laser attrayantes pour de nombreuses applications dans une multitude de domaines : les communications, l'usinage de matériaux, les traitements médicaux, la télédétection...

Un grand nombre de sources lasers différentes existent, permettant d'accéder à une très vaste gamme de performances : lasers continus, lasers impulsionnels à décharge, à verrouillage de modes ou à déclenchement par commutation. Depuis leur première démonstration en 1989 par Zayhowski, les microlasers solides déclenchés, dits "lasers *microchip*", sont toujours en plein développement. Ces sources miniatures, robustes, et bon marché sont capables de générer des impulsions subnanosecondes avec des puissances crête de plusieurs kilowatts, ce qui les rend particulièrement adaptées à la création de dispositifs de détection embarqués ou encore pour des systèmes de mesures optiques non linéaires.

La constitution de ces sources est très simple et est généralement basée sur une cavité courte de quelques millimètres de long incluant un milieu amplificateur. Un absorbant saturable et/ou un cristal non linéaire peuvent être introduits pour obtenir une émission impulsionnelle à différentes longueurs d'onde. Si les dernières publications relatent le développement de sources produisant des impulsions aussi courtes que 37 picosecondes, seuls des oscillateurs subnanosecondes sont accessibles commercialement. Cela limite bien évidemment la démonstration de nouvelles applications et ralentit la dissémination de ces sources. Dès 2001, Dudley et ses collaborateurs utilisèrent ce type d'oscillateur pour réaliser un continuum de lumière dans une fibre optique en silice. Cette invention ouvrit des perspectives importantes pour une grande variété d'applications, notamment dans le domaine biomédical (pour la tomographie cohérente ou le diagnostic cellulaire par fluorescence), ainsi que pour la détection de polluants, l'imagerie non linéaire ou encore le tri sélectif. Néanmoins, les performances intrinsèques de ces lasers doivent être encore améliorées pour permettre leur implantation dans des systèmes industriels. En effet la forte gigue temporelle lors de l'émission d'une impulsion, l'instabilité en amplitude du rayonnement aux fréquences de récurrence élevées (>20 kHz) mais aussi la durée d'impulsion trop longue, l'apparition de doubles impulsions, ou le saut de fréquence entre modes longitudinaux sont des inconvénients rédhibitoires.

Durant mes travaux de thèse, je me suis particulièrement intéressé aux performances nécessaires des sources pour des applications de détection et/ou d'analyse par fluorescence en cytométrie en flux, de détection LIDAR ou de spectroscopie CARS (Coherent Anti-stokes Raman Spectroscopy). Il apparaît que les performances brutes des sources commerciales de type « microchip » sont insuffisantes pour de telles applications, qui requièrent l'emploi de lasers présentant des caractéristiques spécifiques.

Le diagnostic hématologique par cytométrie en flux exploite, par exemple, l'émission de la fluorescence de marqueurs introduits à l'intérieur des cellules qui défilent à grande vitesse (5 à 10 m/s) devant une fenêtre d'analyse d'une centaine de micromètres de large et éclairée par des sources cohérentes à émission continue. A chaque fluorochrome correspond alors une longueur d'onde d'excitation et donc un oscillateur laser. L'implantation d'un rayonnement multilongueur d'onde dans ce genre de système ultracomplexe serait une avancée importante en termes d'amélioration technique et de précision d'analyse. Toutefois aucune source de ce type émettant en régime continu et satisfaisant aux exigences de coût n'existe à ce jour. L'utilisation de sources de continuum intégrant un microlaser semble la solution la plus prometteuse. Dans ces conditions la synchronisation entre le passage des cellules et l'arrivée des impulsions est primordiale. Une gigue temporelle à l'émission inférieure à une demi-microseconde serait nécessaire. De plus, l'utilisation d'impulsions plus brèves que la centaine de picosecondes permettrait d'étudier le déclin de fluorescence avec une résolution dans le temps. De manière complémentaire, la stabilité en amplitude de ce genre de source doit être importante (variation inférieure à 3% sur toutes les longueurs d'onde) afin de réaliser un diagnostic quantitatif le plus juste possible.

De manière additionnelle, la détection des fluorochromes par leur transition vibrationnelle de type CARS permettrait une meilleure séparation des différents types de cellules et réduirait considérablement le taux d'erreur lié aux analyses. En effet, la principale limitation des analyseurs hématologiques utilisant des fluorochromes réside dans le recouvrement spectral des émissions de fluorescence. L'identification de ces marqueurs par leur signature CARS, dont la principale caractéristique est d'être très monochromatique, résoudrait ce problème. Dans ces conditions il est nécessaire d'ajouter aux autres caractéristiques des sources lasers, une synchronisation de l'ensemble des longueurs d'onde constituant la source de continuum afin de permettre la mise en place des effets de conversion CARS. L'utilisation d'impulsions de durée supérieure à une quarantaine de picosecondes serait l'idéal pour limiter les effets de vitesse de groupe lors de la constitution du spectre large au sein d'une fibre optique.

Aux vues des caractéristiques contraignantes que doivent posséder les sources laser pour s'intégrer dans un système industriel donné, il est primordial d'améliorer les sources actuellement

sur le marché. Aussi l'essentiel de mes travaux de thèse a consisté à modifier les caractéristiques des impulsions émises par les microlasers commerciaux afin de les rendre attractifs pour les applications citées précédemment.

Le premier chapitre de ce manuscrit constitue une mise en contexte de mes travaux. Je décrirai tout d'abord des techniques d'imagerie par laser qui tirent parti de sources impulsionnelles : LIDAR, cytométrie en flux, spectroscopie CARS. Nous verrons particulièrement quelles performances sont nécessaires pour la mise en œuvre de ces applications à l'heure actuelle ou dans les prochains développements envisagés de ces techniques. Nous passerons en revue les différents types de sources lasers impulsionnelles existantes : lasers à modes verrouillés, lasers déclenchés. Enfin je présenterai plus en détail les microlasers, ainsi que les meilleures performances atteintes à ce jour dans les modèles industriels et en laboratoire.

Je décrirai dans le deuxième chapitre une méthode de découpe temporelle d'impulsions, basée sur la rotation non linéaire de polarisation dans une fibre optique faiblement biréfringente que j'ai mise au point dans le but de raccourcir les impulsions émises par un microlaser jusqu'à un régime picoseconde. Je donnerai une explication théorique des phénomènes d'optique non linéaire mis en jeu, puis je présenterai les résultats aussi bien numériques qu'expérimentaux de la mise en œuvre de cette découpe temporelle. Nous verrons également qu'une des limitations de cette technique est l'apparition de la diffusion Raman stimulée.

Au troisième chapitre, nous verrons comment on peut s'affranchir de cette dernière limitation. Je présenterai d'abord une description théorique du phénomène de diffusion Raman, ainsi qu'une méthode pour exploiter celui-ci afin d'améliorer les performances de la découpe temporelle. Nous verrons à travers des exemples numériques et expérimentaux que la combinaison du phénomène de rotation non linéaire de polarisation avec la diffusion Raman stimulée permet d'obtenir des facteurs de raccourcissement d'impulsions plus importants. Une stabilisation en amplitude des impulsions découpées sera également montrée.

Enfin, mon quatrième et dernier chapitre traitera de la gigue temporelle des lasers déclenchés. Je reviendrai tout d'abord sur les causes physiques de celle-ci avant de présenter un état de l'art des travaux réalisés afin de la réduire. Par la suite, je présenterai une méthode de déclenchement hybride actif/passif que j'ai mise au point pour réaliser des microlasers avec une faible gigue temporelle. Ce déclenchement particulier exploite une configuration laser à deux cavités imbriquées dont je décrirai les performances à travers des simulations numériques et des réalisations expérimentales. Enfin, je montrerai que cette configuration à deux cavités imbriquées permet de réaliser des sources lasers à large bande spectrale avec un élargissement intracavité ou encore un laser subnanoseconde déclenché par des microsystèmes opto-électromécaniques.

Ces sources impulsionnelles de type microchip, capables d'émettre des impulsions très brèves avec une gigue réduite, particulièrement adaptées pour les techniques de détection à distance évoquées plus haut (LIDAR, spectroscopie CARS), présentent un intérêt industriel indéniable. Ainsi, la société CILAS, dont l'une des spécialités est la mise au point et la commercialisation d'outils de télédétection par techniques lasers, a engagé une collaboration avec le département photonique de l'institut Xlim pour développer ce projet. Cette thèse a été soutenue par l'ANRT (association nationale de la recherche et de la technologie) via un subventionnement CIFRE (Conventions Industrielles de Formation par la Recherche) dont j'ai bénéficié.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES LASERS IMPULSIONNELS

INTRODUCTION

Comme je l'ai évoqué dans l'introduction générale, certaines méthodes de détection et d'analyse nécessitent l'utilisation de sources lasers présentant des caractéristiques spécifiques. Dans ce premier chapitre, je situerai précisément le contexte dans lequel s'inscrivent mes travaux. Tout d'abord, je présenterai des applications de détection qui représentent un intérêt industriel et qui requièrent l'usage de sources lasers impulsionnelles : le LIDAR, la cytométrie en flux et la spectroscopie CARS. Je détaillerai particulièrement les performances des sources lasers nécessaires à la mise en place de ces applications.

Par la suite, je présenterai les différentes techniques existantes pour générer des impulsions lasers : le déclenchement par la commutation des pertes au sein de la cavité laser, le déclenchement par la commutation du gain et enfin le verrouillage de modes. Ces techniques présentent des atouts et des inconvénients que je détaillerai afin de juger de leur possible utilisation pour les applications présentées précédemment.

Enfin, je décrirai plus longuement un type de sources lasers particulier, les microlasers déclenchés. Nous verrons que ces sources présentent de nombreux atouts, et j'évoquerai les améliorations nécessaires afin de les rendre exploitables pour les applications qui nous intéressent, améliorations qui ont constitué l'essentiel de mes travaux durant cette thèse.

I APPLICATIONS NECESSITANT L'USAGE DE LASERS

IMPULSIONNELS

Je vais tout d'abord présenter quelques applications de détection, mesure et analyse, basées sur l'emploi de lasers fonctionnant en régime impulsionnel. Le choix de ces exemples résulte du fait que ces applications tireraient parti de l'emploi de lasers impulsionnels miniatures de type microlaser dont je parlerai au paragraphe III de ce chapitre. De plus, les techniques de détection à distance que je vais évoquer (LIDAR, spectroscopie CARS), représentent un intérêt industriel pour l'entreprise CILAS.

La plupart des applications présentées exploitent des effets d'optique non linéaire que je décris de manière exhaustive dans les chapitres suivants et dans les annexes.

I.1 Le LIDAR

Le LIDAR (*LI*ght *D*etection *A*nd *R*anging) est une technique utilisée en particulier pour l'analyse de l'atmosphère, en développement depuis plusieurs décennies. Elle est basée sur le même principe que le RADAR, mais utilise des ondes lumineuses à la place des ondes radio. Un système LIDAR est composé d'un émetteur (laser impulsionnel) et d'un récepteur (un ou plusieurs télescopes) qui mesure le signal diffusé par l'atmosphère (schématisé simplement sur la figure I.1). L'analyse des propriétés des photons collectés permet d'obtenir des informations sur la densité, la température, le vent et les turbulences de l'atmosphère (en météorologie), ainsi que la concentration de ses constituants (mesures de pollution) [I-1].

Le signal lumineux a une longueur d'onde qui correspond au domaine de transparence de l'atmosphère (300 nm à 10 μ m). Le choix d'une longueur d'onde précise dépend du paramètre ou du constituant à mesurer ainsi que du mode d'interaction lumière/matière sélectionné (diffusion élastique de type Rayleigh ou Mie, diffusion inélastique de type Raman, fluorescence). La durée typique des impulsions employées est de quelques dizaines de nanosecondes [I-2] à une microseconde [I-3], ce qui permet d'atteindre des résolutions spatiales de 1 à 150 mètres.

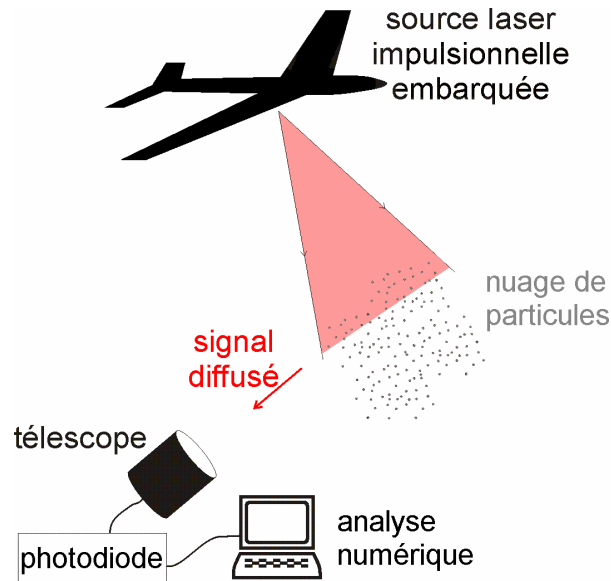


Figure I.1 Représentation schématique d'un système de mesure LIDAR

A l'heure actuelle, atteindre des résolutions plus fines (centimétriques ou moindres) est un enjeu d'intérêt pour des mesures localisées. Ainsi, Geiser et al. ont utilisé un microlaser YAG dopé en chrome et en néodyme déclenché passivement, délivrant des impulsions subnanosecondes (durée 710 ps, puissance crête de 14 kW), amplifiées à environ 200 kW crête et converties en fréquence ($\lambda \approx 3 \mu\text{m}$) par le biais d'un cristal de niobate de lithium périodiquement retourné (PPLN) afin de réaliser l'analyse des émissions d'aérosols et de vapeur d'eau des moteurs d'avion avec une résolution de 8 cm [I-4]. Kaldvee et al. ont utilisé récemment un laser à verrouillage de mode YAG dopé en néodyme pour effectuer un diagnostic de combustion dans les enceintes de combustion des usines thermoélectriques ; les impulsions de 30 ps de durée ont permis d'atteindre une résolution de 4,6 mm [I-5].

En plus de la résolution spatiale (liée à la durée d'impulsion), un autre paramètre d'intérêt pour les applications LIDAR est la résolution temporelle (liée à la gigue temporelle des sources utilisées). En effet, l'acquisition d'un champ de vue se fait par un balayage de la zone à analyser, chaque impulsion laser successivement diffusée puis collectée représente un point de l'image numérique qu'on acquiert. La mesure LIDAR est donc séquentielle et il est essentiel de connaître précisément l'instant d'émission des impulsions par le laser utilisé pour de telles mesures. Par exemple, Mandeville et al., quantifient la gigue temporelle pour l'acquisition d'une image de 100x100 pixels (soit 10^4 mesures) à moins de 20 μs dans le cadre d'un guidage laser militaire embarqué [I-6].

Ces travaux montrent que les deux enjeux d'importance pour les systèmes LIDAR sont l'affinement des résolutions spatiale et temporelle, qui passe par l'emploi de sources lasers émettant des impulsions brèves avec une gigue faible. De plus, la portabilité du système LIDAR doit être assurée (pour la réalisation de systèmes embarqués), ce qui implique la nécessité de sources compactes et robustes, économes en puissance, capables de délivrer des impulsions en régime picoseconde avec une gigue temporelle de l'ordre de la microseconde.

I.2 La cytométrie en flux

Les deux applications que je vais maintenant présenter nécessitent des sources laser émettant non pas une fréquence donnée, mais une vaste gamme de fréquences. De telles sources consistent en un laser traditionnel monofréquence dont on injecte le faisceau dans un milieu non linéaire, c'est-à-dire un milieu qui réagit à l'intensité lumineuse en générant de nouvelles fréquences. Ces nouvelles fréquences peuvent être des raies isolées ou des raies larges qui peuvent s'étendre sur pratiquement tout le domaine visible et au-delà. Pour plus de détails sur les non-linéarités qui mènent à la génération de spectres larges ou supercontinuum de fréquences, voir l'annexe A.

La cytométrie en flux est une technique d'analyse rapide de particules (cellules, bactéries, virus, picoplancton, etc.) en suspension dans un liquide, défilant à grande vitesse devant le faisceau d'un laser continu. Le signal optique réémis par une particule (par diffraction, réflexion, réfraction, photoluminescence) est collecté et analysé, les propriétés des photons permettant de caractériser précisément la particule.

Dans le cas spécifique du diagnostic cellulaire, on accède typiquement à la taille, la forme, la structure interne, ou le type cellulaire. De plus, l'utilisation de marqueurs fluorescents (fluorochromes) permet le marquage de structures spécifiques sur les cellules et améliore les performances de cette technique. Il existe de nombreux types de fluorochromes associés à une vaste gamme de longueurs d'onde d'excitation et d'émission, principalement dans le visible. Ainsi, une caractérisation exhaustive de différents types cellulaires nécessite l'emploi de différents lasers (Fig. I.2.a) délivrant chacun la longueur d'onde correspondant à l'excitation d'un marqueur donné, donc à un type cellulaire précis.

Il est possible de simplifier le processus en stimulant conjointement plusieurs fluorochromes via une excitation multilongueur d'onde par un faisceau issu d'une source laser blanche (supercontinuum) : une seule impulsion permet alors l'identification simultanée de plusieurs marqueurs fluorescents (Fig. I.2.b).

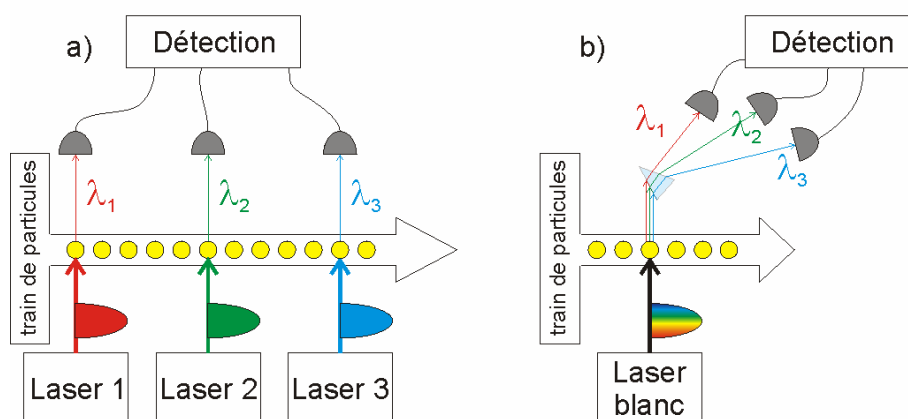


Figure I.2 Principe de la cytométrie mettant en œuvre : (a) plusieurs sources monochromatiques ou (b) une source blanche unique

L'obtention de supercontinua, si elle est possible avec des sources continues [I-7], est néanmoins bien plus efficace en mode impulsif (voir annexe A), ce qui impose d'utiliser des sources laser impulsives. Dès lors, il devient primordial de synchroniser le passage d'une cellule devant la fenêtre de détection avec l'émission d'une impulsion laser. Cette synchronisation impose de travailler avec des sources présentant un taux de répétition très stable, c'est-à-dire une faible gigue temporelle. En effet la vitesse de défilement des cellules (jusqu'à 10 m.s^{-1}) et la taille de la fenêtre d'analyse (de l'ordre de la centaine de microns) imposent que le laser ait une gigue temporelle inférieure à la microseconde.

La génération de continuum à l'aide de microlasers injectés dans des fibres microstructurées est démontrée dans de nombreux travaux [I-8 à I-12] (pour plus de détails, voir l'annexe A). L'emploi de ces sources est une solution attrayante, facile à mettre en œuvre, compacte, peu onéreuse (voir §III de ce chapitre) et permet d'envisager une simplification des appareils de cytométrie. Le principal inconvénient de ces sources miniatures pour la cytométrie est leur importante gigue temporelle (typiquement quelques microsecondes). Réduire la gigue temporelle des microlasers usuels est donc un enjeu d'importance. Je détaillerai une méthode originale permettant d'obtenir ce résultat au chapitre IV.

I.3 Spectroscopie CARS

Il s'agit d'une technique de spectroscopie non linéaire basée sur la diffusion Raman (CARS est l'acronyme de *Coherent Anti-Stokes Raman Scattering*), consistant à détecter les modes vibrationnels (phonons optiques) d'une molécule ou de liaisons chimiques afin de les identifier.

Une description précise du phénomène de diffusion Raman sera faite dans le chapitre III de cette thèse. Nous décrivons ici de manière très sommaire les processus qui entrent en jeu lors de ce type d'analyse spectroscopique.

Cette technique consiste à exciter un matériau avec deux signaux optiques dont la différence de fréquence correspond exactement à la fréquence propre de vibration (ou de rotation) de la liaison moléculaire à identifier. Les deux ondes adressées sur le matériau sont appelée l'onde de pompe (de fréquence ω_p) et l'onde Raman-Stokes (de fréquence ω_s , avec $\omega_s < \omega_p$). La superposition spatiale et temporelle des signaux pompe et Stokes provoque un battement optique. Si la fréquence de la vibration moléculaire Ω est la même que celle du battement :

$$\omega_p - \omega_s = \Omega \quad (\text{I.1})$$

le matériau entre en résonance et peut transférer l'énergie de ce battement à un photon de pompe via un quantum de vibration, appelé phonon optique. L'excitation de ce photon de pompe se traduit par une conversion en fréquence :

$$\omega_p \rightarrow \omega_p + \Omega = \omega_{AS} \quad (\text{I.2})$$

où l'indice AS indique l'onde générée, dite anti-Stokes.

Cette conversion en fréquence est un phénomène non linéaire d'ordre 3 de mélange à quatre ondes (Fig. I.3) :

$$2\omega_p - \omega_s = \omega_{AS} \quad (\text{I.3})$$

une représentation quantique du phénomène est donnée sous forme de diagramme énergétique en figure I.3.

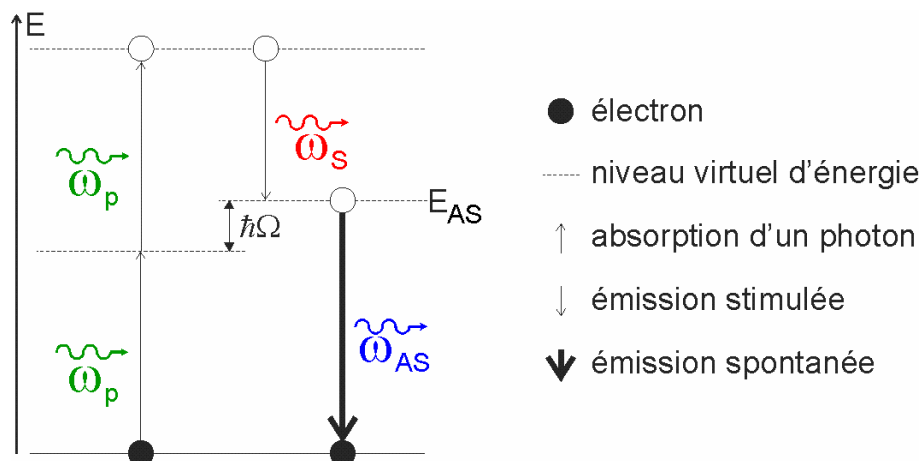


Figure I.3 Diagramme énergétique illustrant le processus de mélange à 4 ondes CARS. ω_p , ω_s et ω_{AS} sont les fréquences des ondes pompe, Stokes et anti-Stokes ; Ω est la fréquence du phonon optique caractéristique de la liaison chimique à détecter

Cette technique de spectroscopie Raman anti-Stokes résonnante présente certains avantages par rapport à la spectroscopie Raman [I-13] :

- comme le signal à détecter est décalé vers le bleu, on évite toute méprise avec un phénomène de fluorescence qui provoque l'émission de photons décalés vers les grandes longueurs d'onde ;
- la transition vers le niveau énergétique E_{AS} est stimulée, ce qui augmente l'efficacité de conversion fréquentielle vers l'onde anti-Stokes par rapport à l'émission Stokes spontanée mise en jeu dans la spectroscopie Raman. Par exemple, dans le benzène le nombre de photons convertis par le processus CARS est de 5 ordres de grandeur supérieur à celui de la diffusion Raman Stokes ;
- ce genre de mélange d'onde est un processus cohérent. L'onde anti-Stokes est donc émise selon une direction de propagation précise déterminée par l'accord de phase des vecteurs d'onde (Eq. I.4). L'angle solide d'émission est réduit d'un facteur 10^4 par rapport à l'émission Stokes spontanée (qui est isotrope), ce qui améliore la mesure de photons diffusés.

$$2\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_{AS} \quad (I.4)$$

Dans le cas d'une excitation par un battement unique, une seule fréquence phononique est stimulée, donc un seul type de liaison moléculaire peut être identifié. Il est cependant possible d'élargir la gamme de détection et donc le nombre de composés chimiques en sondant le milieu à caractériser avec une multitude de battements. Dans ce cas, l'onde Stokes monochromatique est

remplacée par un continuum de longueurs d'onde. On parle alors de spectroscopie CARS multiplexée en longueur d'onde [I-14].

La spectroscopie CARS multiplexée à partir de microlasers a été étudiée par Okuno *et al.* dans le domaine visible [I-15] et dans le domaine du proche infrarouge [I-16], en collaboration avec des membres du département photonique de Xlim qui ont fourni les sources de supercontinuum. Dans le cadre de ces travaux, il est apparu que l'emploi d'impulsions d'une durée inférieure à la centaine de picoseconde (contre plusieurs centaines de picosecondes actuellement) apporterait un progrès notable en vue d'améliorer la résolution temporelle des mesures. Les chapitres II et III traitent de méthodes que j'ai mises au point pour réduire la durée des impulsions issues des microlasers.

II COMMENT GENERER DES IMPULSIONS LASERS

Les applications évoquées précédemment mettent en évidence le besoin de lasers capables de délivrer des impulsions en régime picoseconde, avec une forte puissance crête et une gigue temporelle faible. Nous allons maintenant passer en revue les méthodes les plus courantes employées pour la réalisation de sources impulsionnelles.

II.1 Génération d'impulsions par commutation du facteur de qualité d'une cavité laser

Les lasers utilisant la technique de commutation du facteur de qualité Q d'une cavité laser sont appelés des lasers déclenchés (également souvent qualifiés par leur appellation anglo-saxonne de laser "Q-switch").

II.1.1 Principe

Le déclenchement d'une cavité laser est une technique de génération d'impulsions reposant sur une modulation des pertes intracavité (c'est à dire du facteur de qualité Q du résonateur optique). Cette technique est principalement utilisée dans les lasers solides massifs pour la génération d'impulsions nanosecondes énergétiques avec de grandes puissances crête.

Le dispositif est conçu pour que les pertes dans la cavité soient initialement élevées, de telle sorte que l'effet laser ne puisse pas se produire. Le pompage optique augmente l'inversion de population dans le milieu à gain, c'est à dire l'énergie présente dans celui-ci. Cette accumulation d'énergie est limitée par l'émission spontanée et atteint un seuil de saturation. Le déclenchement consiste à réduire brusquement et significativement les pertes dans le résonateur optique, de telle manière que, le gain devenant soudain très supérieur aux pertes, la radiation laser se construit très rapidement dans la cavité (figure I.4). Le processus laser commence à partir du bruit d'émission spontanée qui est amplifié lors des allers-retours successifs dans la cavité.

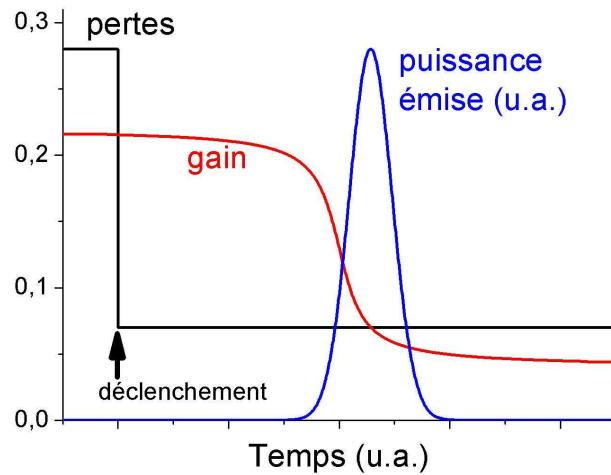


Figure I.4 Evolution du gain dans la cavité laser et de la puissance optique émise suite à une importante réduction des pertes qui constitue le déclenchement

Une fois que l'énergie dans la cavité atteint le niveau de saturation du gain, la puissance émise est maximale (crête de l'impulsion), et le signal n'est plus amplifié. L'énergie présente dans la cavité achève d'épuiser l'inversion de population, et les pertes sont rétablies à leur niveau initial.

La première réalisation expérimentale est due à Mc Clung en 1962 : un barreau de rubis pompé par lampe flash a été inséré dans une cavité contenant également une cellule Kerr à base de nitrobenzène [I-17]. Le niveau de pompage correspondant au seuil laser augmente considérablement quand la cellule Kerr est activée (25%) : le facteur de qualité de la cavité est dégradé par cette activation. L'impulsion laser est générée en pompant la cavité de qualité dégradée juste en dessous du seuil, puis en désactivant la cellule Kerr. Le facteur de qualité augmente soudainement, le seuil laser atténué est franchi très rapidement. Cette configuration a permis de générer des impulsions de 120 ns de durée pour une puissance crête de 300 kW.

La durée de l'impulsion émise dépend de la longueur L de la cavité, du gain petit signal lors d'un aller-retour G_{AR} dans celle-ci et de la vitesse de propagation de la lumière c dans la cavité selon la relation I.5 établie par Zayhowski en 1995 [I-18] :

$$\Delta t = \frac{8,1L}{c \ln(G_{AR})} . \quad (I.5)$$

La modulation des pertes peut se faire de manière contrôlée comme dans l'exemple vu plus haut (on parle alors de déclenchement actif) ou automatiquement (le déclenchement est alors qualifié de passif).

II.1.1.1 Le déclenchement actif

Les pertes sont modulées à l'aide d'un élément de contrôle actif, typiquement un modulateur électro-optique (cellule de Pockels) ou acousto-optique. Il existe également des déclencheurs mécaniques, par exemple un miroir de fond de cavité mobile ou déformable [I-19] (voir à ce propos le §III.2 du chapitre IV). L'énergie et la durée d'impulsion dépendent de l'énergie stockée dans le milieu à gain, c'est-à-dire de la puissance de pompe et du taux de répétition du déclenchement. Il n'est pas indispensable que le temps de déclenchement du modulateur soit comparable à la durée des impulsions, cependant un temps d'ouverture du déclencheur beaucoup plus grand que le temps de construction de l'impulsion laser peut provoquer un phénomène de double impulsion ou encore des instabilités [I-20].

II.1.1.2 Le déclenchement passif

Les pertes sont modulées automatiquement par un absorbant saturable (AS) c'est-à-dire un matériau opaque dont la transparence augmente avec la puissance optique absorbée. Il s'agit le plus souvent d'un cristal dopé en ions absorbants (chrome, vanadium...). Le milieu est opaque à l'état fondamental, mais l'absorption d'énergie qui survient lors de l'exposition à un rayonnement lumineux dépeuple ce niveau fondamental au profit d'un état excité, pour lequel le matériau est transparent. De la même manière, un milieu semi-conducteur peut jouer le rôle d'absorbant saturable (InGaAs, GaAs, GaInNAs) : les bandes de valence et de conduction ont alors le même rôle que les états fondamentaux et excités.

Dans le cas d'un déclenchement passif, l'impulsion est formée aussitôt que l'énergie stockée dans le milieu atteint un niveau suffisamment haut. L'énergie et la durée de l'impulsion sont fixées respectivement par les propriétés de l'AS (nature des ions, concentration en dopant) et la longueur de la cavité. Pour sa part, la puissance de pompe influe principalement sur le taux de répétition du laser.

II.1.2 Performances

Les performances rapportées ici sont celles des lasers disponibles dans le commerce. Dans la plupart des cas, les lasers déclenchés (actifs comme passifs) délivrent un train régulier d'impulsions avec un taux de répétition compris entre 1 et 400 kHz.

Le déclenchement actif permet l'émission d'impulsions d'une durée de quelques nanosecondes (correspondant à plusieurs allers-retours de la lumière dans la cavité). L'énergie par impulsion est de l'ordre de quelques microjoules, et peut atteindre la gamme du millijoule pour les

lasers pompés par des barrettes de diodes ou par des lampes flash. La puissance crête est typiquement de quelques kilowatts.

Le déclenchement passif permet l'émission d'impulsions nanosecondes, voire subnanosecondes dans les cavités monolithiques très courtes des microlasers, comme on le verra au §III de ce chapitre. L'énergie par impulsion est comprise entre le nanojoule et quelques microjoules. Enfin, ce déclenchement passif est une technologie simple et bon marché, ne requérant ni modulateur ni contrôle électronique.

II.1.3 Limites des performances

Dans les lasers déclenchés conventionnels (c'est-à-dire qui ne sont pas du type particulier des microlasers), la présence d'un modulateur de pertes impose une longueur de cavité allant typiquement de quelques centimètres à plusieurs décimètres, ce qui conduit, en vertu de la relation I.5 à l'émission d'impulsions de durée supérieure à la nanoseconde. De plus, une augmentation du taux de répétition est souvent traduite par une modulation des pertes amoindrie qui mène à une augmentation du temps de montée et de descente de la puissance optique, aboutissant à des impulsions plus longues [I-20].

En outre, pour les lasers déclenchés activement, l'électronique de contrôle du modulateur électro-optique accroît l'encombrement, la complexité, le coût et la consommation électrique de la source.

Dans les lasers à déclenchement passif, l'émission d'une impulsion est généralement sujette à une importante gigue temporelle (plusieurs microsecondes). Enfin, l'énergie par impulsion est fixée par les paramètres de l'absorbant saturable et ne peut être ajustée.

II.2 Commutation du gain

Cette méthode consiste à pomper le milieu à gain en dessous du seuil laser (voire à ne pas le pomper du tout), puis déclencher l'effet laser par une brusque montée de la puissance de pompe. Le temps de construction de l'impulsion est inversement proportionnel à la puissance de pompe injectée. Il est possible d'ajuster ce temps de construction en changeant la longueur de la cavité (au prix d'une modification de la durée d'impulsion) [I-21].

Ce type de méthode est typiquement employé dans des lasers à gaz (notamment les lasers CO₂) ou semi-conducteurs pompés électriquement par décharge, ainsi que dans des lasers solides (particulièrement les lasers semi-conducteurs) ou à colorant pompés optiquement par un autre laser impulsionnel. Avec un pompage par diode, la méthode de commutation du gain permet d'obtenir

des impulsions dans les domaines picoseconde et nanoseconde à un taux de répétition facilement accordable jusqu'au gigahertz [I-21, I-22].

Les principaux inconvénients de ce type de laser sont la nécessité d'électronique de contrôle qui augmente le volume et la consommation électrique du laser, et la gigue temporelle qui est plus importante que dans les lasers à verrouillage de modes.

II.3 Le verrouillage de modes

Le verrouillage (ou blocage) des modes longitudinaux d'une cavité est un procédé de génération d'impulsions ultracourtes décrits par Lamb et al. dès 1964 [I-23], soit peu de temps après l'invention du laser. Cette technique étant abondamment décrite dans la littérature [I-24], elle sera ici abordée de manière sommaire. Je m'intéresserai plutôt aux avantages et inconvénients inhérents à ce type de génération d'impulsion, ainsi qu'aux performances des lasers à modes bloqués.

II.3.1 Principe

Dans une cavité laser de plusieurs dizaines de centimètres de long, de très nombreux modes longitudinaux peuvent osciller. Ces modes sont indépendants les uns des autres. Il n'existe aucune relation entre leurs phases respectives. Les effets d'interférence entre ces modes tendent à se moyennner ce qui cause une émission pratiquement constante, autrement dit un régime d'émission continu (**cw** pour *continuous wave*).

Le verrouillage de mode consiste à permettre à un très grand nombre de modes d'osciller en phase. La mise en phase de ces modes se fait par l'insertion au sein de la cavité d'un modulateur d'amplitude qui peut être de type actif ou passif :

- le modulateur passif est généralement un absorbant saturable, qui devient naturellement transparent quand le flux lumineux le traverse. Dans ces conditions, les pertes minimales sont obtenues quand les différents modes longitudinaux interfèrent constructivement, c'est-à-dire quand ils sont en phase ;
- le modulateur actif peut agir sur l'amplitude, la phase ou la fréquence de l'onde. La périodicité de ce modulateur doit être égale au temps d'un aller-retour dans la cavité (ou un multiple entier de ce temps).

Dans les deux cas, cela équivaut, d'un point de vue fréquentiel, à imposer une fréquence de modulation égale à (ou du moins aussi proche que possible de) l'espacement en fréquence entre les modes (ou de N fois cet espacement, N étant un entier naturel). L'impulsion circule dans la cavité

en étant amplifiée à chaque passage dans le milieu à gain. Chaque rebond sur le miroir de couplage d'extraction correspond à l'émission d'une impulsion par le laser.

La temps qui s'écoule entre deux émissions successives τ_r dépend de l'écart fréquentiel entre les modes $\Delta\nu$, qui lui-même dépend de la longueur de cavité L :

$$\tau_r = \frac{1}{\Delta\nu} = \frac{2L}{c} \quad (\text{I.6})$$

La durée des impulsions Δt dépend : du nombre de modes N qui interfèrent constructivement (dans un laser réel, assurer une mise en phase de TOUS les modes est irréaliste), de l'écart en fréquence $\Delta\nu$, ainsi que de la forme temporelle de l'impulsion. Par exemple, les impulsions les plus brèves ont une forme temporelle en sécante hyperbolique, fonction pour laquelle la limite de Fourier est de 0,315 (elle est de 0,44 pour une gaussienne) :

$$\Delta t = \frac{0,315}{N\Delta\nu}. \quad (\text{I.7})$$

II.3.2 Performances

Les performances listées ici sont celles typiques des lasers à verrouillage de modes (actif ou passif) que l'on peut trouver dans le commerce :

- la durée des impulsions est comprise entre quelques femtosecondes (verrouillage passif) et plusieurs picosecondes (actif),
- la gigue temporelle est comprise entre la pico et la femtoseconde,
- la fréquence de répétition est supérieure à la dizaine de mégahertz,
- la puissance crête des impulsions est comprise entre quelques kilowatts (lasers semi-conducteurs) et plusieurs mégawatts (lasers titane saphir).

II.3.3 Limites

Les lasers à verrouillage de modes solides nécessitent un alignement précis des nombreux éléments optiques dans la cavité (miroirs, modulateur d'amplitude, dispositif de compensation de dispersion ou de compression spectrale...). Par conséquent ils exigent un environnement protégé (atmosphère propre, absence de vibration...) pour fonctionner convenablement et peuvent

nécessiter un entretien fréquent. De plus, ils sont encombrants, coûteux, et leur consommation électrique est importante.

Les lasers à verrouillage de modes fibrés sont généralement limités en terme d'énergie par impulsion, de puissance crête, et de qualité spectrale de l'impulsion (à cause des fortes non-linéarités qui apparaissent dans les fibres). De plus, les spectres de ces impulsions ultrabrèves étant relativement étendus (quelques dizaines de nanomètres), la dispersion chromatique et la dispersion entre les modes de polarisation peuvent causer des allongements temporels considérables de ces impulsions, à moins d'être compensées ou empêchées (par l'emploi respectivement de fibres à compensation de dispersion ou de fibre à maintien de polarisation), ce qui augmente la complexité du laser.

Enfin un taux de répétition inférieur au mégahertz, nécessaire par exemple pour la cytométrie en flux, implique des longueurs de cavité importante (supérieure à la centaine de mètre) difficilement réalisable.

III LES MICROLASERS OU "LASERS MICROCHIP"

Le principe du microlaser, également appelé laser *microchip*, a été démontré en 1989 par Zayhowski et Mooradian [I-25]. Il s'agit d'une vaste famille de dispositifs présentant des capacités dépassant celles de lasers conventionnels, notamment en terme de qualité du faisceau et de brièveté des émissions en mode déclenché (j'y reviendrai au §III.2), tout en étant très compacts et productibles en masse à faible coût.

Je présenterai tout d'abord le principe de ce type de lasers, ainsi que les caractéristiques spatiales, fréquentielles, de polarisation du faisceau émis, et les différents types de matériaux employés pour l'émission en régime continu. Par la suite je traiterai du régime impulsionnel d'émission. Enfin je ferai un récapitulatif des performances obtenues en laboratoire et dans les lasers commerciaux.

III.1 Principe

Un microlaser est essentiellement un milieu amplificateur solide de courte longueur dont les faces sont polies pour être planes et parallèles entre elles. Les miroirs de fond de cavité sont constitués d'un dépôt diélectrique directement sur les faces du milieu à gain. Le pompage se fait généralement longitudinalement par diode. La figure I.5 représente le schéma de principe de ce type de laser.

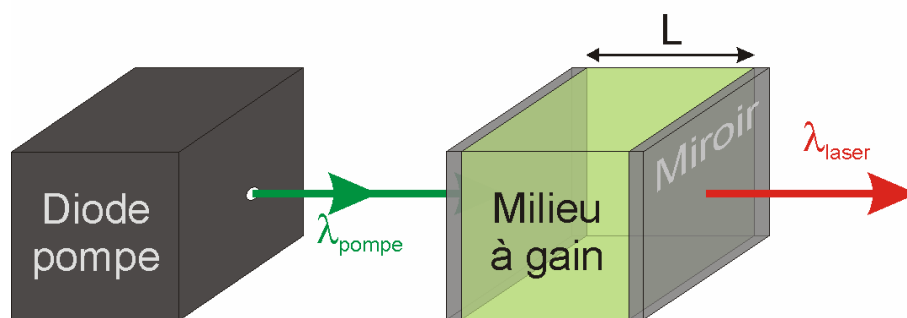


Figure I.5 Schéma de principe d'un microlaser

Avec une longueur de cavité très courte ($200\mu\text{m} < L < 3\text{mm}$), l'écart entre les modes longitudinaux est tel que seuls quelques modes sont compris dans la bande de gain du matériau amplificateur. Le laser est alors "faiblement multimode". La figure I.6 montre un exemple de profil spectral pour un microlaser Nd:YAG dont la cavité mesure environ 3 mm.

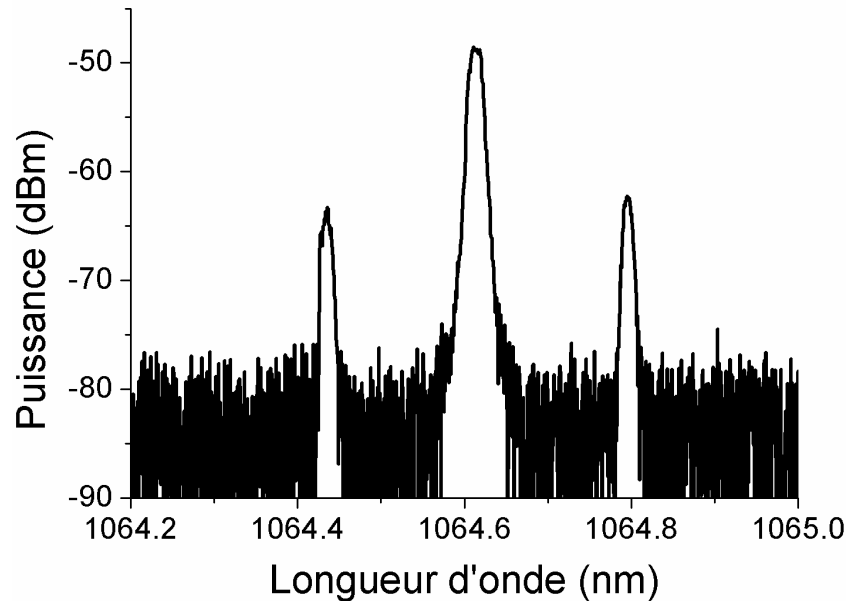


Figure I.6 Spectre d'émission d'un microlaser Nd:YAG, L=3 mm

Dans l'exemple de la figure I.6, on constate que la puissance portée par les modes latéraux est sensiblement plus faible que celle du mode central. Le rapport de suppression de mode (c'est-à-dire le rapport de la puissance du mode central sur celle du plus fort mode latéral) est de 14 dB. Pour un laser avec une cavité plus courte, l'écart entre les modes longitudinaux peut être supérieur à la bande de gain: l'émission est alors longitudinalement monomode. Pour un milieu amplificateur comme le YAG dopé néodyme (bande de gain d'environ 0,6 nm) une cavité purement monomode longitudinale doit avoir une longueur submillimétrique [I-26].

Concernant la distribution transverse du champ, le mode TEM_{00} est fortement favorisé par un filtrage par le gain lié à un effet de lentille thermique [I-27, I-28]. Ces effets assurent un confinement transverse du champ suffisant pour une émission sur le mode transverse fondamental, avec une qualité proche de la limite de diffraction ($1 < M^2 < 1,3$).

Lors de l'oscillation d'un mode longitudinal et transverse unique, la compétition entre les deux polarisations orthogonales aboutit à l'émission d'un faisceau polarisé linéairement. Dans le cas où plusieurs modes longitudinaux peuvent osciller, un battement entre les polarisations peut avoir lieu. Cependant une biréfringence induite par l'application d'une faible contrainte mécanique sur le milieu amplificateur assure une polarisation rectiligne du faisceau.

La puissance émise en régime d'émission continue avec un pompage par diode est typiquement de quelques dizaines de milliwatts, et peut atteindre plusieurs centaines de milliwatts.

D'un point de vue industriel, le fait que les faces soient des surfaces planes autorise le polissage et le dépôt diélectrique en une seule fois sur des *wafers* de grandes surfaces ($\approx 1 \text{ dm}^2$) qui

seront directement découpés pour donner plusieurs milliers de dispositifs prêts à l'usage. Ainsi la production de masse à bas coût est possible. Enfin il faut souligner que ces lasers ne nécessitent ni alignement, ni maintenance.

La simplicité de conception des microlasers a permis de tester une grande variété de matériaux amplificateurs pour émettre dans une large gamme de longueurs d'onde :

- dopage en néodyme de grenat d'aluminium/yttrium (YAG) ou d'orthovanadate d'yttrium (YVO₄) pour 1054, 1064, 1300 ou 1320 nm [I-26, I-29 à I-35],
- matériaux dopés ytterbium pour 1030 ou 1040 nm [I-35 à I-37],
- verres co-dopés en erbium/ytterbium pour les longueurs d'onde télécoms autour de 1550 nm [I-38],
- Cr:LiSAF pour l'obtention d'un laser accordable entre 800 nm et 1 μ m [I-39],
- dopages thulium et thulium/holmium dans du YAG ou du YLF pour émettre autour de 2 μ m [I-27, I-40, I-41],

Remarque : si les cristaux présentés ci-dessus sont employés pour générer une vaste palette de longueurs d'onde dans le proche infrarouge, de nombreux travaux ont montré que des techniques de génération de fréquences harmoniques dans des cristaux non linéaires (KTP, LBO, PPLN...) permettent de délivrer un signal dans le spectre visible, voire proche ultraviolet [I-41, I-42]. Ainsi, de nombreux constructeurs fournissent des sources à base de Nd:YAG délivrant la seconde, troisième ou quatrième harmonique de la raie d'émission du laser. Il est a priori possible d'utiliser n'importe quelle raie d'émission pour générer un signal continu à un grand nombre de longueur d'onde (par exemple les lasers fournis par Oxixus génèrent des signaux continus à : 375, 405, 488, 532, 553, 561, 640 et 660 nm). C'est cependant typiquement la raie à 1064 nm qui est exploitée pour générer un signal à 532 nm, 355 nm et 266 nm (JDS Uniphase, Alphalas, Kienzle, Crylas...).

Enfin, ces générations d'harmoniques sont des phénomènes non linéaires dont l'efficacité dépend fortement de la puissance optique instantanée, et sont donc plus adaptées aux microlasers impulsionnels dont je vais maintenant traiter.

III.2 Microlasers impulsionnels

A cause du nombre très limité de modes longitudinaux oscillant dans leur cavité, les microlasers ne sont évidemment pas adaptés à la technique de verrouillage de modes. En revanche, leur courte cavité offre le potentiel pour générer des impulsions subnanosecondes par la technique de déclenchement.

Zayhowski a établi que la durée minimale théorique des impulsions avec un laser Nd:YAG dont la cavité mesure 500 μm de long et pompé par une diode délivrant une puissance de 1 W est de 75 ps [I-43]. Cependant, l'insertion d'un commutateur dans ce type de cavité courte et monolithique est plus difficile que dans les lasers déclenchés conventionnels. Aussi le déclenchement requiert l'utilisation de méthodes spécifiques que je vais maintenant présenter.

III.2.1 Déclenchement actif

Le déclenchement actif de microlasers a été obtenu en remplaçant le miroir de fond de cavité par un cristal de tantalate de lithium (LiTaO_3) entouré de deux miroirs partiellement réfléchissants, tel que représenté sur la figure I.7.

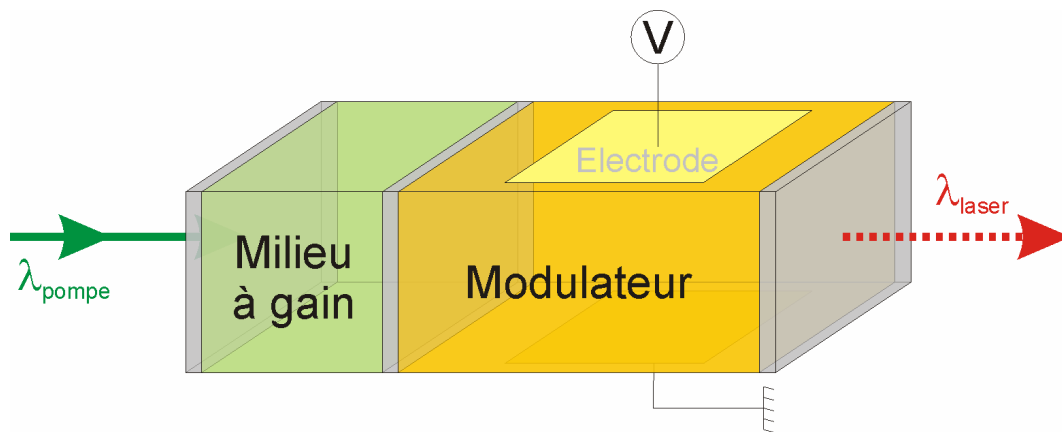


Figure I.7 Schéma expérimental d'un microlaser à déclenchement actif

Le système fonctionne comme une double cavité couplée : une cavité à gain, constituée du milieu amplificateur et des deux miroirs attenants, et un coupleur d'extraction à réflectivité variable constitué du modulateur et des miroirs accolés. La longueur du modulateur doit être un multiple entier de la longueur du milieu amplificateur afin d'assurer un recouvrement entre les modes longitudinaux résonnants dans les deux cavités couplées. L'application d'une tension sur le modulateur modifie l'indice du cristal, c'est-à-dire la longueur effective de la cavité, et permet la coïncidence des modes longitudinaux réduisant les pertes de la cavité globale, ce qui a pour effet de démarrer l'effet laser.

Zayhowski a présenté les résultats de cette technique de déclenchement avec différents milieux amplificateurs et selon différents modes de fonctionnement. En 1992, l'utilisation d'un cristal de Nd:YAG en guise de milieu à gain a permis d'obtenir [I-44] :

- des impulsions subnanosecondes ($\Delta t < 300$ ps) de forte puissance crête (25 kW) à faible taux de répétition ($f_{\text{rép}} \approx 5$ kHz),

- une fréquence de répétition très élevée (500 kHz) d'impulsions nanosecondes ($\Delta t \approx 13$ ns) avec une faible puissance crête (7 W).

La durée des impulsions augmente linéairement en fonction du taux de répétition, alors que la puissance crête diminue de manière exponentielle. De plus, la gigue en amplitude est inférieure à 0,5%, et la gigue temporelle est inférieure à 0,5 ns, ces valeurs étant majorées par les systèmes de mesures employés.

En 1995, le choix d'un cristal de Nd:YVO₄ a permis d'améliorer les performances en terme de durée d'impulsion, de puissance crête et de fréquence de répétition [I-45] :

- des impulsions de 115 ps de durée avec une forte puissance crête proche 90 kW ont été obtenues avec un taux de répétition de 1 kHz,
- un taux de répétition extrêmement élevé de 2,25 MHz a été possible avec des impulsions de 8,8 ns et une puissance crête de quelques watts (≈ 18 W).

La gigue (aussi bien en amplitude que temporelle) est similaire à celle rapportée dans les travaux de 1992.

Dans une revue sur la technologie des microlasers publiée en 1999, Zayhowski rapporte ces résultats et affirme que ces lasers pourraient être améliorés par un contrôle électronique plus performant du modulateur (tension de contrôle plus importante, bref temps de montée du dispositif...). Il précise cependant que cette amélioration des performances se ferait au détriment de la simplicité et de la compacité du dispositif [I-43].

Etant donné que la méthode de déclenchement repose sur une interférence constructive entre les modes qui peuvent osciller dans les deux sous-cavités, cette configuration expérimentale est très sensible à tous les phénomènes qui peuvent modifier la longueur effective des cavités. Ainsi, le contrôle en température doit être strict ($\pm 0,1^\circ\text{C}$) pour conserver un fonctionnement optimal.

En conclusion, ce type de déclenchement actif présente un intérêt en terme de durée d'impulsion, de puissance crête atteignable ou en terme de fréquence de répétition, mais les contraintes de volume (contrôle du modulateur), de consommation électrique et de condition d'utilisation (contrôle en température) semblent contre-indiquer son emploi pour des systèmes de mesures portables et bon marchés.

III.2.2 Déclenchement passif

Nous avons vu précédemment que le déclenchement passif se fait à l'aide de matériaux absorbants saturables. Dans les microlasers, ces absorbants se présentent principalement sous forme de cristaux (Fig. I.8.a) généralement de YAG dopé en ions chrome Cr⁴⁺, ou de miroirs absorbants

saturables semi-conducteurs (SESAM, *SEmiconductor Saturable Absorber Mirror*) à base de couches InGaAs/GaAs, qui prennent alors la place du miroir de fond de cavité (Fig. I.8.b).

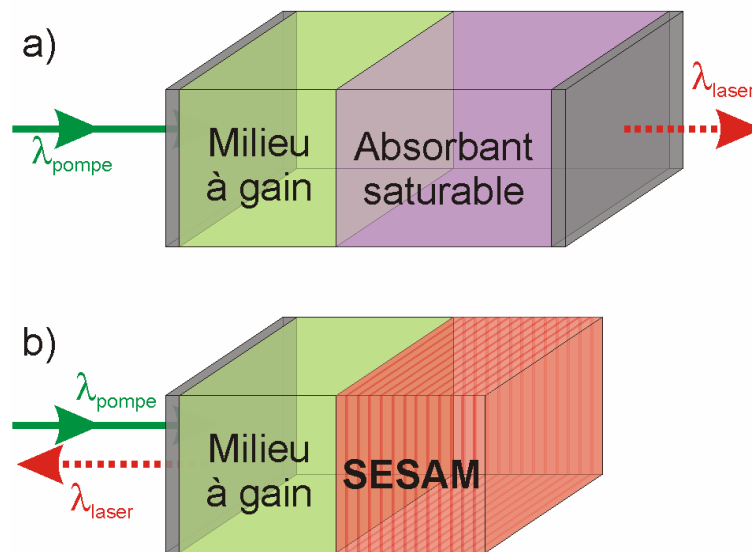


Figure I.8 Microlasers déclenchés passivement utilisant un absorbant saturable a) cristallin et b) SESAM

Note : il a également été démontré qu'un cristal de YAG dopé en ions vanadium V^{3+} peut servir à la conception de microlasers impulsionnels délivrant un signal à $1,3 \mu m$ [I-46], et que le LMA ($LaMgAl_{11}O_{19}$) dopé en ions Co^{2+} peut servir d'absorbant saturable pour des lasers générant des longueurs d'ondes télécoms ($\lambda \approx 1550 nm$), par exemple à base de verre dopé en ions erbium (Er:verre) [I-47] ou fluorure de lithium-yttrium dopé en ion thulium et ytterbium (Tm:Yb:YLiF₄) [I-48]. Cependant, je vais m'intéresser particulièrement aux méthodes existantes pour générer des impulsions brèves, et à ma connaissance ces absorbants saturables n'ont jamais permis de produire des impulsions subnanosecondes : le V:YAG a permis la génération d'impulsions de quelques nanosecondes, et le Co:LMA de plusieurs dizaines de nanosecondes.

III.2.2.1 Absorbant saturable cristallin à base d'ion chrome Cr^{4+}

L'insertion d'ions chrome peut se faire selon deux méthodes :

- soit en dopant conjointement le cristal YAG avec les ions chromes et les ions responsables de l'effet laser. Cette technique de dopage a notamment été utilisée pour réaliser des laser Cr,Nd:YAG [I-49, I-50] ou Cr,Yb:YAG [I-51] ;
- soit en dopant séparément deux cristaux puis en les assemblant après polissage (c'est le cas illustré dans la figure I.8.a). Cette technique, notamment démontrée pour des

cristaux de Cr:YAG utilisés dans des lasers Nd:YAG [I-52] et Yb:YAG [I-53], est celle qui est le plus couramment employée par les constructeurs industriels de microlasers déclenchés.

Les impulsions les plus brèves obtenues en laboratoire grâce à un déclenchement passif d'un microlaser Nd:YAG par un cristal absorbant saturable Cr:YAG ont des durées comprises entre 169 et 550 ps avec une énergie par impulsion de plusieurs dizaines de microjoules pour des taux de répétition de quelques kilohertz à quelques dizaines de kilohertz [I-52].

D'un point de vue industriel, l'intégralité des microlasers impulsionnels utilise à ma connaissance un déclenchement passif par un absorbant saturable cristallin. Les impulsions émises ont typiquement une durée comprise entre 0,5 et 10 ns. Le taux de répétition varie entre quelques kilohertz et la centaine de kilohertz. La puissance crête est typiquement quelques kilowatts, mais peut atteindre le mégawatt. La longueur d'onde usuelle est 1064 nm, mais le doublage ou triplage de fréquences dans un cristal non linéaire permet d'obtenir les harmoniques de cette longueur d'onde.

III.2.2.2 Absorbant saturable semi-conducteur

Les SESAM ont été utilisés avec succès dans des lasers fonctionnant à diverses longueur d'onde à base de Nd:YVO₄ (1064 nm), Nd:LSB (1062 nm), Yb:YAG (1030 nm) et Er,Yb:verre (1535 nm) [I-54, I-55]. Cette souplesse sur la longueur d'onde d'utilisation vient du fait que l'espacement entre les puits qui constituent la couche absorbante du SESAM peut être choisi pour correspondre à n'importe quelle longueur d'onde entre 1030 et 1540 nm. Cet absorbant étant également le miroir de fond de cavité, sa longueur ne contribue pas significativement à la longueur totale de cavité, ce qui autorise la génération d'impulsions bien plus brèves. Ainsi, dans un laser Nd:YVO₄ (de longueur 185 µm) déclenché par un SESAM constitué de 35 couches successives de InGaAs/GaAs, Häring et al. ont obtenu des impulsions de 37 ps avec une puissance crête de 1,4 kW à un taux de répétition de 160 kHz [I-55].

Le principal défaut de ces déclencheurs vient du fait que les éléments optiques (miroir de fond de cavité, milieu à gain et SESAM) sont simplement accolés les uns aux autres. L'intervalle d'air entre ces éléments (dépendant de la pression mécanique exercée pour les juxtaposer) influence fortement les performances du déclenchement, notamment par le biais d'effets interférométriques [I-55]. De plus, ces interfaces sont particulièrement sensibles aux claquages optiques, ce qui limite la puissance crête accessible pour les impulsions générées.

Dans des travaux datant de 2007, Nodop et al. présentent une technique de collage des éléments optiques de la cavité d'un laser Nd:YVO₄ déclenché par un SESAM [I-56]. La glu utilisée permet à la puissance optique de circuler dans la cavité sans changement brusque d'indice, ce qui

réduit le risque de claquage et permet de générer des impulsions de durée 50 ps avec une puissance crête de 20 kW à une fréquence de répétition de 166 kHz. Ce procédé novateur permet a priori de générer des impulsions de grande puissance crête dans des microlasers déclenchés à l'aide de miroirs absorbants saturables semiconducteurs, cependant il n'existe pas à ma connaissance d'exploitation industrielle de cette technologie.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons brièvement vu des applications de détection, de mesure et d'analyse qui nécessitent l'emploi de lasers impulsionnels et/ou de techniques reposant sur les effets d'optique non linéaire. Ces applications nécessitent (dans l'idéal) l'emploi de lasers délivrant des impulsions picosecondes, avec une gigue temporelle inférieure à la microseconde et d'importantes puissances crête, tout en demeurant des sources portables, robustes, bon marché et demandant peu d'entretien.

J'ai par la suite rappelé quelles sont les technologies de lasers impulsionnels existantes : lasers déclenchés et lasers à verrouillage de mode. Nous avons vu que les lasers disponibles dans le commerce capables de générer des impulsions brèves (picosecondes ou moindres) avec une faible gigue temporelle sont des lasers à modes synchronisés, souvent onéreux et encombrants, présentant une fréquence de récurrence nécessairement très élevée (plusieurs mégahertz). Les lasers à verrouillage de modes fibrés montrent quant à eux une puissance crête limitée et un profil temporel de l'impulsion de qualité médiocre.

Enfin, nous avons vu que les microlasers déclenchés sont un type de sources attrayantes :

- les microlasers déclenchés activement ont des performances en laboratoire intéressantes (durée d'impulsion, fréquence de répétition accordable, très faible gigue temporelle...), mais ne satisfont pas aux exigences de simplicité, de portabilité et de coût. De plus, ils ne sont pas disponibles industriellement ;
- les lasers déclenchés passivement par un SESAM montrent d'excellentes performances en laboratoire (durée d'impulsion de quelques dizaines de picosecondes, taux de répétition supérieur à 100 kHz...), notamment depuis les travaux qui ont permis d'atteindre de fortes puissances crête (20 kilowatts), cependant le procédé de collage des éléments qui permet d'envisager des performances stables sur le long terme n'a pas, à ma connaissance, donné lieu à une exploitation industrielle qui permettrait de disposer dans le commerce de microlasers avec ces performances ;
- enfin, les microlasers déclenchés passivement par un absorbant saturable cristallin à base de chrome permettent de générer des impulsions brèves en laboratoire (169 picosecondes). Cependant les performances des sources commerciales sont insuffisantes pour les applications que je vise : la durée d'impulsion est importante

(0,5 nanosecondes au mieux), et la gigue temporelle est conséquente (quelques % du délai entre deux impulsions successives, soit plusieurs microsecondes).

Afin de pouvoir néanmoins utiliser ces microlasers pour les applications telles que la cytométrie en flux, le LIDAR ou l'imagerie CARS, il a donc fallu améliorer les performances de ces lasers. Les chapitres suivants porteront sur les travaux effectués durant ma thèse sur l'amélioration des impulsions issues de microlasers : réduction de la durée des impulsions (chapitre II & III), réduction de la gigue temporelle (chapitre IV). Dans le chapitre IV, je tirerai profit de la technique que j'ai choisie pour réduire la gigue temporelle afin de pratiquer notamment des élargissements spectraux intracavité.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- [I-1] **Chanin**, "Le rôle des lidars dans l'étude de l'atmosphère," EDP Science **4**, p.507 (1996)
- [I-2] **Hauchecorne et al.**, "Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 70 km," Geophys. Res. Lett. **7**, p.565 (1980)
- [I-3] **Argall et al.**, "High pulse-repetition-frequency lidar system using a single telescope for transmission and reception," Appl. Opt. **35**, p.2619 (1996)
- [I-4] **Geiser et al.**, "A subnanosecond pulsed laser-source for mid-infrared LIDAR," Appl. Phys. B **83**, p.175 (2006)
- [I-5] **Kaldvee et al.**, "Development of a picosecond lidar system for large-scale combustion diagnostics," Appl. Opt. **48**, p.B65 (2008)
- [I-6] **Mandeville et al.**, "Characterization of passively Q-switched microchip lasers for laser radar," Proc. SPIE **2748**, p.358 (1996)
- [I-7] **Avdokhin et al.**, "Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers," Opt. Lett. **28**, p.1353 (2003)
- [I-8] **Provino et al.**, "Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructured fibre," Electron. Lett. **37**, p.558 (2001)
- [I-9] **Leon-Saval et al.**, "Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides," Opt. Exp. **12**, p.2864 (2004)
- [I-10] **Wadsworth et al.**, "Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres," Opt. Exp. **12**, p.299 (2004)
- [I-11] **Champert et al.**, "White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system", Opt. Exp. **12**, p.4366 (2004)
- [I-12] **Tombelaine et al.**, " Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holey fibers by SHG-induced modulation instabilities," Opt. Exp. **13**, p.7399 (2005)
- [I-13] **Begley et al.**, "Coherent anti-Stokes Raman spectroscopy," Appl. Phys. Lett. **25**, p.387 (1974)

- [I-14] **Kee et al.**, "Simple approach to one-laser, broadband coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy," Opt. Lett. **29**, p.2701 (2004)
- [I-15] **Okuno et al.**, "Ultrabroadband ($>2000\text{cm}^{-1}$) multiplex coherent anti-Stokes Raman spectroscopy using a subnanosecond supercontinuum light source," Opt. Lett. **32**, p.3050 (2007)
- [I-16] **Okuno et al.**, "Ultrabroadband multiplex CARS microspectroscopy and imaging using a subnanosecond supercontinuum light source in the deep near infrared," Opt. Lett. **33**, p.923 (2008)
- [I-17] **Mc Clug et al.**, "Giant Optical Pulsations from Ruby ," J. Appl. Phys. **33**, p.828 (1962)
- [I-18] **Zayhowski et al.**, "Optimization of Q Switched Lasers," IEEE J. Quantum Electron. **27**, p.716 (1995)
- [I-19] **Shin et al.**, "Tunable Q-switched erbium-doped fiber laser based on digital micro-mirror array," Opt. Exp. **14**, p.5356 (2006)
- [I-20] **Paschotta**, "Field guide to laser pulse generation," SPIE Press Book (2008)
- [I-21] **AuYeung**, "Picosecond optical pulse generation at gigahertz rates by direct modulation of a semiconductor laser," Appl. Phys. Lett. **38**, p.308 (1981)
- [I-22] **Asobe et al.**, "Laser-diode-driven ultrafast all-optical switching by using highly nonlinear chalcogenide glass fiber," Opt. Lett. **18**, p.1056 (1993)
- [I-23] **Lamb et al.**, "Theory of an Optical Maser," Phys. Rev. **134**, p.A1429 (1964)
- [I-24] **Siegman**, "Lasers," University Science Books, chapitres **27** & **28** (1986)
- [I-25] **Zayhowski et al.**, "Single-frequency microchip Nd lasers," Opt. Lett. **14**, p.24 (1989)
- [I-26] **Zayhowski**, "Thermal guiding in microchip lasers," in Advanced Solid State Lasers, G. Dube, ed., Vol. **6** of OSA Proceedings Series (Optical Society of America, 1990), paper **DPL3**
- [I-27] **Harrison et al.**, "Thermal Modeling for Mode-Size Estimation in Microlasers with Application to Linear Arravs in Nd:YAG and Tm,Ho:YLF," IEEE J. Quantum Electron. **30**, p.2628 (1994)

- [I-28] **Taira et al.**, "Single-mode oscillation of laser-diode-pumped Nd:YVO₄ microchip lasers," Opt. Lett. **24**, p.1955 (1991)
- [I-29] **Mermilliod et al.**, "LaMgAl₁₁O₁₉:Nd microchip laser," Appl. Phys. Lett. **59**, p.3519 (1991)
- [I-30] **Gavrilovic et al.**, "Temperature-tunable, single frequency microcavity lasers fabricated from flux-grown YCeAG:Nd," Appl. Phys. Lett. **60**, p.1652 (1992)
- [I-31] **Mc Kinnon et al.**, "Laser-diode pumped, electro-optically tunable Nd:MgO:LiNbO₃ microchip laser," J. Opt. Soc. Am. B **11**, p.519 (1994)
- [I-32] **Becher et al.**, "Low-intensity-noise operation of Nd:YVO₄ microchip lasers by pump-noise suppression," J. Opt. Soc. Am. B **16**, p.286 (1999)
- [I-33] **Otsuka et al.**, "Oscillation spectra and dynamic effects in a highly-doped microchip Nd:YAG ceramic laser," Opt. Exp. **12**, p.2293 (2004)
- [I-34] **Dong et al.**, "Optimization of the laser performance in Nd³⁺:YAG ceramic microchip lasers," Appl. Phys. B **80**, p.39 (2005)
- [I-35] **Fan et al.**, "Aperture guiding in quasi-three-level lasers," Opt. Lett. **19**, p.554 (1994)
- [I-36] **Druon et al.**, "Efficient, tunable, zero-line diode-pumped, continuous-wave Yb³⁺:Ca₄LnO(BO₃)₃ (Ln = Gd, Y) lasers at room temperature and application to miniature lasers," J. Opt. Soc. Am. B **17**, p.18 (2000)
- [I-37] **Dong et al.**, "Efficient Yb³⁺:Y₃Al₅O₁₂ ceramic microchip lasers," Appl. Phys. Lett. **89**, 091114 (2006)
- [I-38] **Laporta et al.**, "Diode-pumped microchip Er—Yb:glass laser," Opt. Lett. **18**, p.1232 (1993)
- [I-39] **Zhang et al.**, "Electronically tuned diode-laser-pumped Cr:LiSrAlF₆ laser," Opt. Lett. **17**, p.43 (1992)
- [I-40] **Storm et al.**, "Single-longitudinal-mode lasing of Ho:Tm:YAG at 2.091 μ m," Appl. Opt. **28**, p.4965 (1989)
- [I-41] **Zayhowski et al.**, "Tm:YVO₄ microchip laser," Appl. Opt. **34**, p.435 (1995)

- [I-42] **Druon et al.**, "High-repetition-rate 300-ps pulsed ultraviolet source with a passively Q-switched microchip laser and a multipass amplifier," Opt. Lett. **24**, p.499 (1999)
- [I-43] **Zayhowski**, "Microchip lasers," Opt. Mat. **11**, p.255 (1999)
- [I-44] **Zayhowski et al.**, "Diode-pumped microchip lasers electro-optically Q switched at high pulse repetition rates," Opt. Lett. **17**, p.1201 (1992)
- [I-45] **Zayhowski et al.**, "Coupled-cavity electro-optically Q-switched Nd:YVO4 microchip lasers," Opt. Lett. **20**, p.716 (1995)
- [I-46] **Šulc et al.**, "Nd:YAG/V:YAG monolithic microchip laser operating at 1.3 μm ," Opt. Mat. **30**, p.50 (2007)
- [I-47] **Yumashev et al.**, "Nonlinear spectroscopy and passive Q-switching operation of a $\text{Co}^{2+}:\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$ crystal," J. Opt. Soc. Am. B **16**, p.2189 (1999)
- [I-48] **Braud et al.**, "Passive Q-switching and wavelength tunability of a diode-pumped $\text{Tm}:\text{Yb}:\text{YLiF}_4$ laser around 1.5 μm ," Opt. Comm. **183**, p.175 (2000)
- [I-49] **Zhou et al.**, "Monolithic self-Q-switched $\text{Cr,Nd}:\text{YAG}$ laser," Opt. Lett. **18**, p.511 (1993)
- [I-50] **Lv et al.**, "Diode-pumped self-Q-switched single-frequency 946-nm Nd^{3+} , $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ microchip laser," Opt. Lett. **26**, p.72 (2001)
- [I-51] **Dong et al.**, "Stable laser-diode pumped microchip sub-nanosecond $\text{Cr,Yb}:\text{YAG}$ self-Q-switched laser," Laser Phys. Lett. **2**, p.387 (2005)
- [I-52] **Zayhowski et al.**, "Short-pulsed $\text{Nd}:\text{YAG}/\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ passively Q-switched microchip lasers," in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference, Technical Digest (Optical Society of America, 2003), paper **CThF2**
- [I-53] **Dong et al.**, "Sub-nanosecond passively Q-switched $\text{Yb}:\text{YAG}/\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ sandwiched microchip laser," Appl. Phys. B **85**, p.513 (2006)
- [I-54] **Spülher et al.**, "Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers," J. Opt. Soc. Am. B **16**, p.376 (1999)

- [I-55] **Häring et al.**, "Passively Q-switched microchip laser at 1.5 μm ," J. Opt. Soc. Am. B **18**, p.1805 (2001)
- [I-56] **Nodop et al.**, "High-pulse-energy passively Q-switched quasi-monolithic microchip lasers operating in the sub-100-ps pulse regime," Opt. Lett. **32**, p.2115 (2007)

CHAPITRE II

DECOUPE D'IMPULSIONS LASERS VIA LA ROTATION NON LINEAIRE DE POLARISATION

INTRODUCTION

Nous avons vu au chapitre I que de nombreuses applications tireraient avantage de lasers compacts, robustes et bon marché comme les microlasers. Cependant les performances atteintes par ces lasers sont insuffisantes, notamment en terme de durée d'impulsions. Dans ce chapitre, je traiterai de la réduction de la durée des impulsions après leur émission par le laser.

Je passerai tout d'abord en revue les méthodes communément employées pour raccourcir des impulsions lasers, et préciserai leur éventuelle compatibilité avec les impulsions issues d'un microlaser. Je détaillerai particulièrement la technique de découpe d'impulsion exploitant la rotation non linéaire de polarisation dans une fibre optique suivie d'un filtrage en polarisation, en présentant les différents effets non linéaires qui peuvent contribuer à cette rotation de polarisation : automodulation de phase, modulation de phase croisée, et couplage cohérent.

Par la suite, je présenterai les travaux de simulation numérique que j'ai effectués pour décrire cette rotation non linéaire de polarisation, et exploiter la découpe temporelle d'impulsion qu'elle permet. A la différence des études déjà menées sur le sujet, je prendrai en considération des cas de figure où le couplage cohérent ne peut pas être négligé. Nous verrons que l'influence de ce phénomène devient pourtant primordiale pour prédire l'état de polarisation d'une impulsion puissante se propageant dans une fibre optique faiblement biréfringente.

Enfin, je présenterai les résultats que j'ai obtenus lors de la mise en œuvre expérimentale de cette découpe temporelle d'impulsion. Je comparerai également les résultats expérimentaux et numériques, et détaillerai les performances, améliorations envisageables et limites de cette technique.

I RACCOURCISSEMENT D'IMPULSION : ETAT DE L'ART

Nous avons vu au chapitre I qu'une architecture laser donnée permet de générer des impulsions avec une gamme définie de durées : femtoseconde et picoseconde pour les lasers à mode bloqués, subnanoseconde à nanoseconde pour les lasers déclenchés. Cependant, les durées nécessaires pour les applications pratiques ne sont pas nécessairement exactement les mêmes que celles délivrées par les sources lasers. Afin de pallier ce défaut, de nombreuses techniques ont été imaginées et mises en œuvre pour ajuster la durée des impulsions après leur émission par le laser : compression par compensation d'un glissement de la phase spectrale, absorption du front montant de l'impulsion par l'emploi d'un absorbant saturable, ou encore découpe temporelle exploitant la rotation non linéaire de polarisation. Je décrirai tout d'abord ces techniques de raccourcissement temporel d'impulsions extracavité, en insistant particulièrement sur la dernière, que je démontrerai être la plus adaptée au raccourcissement des impulsions émises par les microlasers déclenchés.

I.1 Compression temporelle

On sait qu'une impulsion dont la phase spectrale est plane est caractérisée par la relation entre sa durée Δt et la largeur de son spectre $\Delta \nu$: le produit $\Delta t \Delta \nu$ est minimal lorsque la phase est constante dans le temps. Il est alors égal à un nombre appelé la limite de Fourier, dont la valeur dépend de la forme de son profil temporel. Par exemple, pour une impulsion dont le profil temporel a la forme d'une fonction gaussienne, on a $\Delta t \Delta \nu \geq 0,44$; pour une profil en forme de fonction sécante hyperbolique $\Delta t \Delta \nu \geq 0,315$. Si une impulsion présente un glissement de la phase au cours du temps (en anglais *chirp*, terme que j'emploierai fréquemment étant donné son utilisation courante en langue française), ce produit est alors supérieur à la limite de Fourier. Le *chirp* d'une impulsion, représenté par le paramètre C , peut être [II-1] :

- positif, $C > 0$, c'est-à-dire que la fréquence augmente entre le front montant de l'impulsion et son front descendant (on emploie couramment le terme anglais de "*up-chirp*"). Ce cas est celui représenté en figure II.1 ;
- nul, $C = 0$, c'est-à-dire que le produit durée/largeur de bande est minimal, on dit alors que l'impulsion est à la limite de Fourier, le spectre est l'exacte transformée de Fourier du profil temporel ;
- négatif, $C < 0$, la fréquence diminue alors au cours du temps ("*down-chirp*").

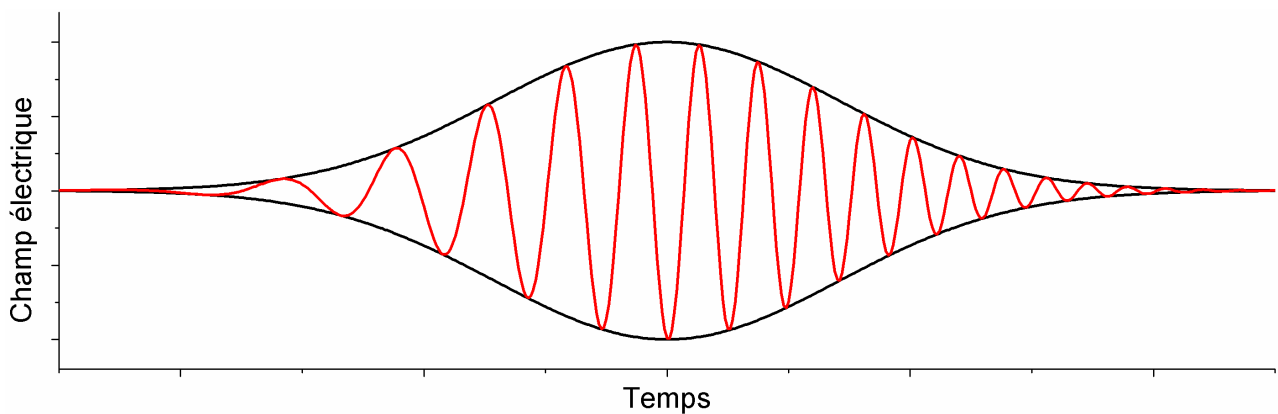


Figure II.1 Champ électrique d'une impulsion présentant un fort glissement de phase positif au cours du temps (*up-chirp*)

En 1969, Edmond Treacy établit qu'une paire de réseaux parallèles peut modifier la distribution spectrale d'une impulsion entre sa fonction d'amplitude et sa fonction de phase [II-2]. Ainsi, on peut compresser temporellement une impulsion en aplanissant sa phase. Cet aplanissement se fait en compensant la dispersion de l'impulsion qui présente un *chirp* dans un milieu de dispersion approprié. Pour simplification, nous allons considérer uniquement le cas d'impulsions présentant un *chirp* positif, pour lesquelles la compensation de dispersion doit se faire en régime de dispersion anormal, $\beta_2 < 0$ (et réciproquement, quand $C < 0$, on utilise un milieu dispersif normal $\beta_2 > 0$).

En pratique, le glissement de phase apparaît lorsqu'une impulsion laser (initialement très proche de la limite de Fourier, que l'on considèrera comme ayant une phase plane) s'est propagée dans un milieu non linéaire et/ou dispersif. En effet, les non-linéarités provoquent un élargissement du spectre de l'onde qui, associé à la dispersion, cause un *chirp* positif. L'impulsion présente alors un étalement du spectre dont les différentes composantes sont réparties dans le temps, avec les grandes longueurs d'onde devant les longueurs d'onde plus courtes (figure II.2). Cet élargissement est parfois accompagné d'un étalement temporel. Dans un milieu de dispersion anormale, la vitesse de groupe est une fonction décroissante de la longueur d'onde, ce qui permet aux composantes de petite longueur d'onde de "rattraper" les composantes de grande longueur d'onde. Les différentes étapes de compression sont illustrées schématiquement dans la figure II.2 où sont présentés les profils temporels, les phases spectrales et les profils spectraux à différents stades (respectivement à l'émission d'un laser, après la propagation dans un milieu non linéaire et enfin après propagation dans un milieu dispersif).

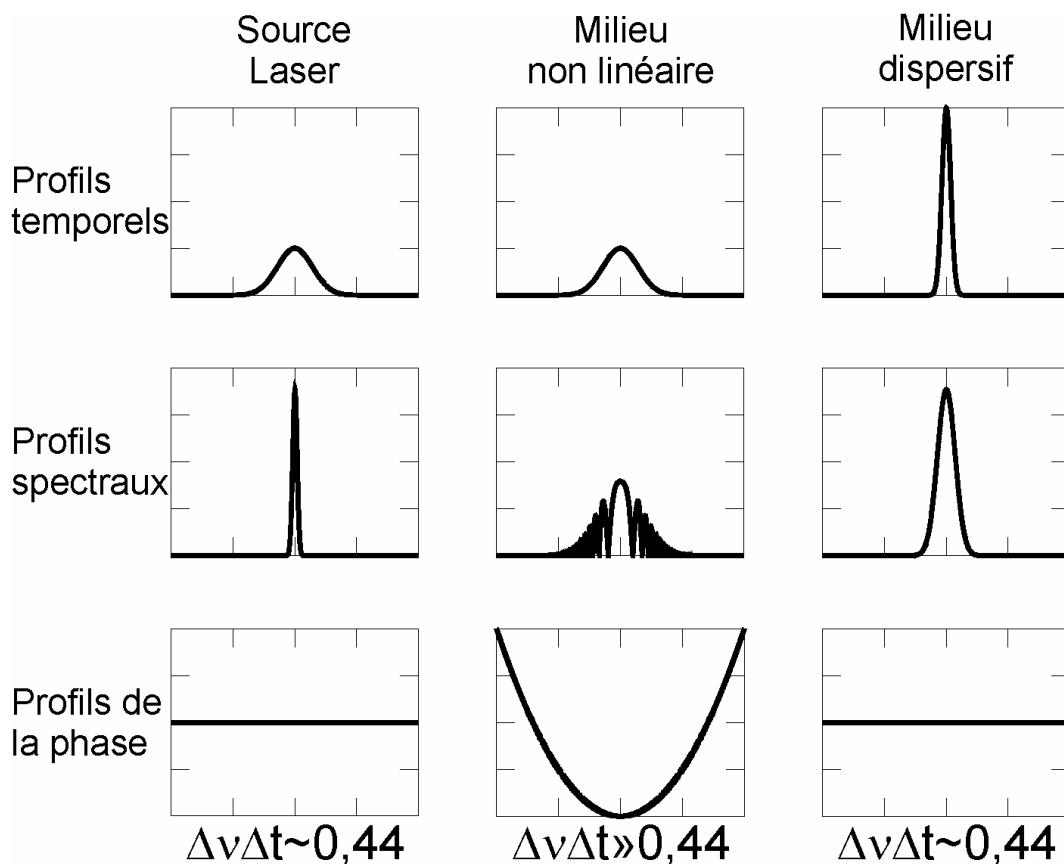


Figure II.2 Profils temporels (haut), spectraux (milieu) et de la phase (bas) d'une impulsion laser à la sortie des différents éléments d'un dispositif de compression temporelle composé, à savoir : une source laser, un milieu non-linéaire et un milieu de compensation de la dispersion

Les compresseurs d'impulsions sont classés en deux catégories [II-3] :

- les compresseurs fibre/réseaux : l'impulsion subit un étalement spectral dans une fibre de dispersion normale, elle présente alors un *chirp* positif, que l'on compense à l'aide d'un élément optique présentant une dispersion chromatique anormale, typiquement une paire de réseaux [II-2, II-4], de prismes [II-5] ou une combinaison de ces éléments [II-6, II-7]. On peut enfin utiliser une fibre optique à compensation de dispersion (illustration de la figure II.2) [II-8]. Ce type de compresseur a permis de réduire la durée d'impulsion jusqu'à un facteur 5 en régime femtoseconde [II-9], et un facteur proche de 100 en régime picoseconde [II-10, II-11]. Deux compresseurs par réseaux montés en cascade ont même permis d'obtenir un facteur de compression de 450, pour des impulsions initiales de 90 ps, raccourcies à 0,2 ps [II-12] ;
- les compresseurs solitoniques : une impulsion avec une phase spectrale a priori plane est injectée dans un milieu non linéaire qui présente une dispersion anormale,

l'élargissement (notamment dû à l'automodulation de phase, voir le §I.3.1.1 de ce chapitre) et la compression du spectre ont lieu simultanément, dans un même milieu, typiquement une fibre optique (aussi bien des fibres massives que des fibres microstructurées) à dispersion anormale. Le terme solitonique est une simplification de quasi-solitonique, puisque dans ce régime de propagation les non-linéarités et la dispersion ne se compensent pas **exactement**. Ce type de compresseur a permis d'obtenir des facteurs de compression très élevés, par exemple en comprimant des impulsions de 7 ps jusqu'à 260 fs (soit un facteur 27) dans une fibre pleine de 320 m [II-13], ou un facteur similaire de compression en régime femtoseconde (810 fs comprimé à 33 fs) dans une fibre microstructurée [II-14]. Le plus fort facteur de réduction de durée obtenu par une compression solitonique est de 110 (de 30 ps jusqu'à 275 fs) dans une fibre de 250 m [II-15].

La combinaison de ces deux types de compresseurs permet d'améliorer encore les performances, ainsi en 1988 Gouveia-Neto et al. obtiennent un facteur de compression proche de 5000 en comprimant une impulsion : tout d'abord de 90 ps jusqu'à une durée proche de la picoseconde à l'aide d'une paire de réseaux, puis de la picoseconde jusqu'à 18 fs lors de la propagation en régime quasi-solitonique dans une fibre [II-16].

Il est important de noter que cette technique de compression est efficace pour comprimer des impulsions déjà relativement courtes de durée picosecondes ou femtosecondes, cependant Tomlinson et al. estiment que la limite de pertinence de cette méthode de raccourcissement est atteinte pour une durée initiale d'impulsions supérieure à 100 ps [II-17]. En effet, lors de la propagation dans une fibre optique, la prédominance des effets dispersifs ou non linéaires dépend de la puissance crête P_0 , de la durée T_0 des impulsions et de la longueur de fibre L . Cette longueur de fibre est à comparer aux longueurs caractéristiques : de dispersion L_D et non linéaire L_{NL} , définies par la relation II.1.

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (\text{II.1})$$

où γ est le paramètre non linéaire de la fibre et β_2 est la dispersion de la vitesse de groupe dans la fibre. Nous ne prendrons en compte que les cas où la longueur de fibre est supérieure à au moins l'une de ces longueurs caractéristiques, sans quoi l'impulsion ne subit ni dispersion, ni effets non linéaires de manière significative.

Satsuma a introduit le paramètre N , avec $N^2 = L_D / L_{NL}$, afin de quantifier l'importance relative des phénomènes dispersifs ou non linéaires lors de la propagation [II-18] :

- pour $N \ll 1$, la longueur caractéristique de dispersion est bien plus petite que la longueur non linéaire : la propagation est alors gouvernée par la dispersion,
- à l'inverse, $N \gg 1$ est synonyme de régime de propagation essentiellement non linéaire,
- dans le cas $N \approx 1$, à la fois la dispersion et les non-linéarités jouent un rôle important dans l'évolution de l'impulsion, on obtient alors un régime de propagation quasi-solitonique pour lequel la compression est relativement facile à mettre en place.

Les impulsions produites par les microlasers ont typiquement une durée de 0,5 ns et une puissance crête de plusieurs kilowatts, soit pour une fibre en silice standard avec une dispersion $\beta_2 < 30 \text{ ps}^2 / \text{km}$, un facteur $N \approx 1000$. Cette valeur correspond à un régime purement non linéaire.

Ainsi, compenser l'étalement temporel d'une impulsion émise par un microlaser et élargie dans quelques centimètres de fibre optique demandera une longueur kilométrique de fibre à forte dispersion négative ou l'emploi de réseaux extrêmement longs et très distants l'un de l'autre pour obtenir une compression temporelle.

En résumé, la compression temporelle d'impulsion par compensation de la dispersion est une technique très intéressante pour réduire la durée d'impulsions picosecondes ou femtosecondes, puisqu'elle permet d'obtenir des facteurs de réduction proche de 100 en employant un compresseur unique, et un facteur proche de 5000 avec deux compresseur en cascade. Cependant, le matériel de compensation de dispersion accessible à l'heure actuelle impose un volume du dispositif rédhibitoire pour pratiquer cette technique de compression avec des impulsions de durée subnanosecondes comme celles émises par les microlasers.

I.2 Emploi d'un absorbant saturable

Une autre méthode de raccourcissement d'impulsions lasers consiste à faire passer celles-ci dans un milieu absorbant saturable. Cette méthode vise à raidir le front de montée de l'impulsion en exploitant le fait que les premiers photons qui arrivent dans ce milieu à évolution temporelle dynamique sont absorbés pour blanchir celui-ci. La partie puissante de l'impulsion est alors transmise à travers l'absorbant saturable transparent, avec des pertes minimales appelées pertes non saturables (voir la figure II.3). Une réduction de la durée d'impulsion par un facteur trois a été obtenue après un passage unique d'impulsions picosecondes dans un absorbant saturable à colorant

[II-19]. Les courbes expérimentales présentées dans l'article de Penzkofer et al. [II-19] montrent une variation très abrupte du facteur de réduction selon la puissance crête des impulsions à raccourcir. Cela indique que la stabilité de la puissance crête des impulsions est un paramètre extrêmement critique de cette méthode puisque la moindre variation de celle-ci changera de manière drastique le facteur de raccourcissement obtenu.

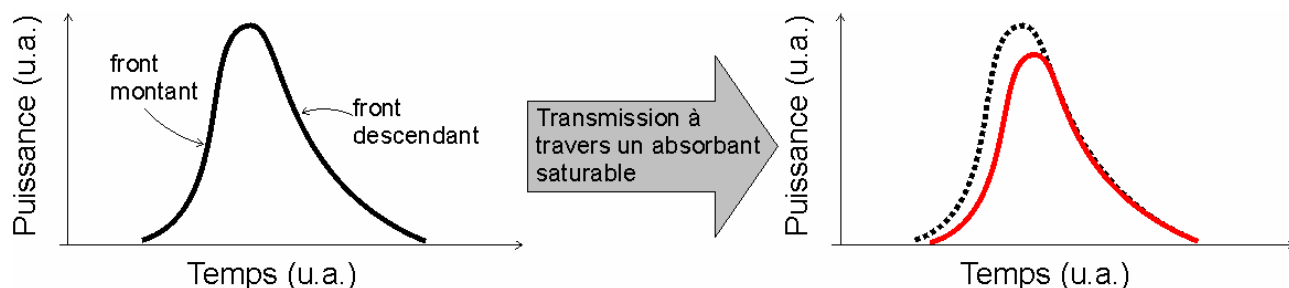


Figure II.3 Schéma représentant l'effet d'une transmission à travers un absorbant saturable sur le profil temporel d'une impulsion

Une autre utilisation consiste à employer ces absorbants saturables combinés avec un système d'amplification. Penzkofer a réalisé une "amplification et absorption saturable" multipassage, ainsi la perte d'énergie due à l'absorption non saturable est largement compensée. A chaque passage dans le dispositif, le front montant de l'impulsion est raidi et sa puissance crête augmentée [II-19]. D'un autre côté, Nesa et al. montrent que les impulsions de 100 ps issues d'une microcavité laser à colorant comporte de nombreuses composantes temporelles dont on peut n'amplifier que la première et éliminer les suivantes par l'usage de vert de malachite en guise d'absorbant saturable [II-20]. Les impulsions les plus brèves ainsi obtenues ont une durée de 1 ps.

De telles configurations comportant amplificateur et absorbant saturable montrent une grande efficacité de réduction de la durée d'impulsion (facteur 16 [II-19] à 100 [II-20]). Les principaux inconvénients de ce genre de dispositifs sont la complexité accrue due au système d'amplification (source de pompage, émission spontanée amplifiée...) ainsi que la dégradation dans le temps de l'absorbant saturable liquide. Néanmoins, l'utilisation d'autres types d'absorbants solides permettrait d'améliorer fortement ce genre de système.

I.3 Découpe temporelle par rotation non linéaire de polarisation

La découpe temporelle par rotation non linéaire de polarisation (**RNLP**) est une technique basée, comme son nom l'indique, sur une rotation de la polarisation en fonction de l'intensité, et qui survient dans un milieu présentant une non linéarité d'ordre trois, par exemple une fibre optique.

Après un rappel sur les phénomènes physiques qui causent la RNLP, je donnerai une description mathématique de l'évolution de la polarisation lors de sa propagation dans une fibre optique. Par la suite, nous verrons comment la RNLP peut être exploitée pour raccourcir une impulsion laser ainsi que les résultats connus obtenus par cette méthode de raccourcissement d'impulsion. Enfin, je présenterai les modifications envisagées sur les conditions de mise en œuvre de cette technique afin d'en améliorer les performances.

I.3.1 Phénomènes physiques à l'origine de la RNLP

Lors de la propagation d'un signal lumineux dans un milieu matériel, le moment dipolaire de ce milieu est susceptible d'être modifié par l'intensité du champ électromagnétique qui le traverse. Cette modification du moment dipolaire du milieu provoque à son tour des modifications de l'onde électromagnétique qui se propage via des effets d'optique non linéaire, que je vais présenter.

I.3.1.1 L'automodulation de phase

Le phénomène d'automodulation de phase (**SPM** pour *self phase modulation*) fut observé pour la première fois en 1967 par Shimizu dans une solution de sulfure de carbone [II-21]. Par la suite il a été particulièrement étudié dans les fibres optiques en silice [II-22]. Ce phénomène non linéaire repose sur l'effet Kerr optique [II-1] qui provoque un changement de l'indice de réfraction n d'un matériau suite à l'éclairement par une impulsion laser :

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (\text{II.2})$$

où n_0 est l'indice linéaire de réfraction du matériau, n_2 son indice non linéaire, et I l'intensité du champ électromagnétique. Ainsi, étant donné qu'au sein d'une impulsion lumineuse l'intensité varie, cet effet provoque une modification de l'indice au cours du temps. Considérons l'exemple d'une impulsion gaussienne de durée T_0 (soit un écart type $\tau \approx T_0 / 2\sqrt{2\ln(2)}$) et de puissance crête I_0 :

$$I(t) = I_0 e^{-t^2/2\tau^2} ; \quad (\text{II.3})$$

Pour ce type d'impulsion, l'évolution de l'indice est obtenue en combinant les équations II.2 et II.3 puis en calculant la dérivée temporelle :

$$\frac{dn(I)}{dt} = n_2 \frac{dI}{dt} = n_2 I_0 \frac{-t}{\tau^2} e^{-t^2/2\tau^2} . \quad (\text{II.4})$$

Cette évolution temporelle de l'indice se répercute sur l'évolution de la phase temporelle (Eq. II.5) et donc du profil spectral (Eq. II.6) de l'onde lumineuse :

$$\varphi(t) = \omega_0 t + \frac{2\pi}{\lambda_0} n(I) L, \quad (\text{II.5})$$

$$\omega(t) = \frac{d\varphi}{dt} = \omega_0 + \frac{-2\pi L n_2 I_0 t}{\lambda_0 \tau^2} e^{-t^2/2\tau^2}. \quad (\text{II.6})$$

Ainsi, l'automodulation de phase provoque un élargissement et une modulation du spectre. L'élargissement peut avoir lieu dans deux régimes différents :

- la dispersion, si elle est sensible durant la propagation, va causer une asymétrie du spectre généré par rapport à la fréquence initiale. Dans ce cas, l'impulsion subit un glissement de sa phase spectrale (le *chirp* dont nous avons parlé en §I.1) ;
- au contraire, si le régime de propagation est purement non linéaire (ce qui est le cas pour des impulsions issues de microlasers se propageant dans une fibre optique), les effets de la dispersion sont négligeables, et l'élargissement est symétrique par rapport à la fréquence initiale de l'onde lumineuse. La figure II.4 illustre l'élargissement et la modulation qu'on peut constater dans ce cas.

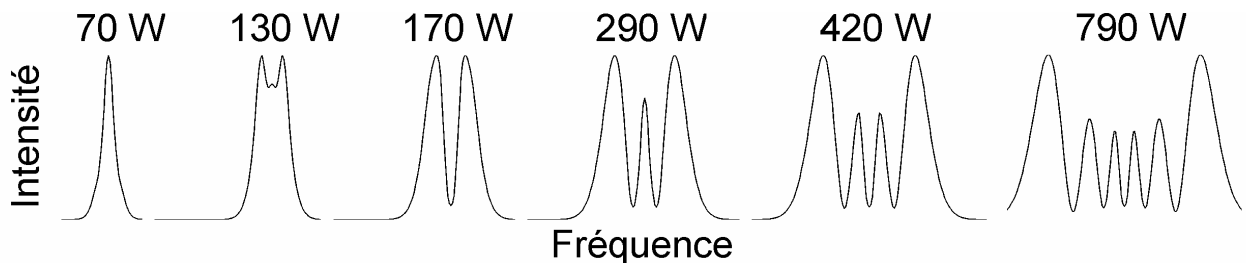


Figure II.4 Elargissement et modulation du spectre d'une impulsion gaussienne sous l'effet de la modulation d'indice due à sa propre intensité. La puissance initiale est indiquée au dessus de chaque profil

I.3.1.2 La modulation de phase croisée

Lorsque plusieurs champs lumineux se propagent simultanément dans une fibre optique, ils interagissent entre eux par le biais d'effets non linéaires comme la diffusion Raman (voir le chapitre III), les mélanges à quatre ondes ou la génération d'harmoniques (voir annexe A) qui provoquent l'apparition de nouvelles longueurs d'onde. Il est cependant possible que les champs soient couplés sans échanges énergétiques, par le biais de l'effet Kerr : la distribution temporelle d'intensité de chaque champ modifie alors l'indice de réfraction effectif de l'autre champ et donc sa phase, c'est

pourquoi on parle de modulation de phase croisée (désignée par l'acronyme anglais **XPM** : *cross phase modulation*). Ce phénomène est systématiquement accompagné par l'automodulation de phase [II-1].

La modulation de phase croisée peut avoir lieu entre deux ondes de fréquences différentes (par exemple la XPM entre une onde et sa raie Raman-Stokes, dont nous verrons la signature spectrale au §II.2.2 du chapitre suivant), mais également de polarisations différentes. Quand plusieurs ondes à différentes fréquences sont chacune décomposée en deux polarisations (ordinaire et extraordinaire), la description mathématique exhaustive du phénomène peut devenir très vite compliquée.

La combinaison de la XPM avec des effets dispersifs peut donner lieu à un changement drastique des profils spectraux et/ou temporels des impulsions couplées. Ces changements dépendent de la longueur caractéristique de dispersion L_D (voir Eq. II.1) et de la longueur caractéristique d'interaction L_W (abréviation du terme anglais "*walk-off length*"). Cette longueur d'interaction dépend de la durée des impulsions et de la différence de vitesse de groupe des deux ondes selon la relation :

$$L_W = \frac{T_0}{|d|}, \quad \text{avec} \quad d = \frac{v_{g1} - v_{g2}}{v_{g1} v_{g2}}. \quad (\text{II.7})$$

Si la longueur de fibre L est plus petite que ces longueurs caractéristiques, la dispersion peut être négligée, c'est typiquement le cas d'impulsions nanosecondes dont les longueurs d'ondes centrales sont proches (≈ 10 nm). Si $L_W < L$ et $L_D \gg L$, la dispersion est négligeable, le profil temporel demeure inchangé mais le spectre peut être fortement modifié par la différence de vitesse de groupe et le glissement de la phase induit par les non-linéarités. Enfin, si $L_W < L$ et $L_D < L$, la dispersion doit être prise en compte, et la modulation de phase croisée affecte alors aussi bien le profil temporel que spectral des impulsions.

Dans l'étude que je vais mener dans ce chapitre, je ne prendrai en compte qu'une seule longueur d'onde, c'est-à-dire que la modulation de phase croisée sera uniquement due au couplage entre les composantes en polarisation ordinaire et extraordinaire de l'onde injectée dans la fibre. Dans ce cas, on a une longueur d'interaction L_W kilométrique. Pour une longueur de fibre L inférieure à plusieurs kilomètres, on considérera négligeable l'influence de la dispersion dans le phénomène de modulation de phase croisée.

I.3.1.3 Le couplage cohérent

Le couplage cohérent (CC) est un mélange à 4 ondes dégénéré entre les deux composantes de la polarisation d'un même signal. L'efficacité de ce mélange dépend d'un pseudo-accord de phase entre les deux polarisations de l'onde qui met en jeu la biréfringence du milieu et la distance de propagation du signal lumineux. Il se traduit mathématiquement par un terme exponentiel de $2i\Delta\beta z$ où z est la distance de propagation, et $\Delta\beta$ représente la différence de phase entre les ondes voyageant sur chaque axe neutre de la fibre. Ce coefficient dépend donc de la biréfringence de la fibre selon la relation II.8.

$$\Delta\beta = \beta_{0x} - \beta_{0y} = \frac{2\pi}{\lambda}(n_x - n_y), \quad (\text{II.8})$$

avec β_0 la constante de propagation du mode de polarisation selon l'axe neutre x (ou y) de la fibre optique (orientations particulières selon lesquelles tout état de polarisation est décomposable en deux polarisations rectilignes), et $n_x - n_y$ sa biréfringence linéaire.

La condition d'accord de phase est $\Delta\beta z = 0$, c'est-à-dire qu'elle serait atteinte dans une hypothétique fibre de biréfringence parfaitement nulle. A contrario, quand la biréfringence est forte et/ou la distance de propagation importante, $\Delta\beta L \gg 2\pi$, le terme exponentiel oscille très rapidement entre -1 et +1 et sa contribution moyenne sur la distance de propagation est nulle. Le phénomène de couplage cohérent se produit alors hors accord de phase et son influence sur l'évolution de la polarisation de l'impulsion est négligeable.

Etant donné ces conditions d'accord de phase, le phénomène de couplage cohérent est souvent négligé lors de la description de l'évolution de la polarisation au cours de la propagation dans une fibre optique [II-1]. J'étudierai l'influence de ce phénomène sur la rotation non linéaire de polarisation au paragraphe II.3.

I.3.1.4 La rotation non linéaire de polarisation

La rotation non linéaire de la polarisation résulte des phénomènes de d'automodulation de phase, de modulation de phase croisée et (éventuellement) de couplage cohérent. L'évolution de la polarisation d'une onde au cours de sa propagation dans une fibre optique monomode est décrite par les équations des modes couplés (également désignées comme équations de Schrödinger non linéaires) suivantes [II-1] :

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_{1x} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} + \frac{\alpha}{2} A_x = i\gamma \left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) A_x + \frac{i\gamma}{3} A_x^* A_y^2 e^{-2i\Delta\beta z} \quad (\text{II.9})$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \beta_{1y} \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} + \frac{\alpha}{2} A_y = i\gamma \left(|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) A_y + \frac{i\gamma}{3} A_y^* A_x^2 e^{+2i\Delta\beta z} \quad (\text{II.10})$$

où les indices x et y désignent les axes neutres de la fibre, A est le champ électromagnétique de l'onde lumineuse. β_1 et β_2 dérivent de l'indice de réfraction selon la relation :

$$\beta_m = \frac{d^m}{d\omega^m} \left(n(\omega) \frac{\omega}{c} \right). \quad (\text{II.11})$$

β_1 est l'inverse de la vitesse de groupe v_g , c'est-à-dire la vitesse de propagation de l'enveloppe de l'onde, et β_2 représente la dispersion de cette vitesse de groupe. α représente le coefficient d'absorption du milieu ; γ est le paramètre non linéaire qui s'exprime en fonction : de l'indice non linéaire n_2 du matériau, de la longueur d'onde initiale λ_0 de l'onde et de l'aire effective A_{eff} du mode se propageant dans la fibre, selon la relation :

$$\gamma = \frac{2n_2}{\lambda_0 A_{eff}}. \quad (\text{II.12})$$

Les phénomènes physiques pris en compte dans les équations de propagation II.9 et II.10 se divisent en deux catégories distinctes :

- les phénomènes linéaires ayant une influence sur la forme temporelle du signal, pris en compte dans le membre de gauche (dispersion, absorption, vitesse de groupe) ;
- les phénomènes non linéaires ayant une influence sur le spectre, représenté dans le membre de droite.

Ces phénomènes non linéaires sont ceux décrits précédemment (§I.3.1.1-3) et correspondent aux termes mathématiques de forme :

- $|A_j|^2 A_j$ pour l'automodulation de phase,
- $|A_j|^2 A_k$ (avec $j \neq k$) pour la modulation de phase croisée,
- $A_j^* A_k^2 \exp(\pm 2i\Delta\beta z)$ (avec $j \neq k$) pour le couplage cohérent.

Nous allons maintenant voir quelles sont les utilisations possibles de la rotation non linéaire de polarisation répertoriées dans la littérature scientifique.

I.3.2 Etat de l'art sur l'exploitation de la RNLP

Si le phénomène de rotation non linéaire de polarisation a été formalisé très tôt par Armstrong et al. en 1962 [II-23], puis par Maker et al. en 1964 [II-24], sa première utilisation pratique est beaucoup plus tardive. C'est en 1982 que Stolen propose la première exploitation de ce phénomène, afin de réaliser un discriminateur de puissance pour des impulsions lumineuses dans une fibre optique biréfringente [II-25]. En effet, on a vu que les différents effets non linéaires qui gouvernent la rotation de polarisation dépendent de la puissance optique instantanée, dès lors, la propagation dans un milieu non linéaire biréfringent permet de discriminer une impulsion énergétique qui subit une forte RNLP d'un flux photonique faiblement énergétique. Dans l'article de Stolen, le discriminateur de puissance reposant sur les effets de RNLP est utilisé pour séparer, à l'aide d'un polariseur, une impulsion subpicoseconde intense formée par compression solitonique (voir le §I.1) d'un fond lumineux non compressé d'énergie moindre (voir figure II.5).

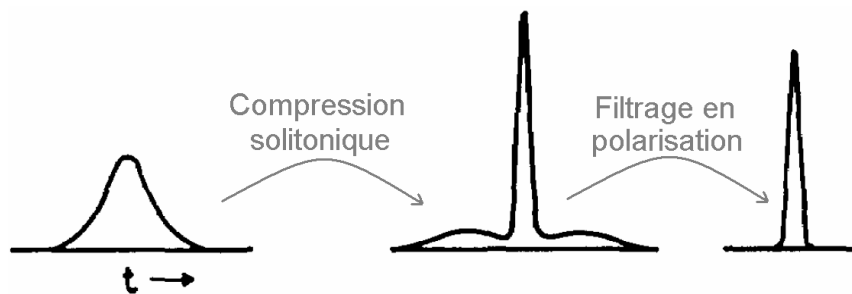


Figure II.5 Compression d'une impulsion et discrimination des pieds faiblement énergétiques, réalisées par Stolen et al. (d'après la référence [II-25])

En 1983, Nikolaus et al. utilisent la RNLP pour mettre au point un système de profilage d'impulsions dans une fibre optique [II-26]. Une impulsion polarisée rectilignement est injectée selon l'orientation $\theta=0 \text{ rad}$ dans une fibre optique monomode faiblement biréfringente, de longueur 1,5 m. Le signal émergent de la fibre est filtré par un polariseur orienté orthogonalement à la polarisation incidente $\theta=\pi/2 \text{ rad}$. Les impulsions initiales d'environ 6 ps sont ainsi profilées pour avoir des ailes plus étroites et une durée moindre, le facteur de raccourcissement étant d'environ 2,5.

Les montages expérimentaux utilisés par Stolen et Nikolaus, très simples et très similaires, sont schématisés sur la figure II.6. La principale différence réside dans le fait que Stolen place une lame quart d'onde entre la fibre et l'analyseur afin de compenser la rotation linéaire de l'ellipse de polarisation qui survient lors de la propagation dans la fibre.

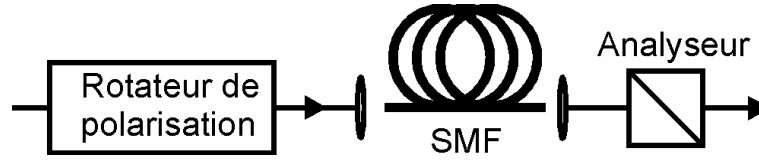


Figure II.6 Reproduction du schéma expérimental des montages expérimentaux réalisés par Stolen [II-25] et Nikolaus [II-26]

Dans leurs travaux, Stolen et Nikolaus estiment que la puissance optique doit nécessairement être différente sur les deux axes neutres de la fibre. En effet, ils considèrent que le déphasage φ entre les signaux sur les deux axes est de la forme :

$$\varphi = \frac{2\pi\chi L}{3\lambda} P \cos(2\theta) \quad (\text{II.13})$$

où χ est un paramètre non linéaire de la fibre, L sa longueur, λ la longueur d'onde de l'impulsion. θ est l'angle entre la polarisation rectiligne d'injection et l'axe lent de la fibre et P est la puissance crête de l'impulsion incidente. Selon cette loi, l'obtention d'un déphasage pour un angle $\theta = \pi/4$ nécessite une puissance infinie. Nikolaus note dans ses travaux des résultats expérimentaux incompatibles avec l'équation II.13 mais attribue ces résultats à des biais expérimentaux (par exemple des torsions de la fibre ou des alignements imparfaits des éléments optiques du dispositif expérimental).

En 1985, Winful contredit cette explication en prouvant que la rotation linéaire de l'ellipse de polarisation au cours de la propagation permet d'expliquer les résultats aberrants constatés par Nikolaus. En effet, la fibre étant biréfringente, la polarisation ne demeure pas rectiligne au cours de la propagation, le passage par différents états de polarisation permet d'exacerber le déphasage dû aux non-linéarités [II-27]. La même année, Daino et al. présentent des résultats similaires représentés sur la sphère de Poincaré [II-28], et traitent de plus d'une instabilité induite par le phénomène de couplage cohérent, négligé à juste titre jusqu'alors : en effet, la prise en compte de ce phénomène nécessite une biréfringence relativement faible de la fibre.

Par la suite, divers travaux expérimentaux ont validé l'approche théorique de Winful et Daino. En 1986 Trillo et al. observent un seuil de puissance à partir duquel apparaissent des instabilités (dues au couplage cohérent) dans l'état de polarisation final d'impulsion de 80 ps, de puissance variable entre 0,3 et 1,9 kW, ayant subi une rotation non linéaire de polarisation dans une fibre de 53 cm de long (soit 1,11 fois la longueur de battement de l'ellipsoïde de polarisation) [II-29]. En 1990, Feldman et al. font un constat similaire dans une fibre de 3,2 m (soit 0,8 fois la longueur de battement) avec des impulsions de 200 ns [II-30]. Les auteurs observent un seuil

d'environ 250 W crête pour voir apparaître les instabilités. Etant donné l'importante durée des impulsions, la génération d'une diffusion Brillouin empêche la montée en puissance crête pour exacerber les instabilités au-delà du seuil Brillouin, c'est-à-dire 1 kW. Note : l'observation de ces instabilités n'est possible que quand le phénomène de couplage cohérent se produit, il est primordial pour cela d'avoir une longueur de fibre qui soit proche de la longueur de battement de l'ellipsoïde de polarisation.

D'autres expériences pratiques exploitant la RNLP dans une fibre optique ont été publiées par la suite :

- Kuzin et al. en 2001 [II-31], puis Yang et al. en 2004 [II-32], ont utilisé la RNLP pour mettre en phase les modes longitudinaux dans la cavité en anneau d'un laser picoseconde à verrouillage de modes passif. Dans cette configuration, seuls les modes qui subissent une rotation d'un angle multiple entier de π à chaque parcours de la cavité peuvent être amplifiés et osciller.
- Nishizawa et al., en 2007 [II-33], ont utilisé une fibre optique à maintien de polarisation pour réaliser un discriminateur de puissance pour des impulsions femtosecondes. L'impulsion incidente est guidée dans une fibre à maintien de polarisation, puis réfléchié dans un dispositif de type miroir de Faraday, un système de lames demi-onde et de polariseurs permet d'extraire séparément les impulsions dont les pieds ont été nettoyés et le fond lumineux qui constituait ces pieds. L'amélioration mise en avant par rapport aux travaux de Stolen [II-25] repose sur l'emploi d'une fibre à maintien de polarisation et d'un miroir rotateur de Faraday, ce qui élimine l'influence de la modulation de phase croisée, permettant ainsi d'obtenir une rotation absolument identique de π pour les deux composantes en polarisation de l'impulsion, le fond lumineux à éliminer ne subissant pour sa part aucune rotation.

Finalement, la rotation non linéaire de polarisation a été exploitée : en tant que discriminateur de puissance permettant de nettoyer les pieds bruités d'impulsions picosecondes et femtosecondes, en tant également que dispositif de profilage temporel d'impulsion, permettant de réduire la durée d'une impulsion, et finalement en tant qu'élément passif de verrouillage de mode dans des lasers fibrés. Il a été prouvé théoriquement et observé expérimentalement que l'emploi de fibres faiblement biréfringentes provoque des instabilités, dues au couplage cohérent, dans l'état de polarisation d'une impulsion. Bien que les différents auteurs qui ont traités de ces instabilités évoquent une possible exploitation de celles-ci, il n'existe à ma connaissance aucune étude portant sur leur utilisation.

I.3.3 Principe de la découpe temporelle

A travers les phénomènes d'automodulation de phase et de modulation de phase croisée, la polarisation subit une rotation qui dépend de l'intensité de l'impulsion. Un filtrage en polarisation d'une impulsion ayant subi cette rotation permet de réduire la durée de l'impulsion, comme l'ont prouvé Nikolaus et al. [II-26]. Le principe de ce profilage est schématisé en figure II.6.

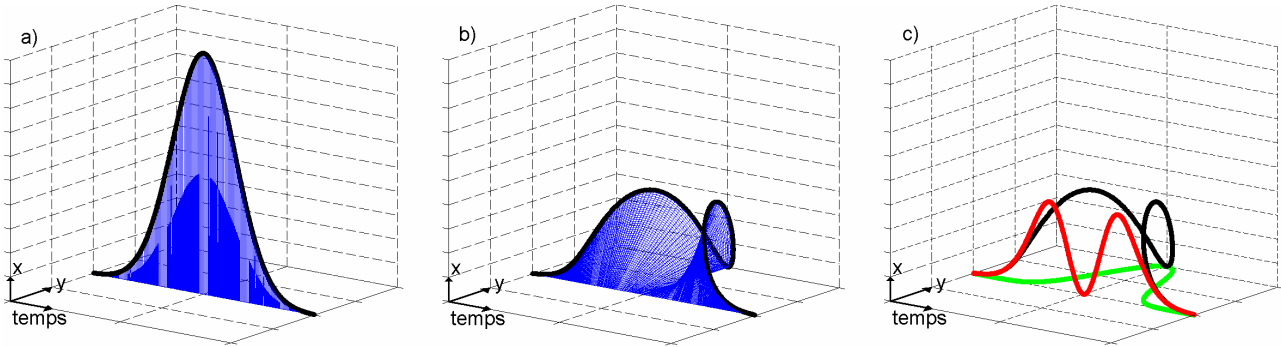


Figure II.7 Profil temporel d'une impulsion : a) polarisée linéairement selon une direction x , b) après une RNLP, c'est-à-dire avec une polarisation fonction de sa puissance, c) après une projection selon x et sa polarisation orthogonale y

L'impulsion filtrée selon la direction y (en vert, Fig. II.6.c) présente une puissance crête similaire à l'impulsion initiale, mais est privée de la partie (peu énergétique) qui a subi une RNLP moindre (en rouge), par conséquent elle exhibe une durée réduite.

Ces travaux montrent que le facteur de réduction de la durée d'impulsion n'excède pas 2,5 lorsque l'on procède à un filtrage non linéaire basé sur la RNLP. Cependant, une réduction beaucoup plus importante de la durée des impulsions émises par un microlaser a été observée en 2006 par Bertrand Vergne (doctorant à Xlim) lors d'une expérience de commutation optoélectronique utilisant une fibre non linéaire couplée à un élément polarisant. Le fort raccourcissement d'impulsion mesuré à l'époque n'a jamais été expliqué. La piste de la RNLP avait, à l'époque, été écartée du fait des résultats publiés dans la littérature montrant des effets limités sur la réduction de la durée d'impulsion. J'ai donc repris cette expérience afin de tenter d'expliquer ce facteur de réduction très élevé.

Je me suis d'abord livré à un travail de simulation, décrit au §II, pour étudier l'influence des différents phénomènes non linéaires sur la transmission d'un montage utilisant la découpe temporelle par rotation non linéaire de polarisation.

Par la suite, j'ai réalisé un montage expérimental similaire à celui présenté dans la figure II.6, avec des conditions expérimentales proches de celles rapportées par Nikolaus. Les résultats expérimentaux sont présentés au §III.

II SIMULATION DE LA RNLP - DECOUPE TEMPORELLE D'IMPULSIONS

Nous cherchons à décrire l'évolution de la polarisation d'une impulsion laser dans une fibre optique monomode courte et faiblement biréfringente. Pour cela, il faut résoudre les équations de Schrödinger non linéaires II.9 et II.10.

II.1 Méthode numérique

Les équations II.9 et II.10 ne peuvent pas être résolues de manière analytique. Il existe de nombreuses méthodes de calcul numérique pour obtenir une solution à ces équations, divisées en deux grandes familles : les méthodes des différences finies et les méthodes pseudo-spectrales. Ces dernières sont particulièrement efficaces pour la résolution d'équations comme l'équation de Schrödinger non linéaire : le temps de calcul est inférieur à celui des méthodes de différences finies d'un ordre de grandeur [II-34]. La méthode pseudo spectrale de *split-step Fourier* est le procédé typiquement employé pour résoudre les problèmes de propagation d'impulsions dans un milieu non linéaire dispersif [II-35, II-36]. Cette méthode consiste à prendre en compte séparément les aspects linéaires et non linéaires de l'équation et à calculer l'évolution du champ électromagnétique de l'impulsion sur une courte distance. Pour comprendre cette évolution, réécrivons l'équation II.9 (idem pour II.10) :

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A_x \quad (\text{II.14})$$

où $\hat{D}$ et $\hat{N}$ sont des opérateurs qui gouvernent respectivement les effets dispersifs (et l'absorption) et les effets non linéaires, tels que appliqués au champ A_x ils donnent :

$$\begin{cases} \hat{D}A_x = -\beta_{1x} \frac{\partial A_x}{\partial t} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} - \frac{\alpha}{2} A_x \\ \hat{N}A_x = i\gamma \left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) A_x + \frac{i\gamma}{3} A_x^* A_y^2 e^{-2i\Delta\beta z} \end{cases} \quad (\text{II.15})$$

Dans une fibre réelle, la dispersion et les non-linéarités se produisent simultanément au cours de la propagation. La méthode de "transformée de Fourier à pas fractionnés" (plus communément appelée "*split step Fourier*") impose de considérer que pour une propagation sur une

courte distance h la dispersion et les non-linéarités influent indépendamment sur le champ optique. Ainsi l'expression du champ après cette distance de propagation est :

$$A(z+h, t) \approx e^{h\hat{D}} e^{h\hat{N}} A(z, t). \quad (\text{II.16})$$

La résolution se fait en deux temps, on applique tout d'abord l'opérateur non linéaire dans le domaine temporel (Eq. II.17),

$$A_N(z, t) \approx e^{h\hat{N}} A(z, t) \quad (\text{II.17})$$

et dans une seconde étape on applique l'opérateur de dispersion dans le domaine fréquentiel (Eq. II.19) en utilisant la transformation de Fourier (Eq. II.18).

$$\tilde{A}_N(z, \omega) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} A_N(z, t) dt \quad (\text{II.18})$$

$$\tilde{A}(z+h, \omega) \approx e^{h\hat{D}} \tilde{A}_N(z, \omega) \quad (\text{II.19})$$

Enfin on obtient le champ après propagation en utilisant la transformation de Fourier inverse :

$$A(z+h, t) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} \tilde{A}(z+h, \omega) d\omega \quad (\text{II.20})$$

Ainsi, à partir d'une condition initiale connue $A(z=0, t)$, on peut calculer la valeur du champ après une propagation sur une distance L multiple entier de h en répétant les opérations décrites par les équations II.17 à II.20. Les transformations de Fourier directe et inverse peuvent être effectuées numériquement très rapidement grâce à l'algorithme de transformation de Fourier rapide FFT (*Fast Fourier Transform*) [II-37].

Il est important de noter que les résultats obtenus par cette méthode sont approximatifs. L'erreur intrinsèque de cette technique est de considérer :

$$e^{h\hat{D}} e^{h\hat{N}} = e^{h(\hat{D}+\hat{N})} \quad (\text{II.21})$$

c'est-à-dire que les opérateurs linéaire et non linéaire commutent, autrement dit que l'on peut permuter l'ordre d'application de ces opérateurs, ce qui est faux.

En effet, l'application successive des opérateurs qui ne commutent pas est donnée par la formule de Baker-Hausdorff [II-38] :

$$e^{h\hat{D}}e^{h\hat{N}} = e^{h(\hat{D}+\hat{N}) + \frac{1}{2}h^2[\hat{D},\hat{N}] + \frac{1}{12}h^3[\hat{D}-\hat{N},[\hat{D},\hat{N}]] + \dots} \quad (\text{II.22})$$

avec $[a,b] = ab - ba$ le commutateur entre deux opérateurs. La comparaison entre les équations II.21 et II.22 met en évidence les termes qui ne sont pas pris en compte dans la méthode de *split step Fourier* : $h^2 / 2[\hat{D},\hat{N}] + h^3 / 12[\hat{D} - \hat{N},[\hat{D},\hat{N}]] + \dots$. La principale source d'erreur résulte du premier de ces termes soit une erreur proportionnelle à h^2 . Il est par conséquent important de choisir un pas h de propagation qui soit petit comparé à la distance de propagation.

II.2 Paramètres de simulation

Les paramètres à utiliser dans la simulation doivent correspondre à des cas réalistes d'impulsions lasers issues d'un laser miniature de type *microchip* :

- la durée à mi-hauteur en intensité est fixée à $\Delta t = 650 \text{ ps}$,
- la longueur d'onde est $\lambda = 1064 \text{ nm}$,
- l'impulsion est considérée comme étant constituée d'un mode longitudinal unique et donc possédant une phase plane. Cette approximation est justifiée car le spectre mesuré de l'impulsion (Fig. II.8) montre des modes secondaires très faibles (écart de $\approx 13,5 \text{ dBm}$).

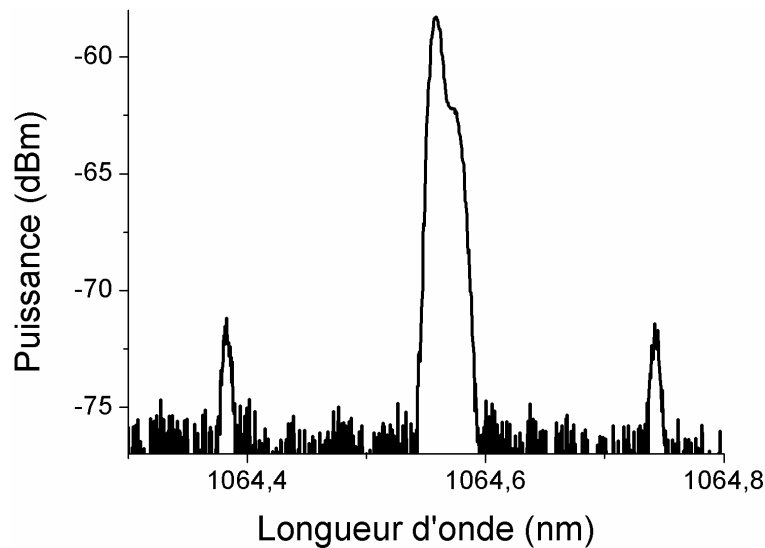


Figure II.8 Spectre d'une impulsion issue d'un microlaser Nd:YAG

La puissance crête est un paramètre variable de la simulation et peut être fixée entre 0 et 10kW. Cela correspond au fait qu'on peut facilement faire varier cette quantité expérimentalement en atténuant ou non le faisceau du laser avant de l'injecter dans la fibre optique. Le milieu non linéaire est dans notre cas une fibre optique monomode à la longueur d'onde du laser, et possède une dispersion de l'ordre de $16 \text{ ps}^2/\text{km}^{-1}$ à 1064 nm (Fig. II.9). La biréfringence est imputable aux défauts de circularité du cœur [II-39] et aux courbures de la fibre [II-40], elle est par conséquent faible, dans notre cas on l'estime à $|n_x - n_y| = 1,064 \cdot 10^{-6}$. Dans ces conditions, la longueur de battement de la polarisation est d'un mètre.

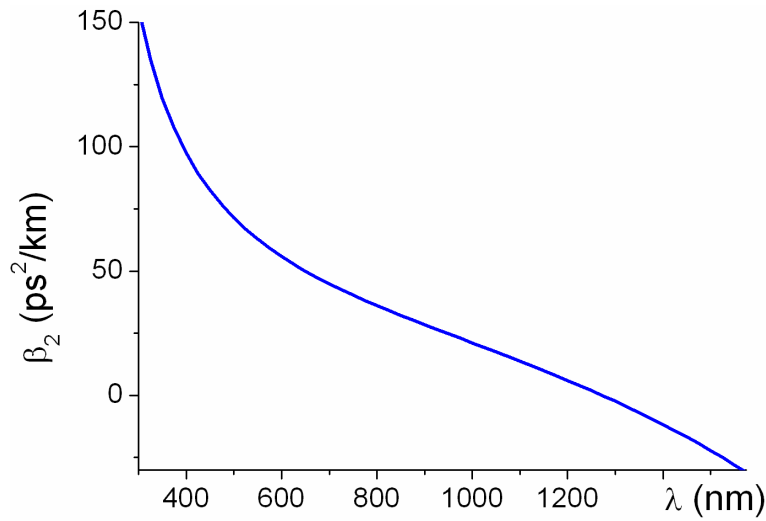


Figure II.9 Coefficient de dispersion de la fibre en fonction de la longueur d'onde

La longueur L de fibre est une variable du programme, avec L comprise entre 0 et 10 mètres. Le pas de propagation h varie entre quelques millimètres et un centimètre. Etant donné la faible distance de propagation, les pertes sont estimées proches de 0,5% et seront donc négligées ($\alpha = 0$). De même, on considérera que les temps de groupe des impulsions se propageant sur les deux axes de polarisations orthogonales sont identiques, ce qui revient à négliger la différence de vitesse de groupe entre ces deux polarisations ($\beta_{1x} - \beta_{1y} = 0$). L'indice non linéaire de la silice n_2 n'est pas connu avec précision [II-18] et varie selon le dopage de celle-ci et en fonction de la longueur d'onde du signal lumineux. Dans notre cas, pour un faisceau ayant une aire effective de $A_{eff} \approx 25 \mu m^2$, le paramètre non linéaire est compris entre 1,5 et 2,5 $W^{-1}km^{-1}$ [II-20]. Pour simplification, on fixe arbitrairement $\gamma = 2 W^{-1}km^{-1}$.

Ainsi les équations II.9 et II.10 se réduisent à :

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} = i\gamma \left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) A_x + \frac{i\gamma}{3} A_x^* A_y^2 e^{-2i\Delta\beta z} \quad (\text{II.23})$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = i\gamma \left(|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) A_y + \frac{i\gamma}{3} A_y^* A_x^2 e^{+2i\Delta\beta z} \quad (\text{II.24})$$

Le dernier terme du membre de droite (couplage cohérent) peut être négligé quand les conditions le justifient ($\Delta\beta L \gg 2\pi$) afin de réduire le temps de calcul. La prise en compte du phénomène de couplage cohérent est donc optionnelle et dépendra des paramètres de simulation.

Enfin, le phénomène de diffusion Raman peut normalement provoquer des conversions fréquentielles au sein d'impulsions lumineuses, cependant la mise en place de ce phénomène nécessite d'atteindre un seuil de puissance pour influencer notablement sur l'évolution d'une impulsion. Dans ce chapitre, je n'étudierai que des impulsions dont la puissance est inférieure au seuil de génération Raman, et je négligerai donc ces conversions en fréquence. Ce phénomène sera cependant pris en compte au chapitre III.

II.3 Résultats numériques

II.3.1 Tests préliminaires du programme

Avant de simuler le raccourcissement d'impulsions via la rotation non linéaire de polarisation, il convient de vérifier la validité du programme de résolution des équations II.23 et II.24, notamment par l'obtention de résultats connus : influence du paramètre N sur le régime de propagation (telle que décrite par Agrawal [II-1]), et transmission d'un système non linéaire connu : celui du montage de la figure II.6 (présentée par Stolen [II-25]).

Tout d'abord, on vérifie la prédominance du régime dispersif ou non linéaire lors de la propagation en fonction des puissances crête et des durées des impulsions, à savoir un régime purement dispersif pour $N \ll 1$ et un régime purement non linéaire pour $N \gg 1$.

On simule la propagation d'une impulsion très brève (10 ps) et peu puissante (100 W crête), pour laquelle le paramètre N correspond à un régime purement dispersif. On constate un étalement temporel important alors que le spectre n'évolue pas de manière significative (Fig. II.10).

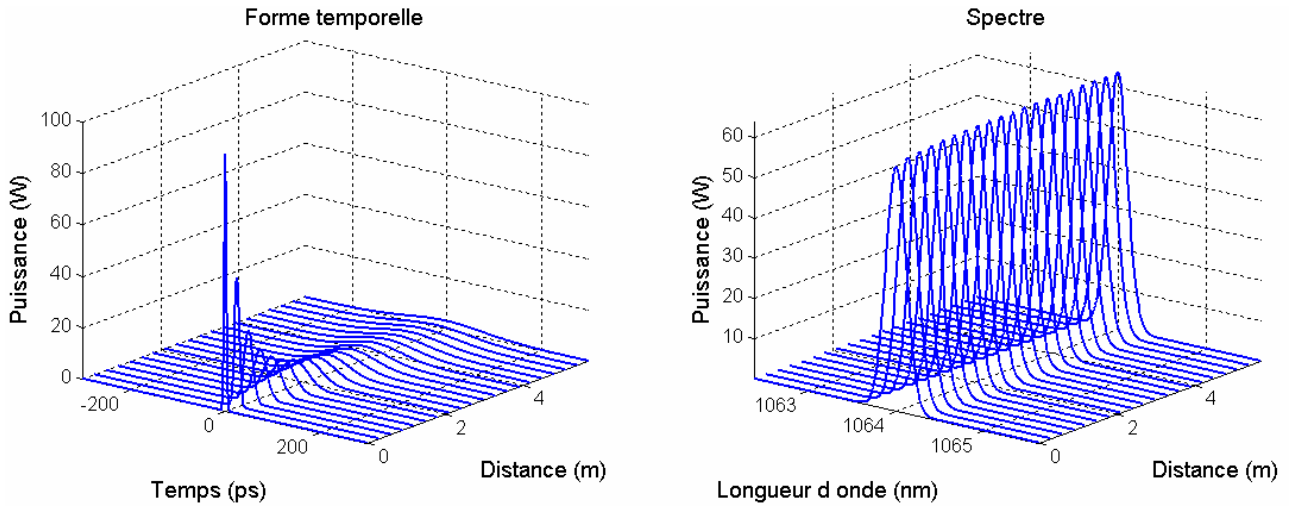


Figure II.10 Propagation d'une impulsion ultrabrève, pour laquelle $N \approx 10^{-2}$

On simule également la propagation d'une impulsion plus longue (650 ps) et énergétique (1 kW crête), similaire à celles émises par un microlaser, pour laquelle $N \gg 1$. La forme temporelle n'évolue quasiment pas (Fig. II.11) alors que le spectre est modulé et s'élargit sous l'effet de l'automodulation de phase (comme présenté dans la figure II.4), ce qui correspond bien à un régime de propagation purement non linéaire.

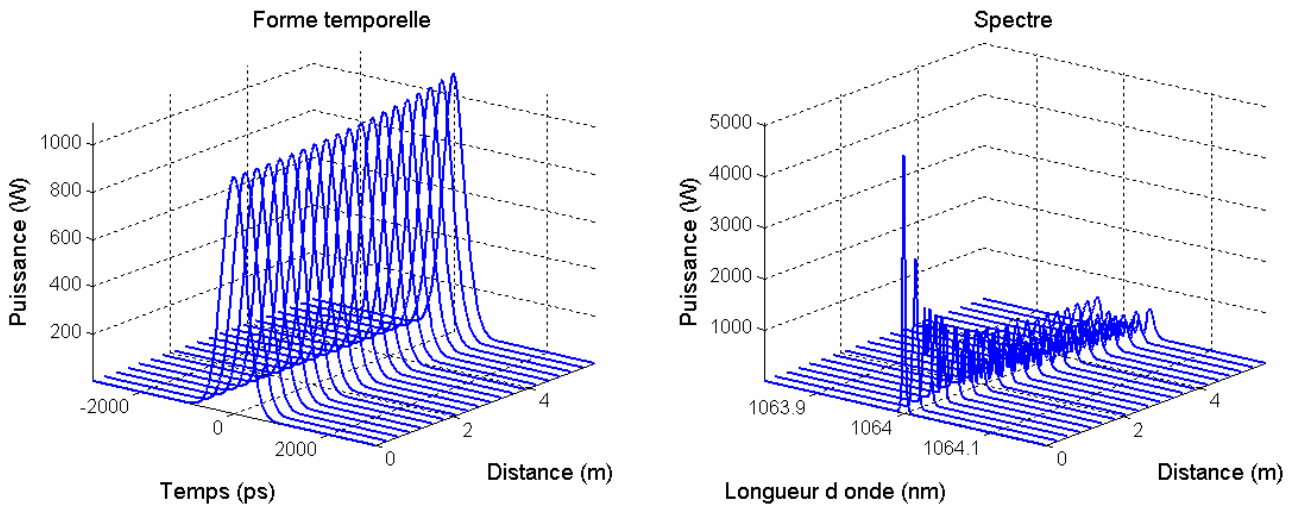


Figure II.11 Propagation d'une impulsion brève, pour laquelle $N \approx 10^2$

Enfin, la transmission T du montage présenté en figure II.6 (rappelé en encart dans la figure II.12) a été calculé par Stolen quand le couplage cohérent est négligeable comme étant : $T = \sin^2(\varphi/2) \sin^2(2\theta_{in})$ avec φ le déphasage entre A_x et A_y , θ_{in} l'angle d'injection défini par rapport à l'axe lent de la fibre [II-25]. Cette évolution est sinusoïdale en fonction de la puissance crête des

impulsions injectées à travers le terme de phase. On vérifie ce comportement dans la figure II.12 pour différentes orientations θ_{in} avec un filtrage en sortie de fibre selon un angle $\theta_{out} = \theta_{in} + \pi/2$.

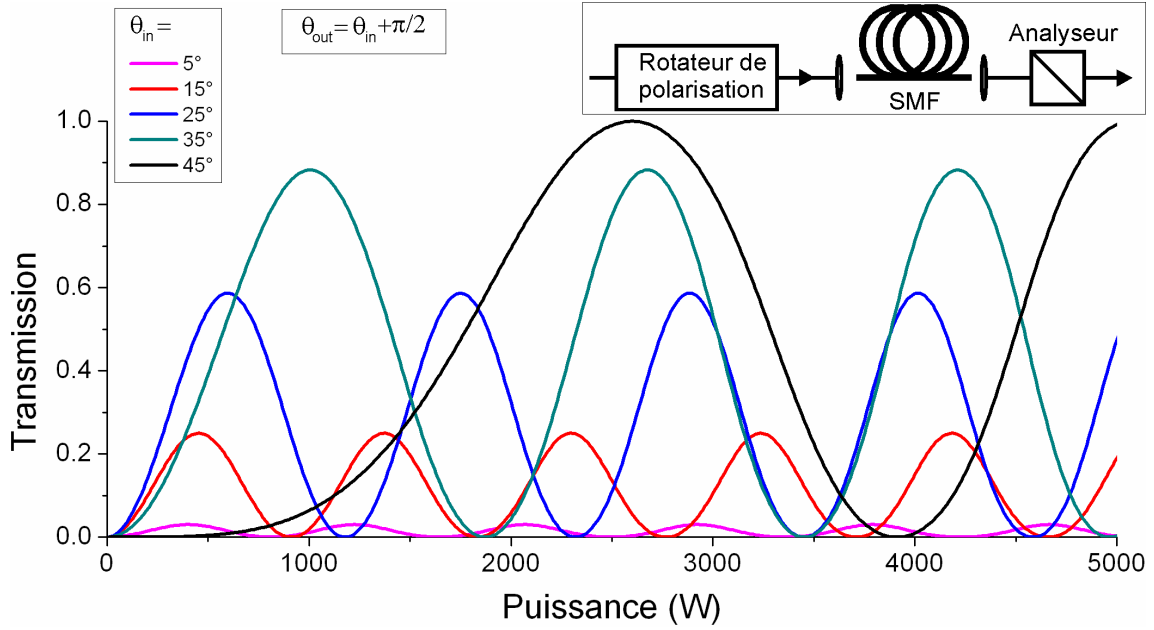


Figure II.12 Transmission du montage dans l'encart en fonction de la puissance crête injectée pour différentes orientations de la polarisation d'injection

Etant donné que la simulation prend en compte la rotation de l'ellipsoïde de polarisation au cours de la propagation, on constate qu'un déphasage de π (c'est-à-dire une transmission de 1) est possible, contrairement à ce que prévoit le modèle théorique de Stolen. Le coefficient de transmission maximal est obtenu pour une puissance de pompe également répartie sur les deux axes de polarisation ($\theta_{in} = \pi/4$). De part et d'autre de cette direction, la transmission est symétrique, c'est-à-dire :

$$T\left(\theta_{in} = \frac{\pi}{4} + \Theta\right) = T\left(\theta_{in} = \frac{\pi}{4} - \Theta\right) \quad \forall \Theta. \quad (\text{II.25})$$

On simule la propagation d'une impulsion pour laquelle on aura une transmission maximale de la crête de l'impulsion, c'est-à-dire orientée à 45° des axes neutre de la fibre.

Le profil temporel obtenu permet la construction du diagramme de transmission du montage (Fig. II.13). Ce diagramme affiche la transmission dans sa partie supérieure et les profils temporels de l'impulsion injectée et de l'impulsion émergente dans sa partie inférieure.

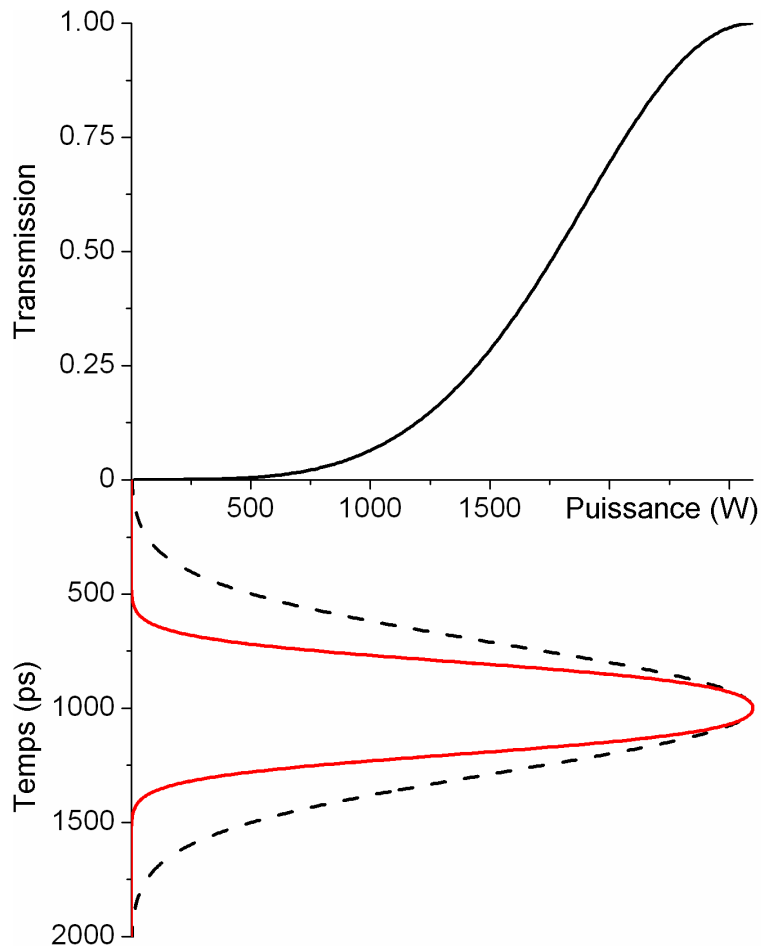


Figure II.13 Diagramme de transmission : (haut) taux de transmission du système de filtrage en fonction de la puissance ; (bas) profil temporel : impulsion injectée (pointillés noirs) et impulsion émergente (trait plein rouge)

L'impulsion initiale dure 650 ps, l'impulsion découpée dure 414 ps. Ce type de filtrage correspond donc à un faible raccourcissement de l'impulsion transmise (réduction d'un facteur 1,57). Il est intéressant de noter que cette méthode de raccourcissement n'est efficace que pour des impulsions avec une puissance crête inférieure à la puissance associée au premier maximum de transmission. Au-delà de cette valeur (variable selon l'angle d'injection), le filtrage n'aboutit pas à un raccourcissement mais à une modulation des impulsions (Fig. II.14) à cause de l'aspect périodique de la variation de transmission. Ce caractère oscillant n'a pas été mis en évidence dans les expériences antérieures exploitant la RNLN pour profiler des impulsions car les puissances crête des impulsions étudiées étaient réduites (quelques centaines de watts pour Stolen [II-25] et Nikolaus [II-26], un peu plus de 1 kW pour Nishizawa [II-33]).

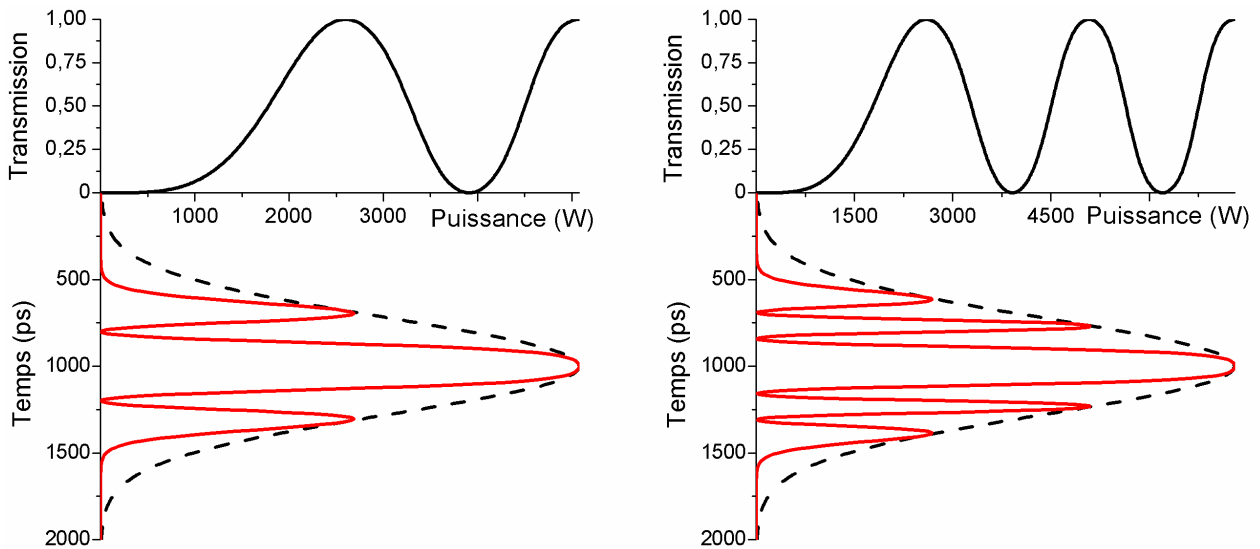


Figure II.14 Diagramme de transmission pour des impulsions de puissances crête correspondant au deuxième (à gauche) et troisième (à droite) maximum de transmission ($\theta_{in}=45^\circ$)

L'obtention de ces différents résultats connus et prévisibles d'après les recherches publiées dans la littérature scientifique permet de conclure que le modèle numérique que j'ai réalisé est valide pour simuler les phénomènes qui surviennent lors de la propagation d'une impulsion laser de forte énergie dans une fibre optique faiblement biréfringente.

II.3.2 Prise en compte du couplage cohérent

Nous avons vu que plusieurs auteurs ont mesuré une influence du phénomène de couplage cohérent sur le profil d'impulsions lasers lors de la propagation dans une fibre optique faiblement biréfringente [II-29, II-30].

J'ai tout d'abord vérifié que le couplage cohérent ne provoque pas d'instabilité de l'état de polarisation lors de la propagation dans une fibre fortement biréfringente, pour cela on peut comparer les profils de transmission pour $\theta_{in} = 25^\circ$: sans couplage cohérent, avec couplage cohérent dans une fibre courte (=5 m) fortement biréfringente ($\approx 10^{-4}$) et faiblement biréfringente ($\approx 10^{-6}$), voir la figure II.15.

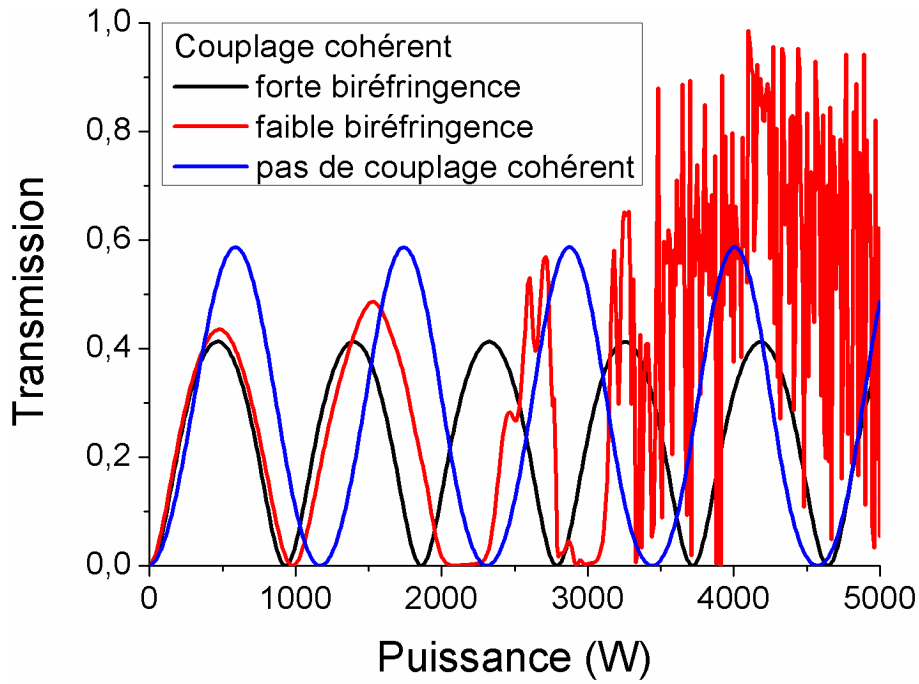


Figure II.15 Transmission en fonction de la puissance pour $\theta_{in}=25^\circ$

On constate que dans les cas où la biréfringence est forte et où le couplage cohérent est négligé, la transmission oscille périodiquement. Par contre, la prise en compte du couplage cohérent dans une fibre faiblement biréfringente change drastiquement le profil de transmission.

Afin de vérifier que l'orientation choisie n'est pas un cas particulier, j'ai reproduit les résultats du calcul de transmission présentés dans la figure II.11, en prenant cette fois en compte le couplage cohérent. Les résultats de ce calcul sont rapportés dans la figure II.16, ainsi qu'un rappel du montage expérimental simulé et un autre du profil de transmission lorsque le couplage cohérent est négligé.

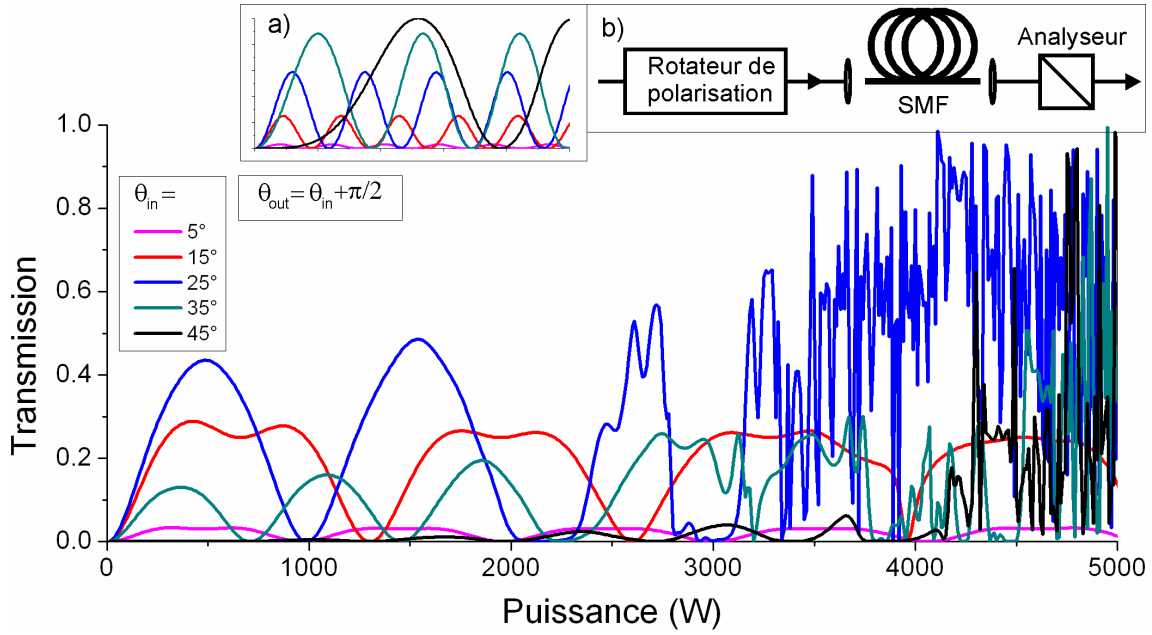


Figure II.16 Transmissions du montage représenté dans l'encart b) en prenant en compte le couplage cohérent ; encart a) rappel des résultats sans couplage cohérent

On constate un changement radical des profils de transmission. Pour de faibles puissances ($P_{in} < 2500W$), on conserve une transmission oscillante, mais l'oscillation n'est plus sinusoïdale. Pour de fortes puissances, le phénomène de couplage cohérent gouverne majoritairement la transmission : celle-ci devient beaucoup plus perturbée, le caractère périodique oscillant disparaît au fur et à mesure que la puissance augmente (avec un seuil variable selon l'angle d'injection). On observe des variations rapides et brutales entre une transmission pratiquement nulle et une transmission proche de l'unité. Ces variations abruptes n'imposent plus d'avoir un couple d'angles proche de $\theta_{in} = \pi/4$ et $\theta_{out} = 3\pi/4$ pour obtenir une transmission importante.

II.3.3 Exploitation du couplage cohérent

Etant donné les changements abrupts de transmission qui peuvent survenir en fonction de la puissance crête des impulsions, j'ai recherché pour chaque puissance crête initiale P_{in} un couple d'angle de polarisation θ_{in} et d'analyse θ_{out} pour lequel la transmission est très faible aux basses puissances et proche de 1 pour la puissance crête P_{in} . Le programme est modifié pour rechercher automatiquement, selon une vaste gamme d'angles θ_{in} et θ_{out} , les configurations où la durée de l'impulsion de sortie est minimale.

On constate qu'un raccourcissement de la durée d'impulsion ne correspond pas systématiquement à une impulsion exploitable, c'est-à-dire une impulsion unique de forte énergie avec des lobes latéraux faibles. Sur la figure II.17, on visualise la durée des impulsions (partie gauche de la figure) et leur profil temporel (partie droite de la figure), dans les deux cas pour différents angles d'analyse θ_{out} . On remarque que l'impulsion la plus brève ($\Delta t \approx 570 \text{ ps}$) obtenue pour $\theta_{out} \approx 200^\circ$, correspond en fait à une impulsion dont le profil temporel exhibe une puissance crête extrêmement faible ($P_{out} / P_{in} \approx 4\%$), ce qui représente une perte de puissance rédhibitoire. Il convient de configurer le programme de simulation pour prendre en compte non seulement la durée des impulsions émergentes, mais également leur puissance crête.

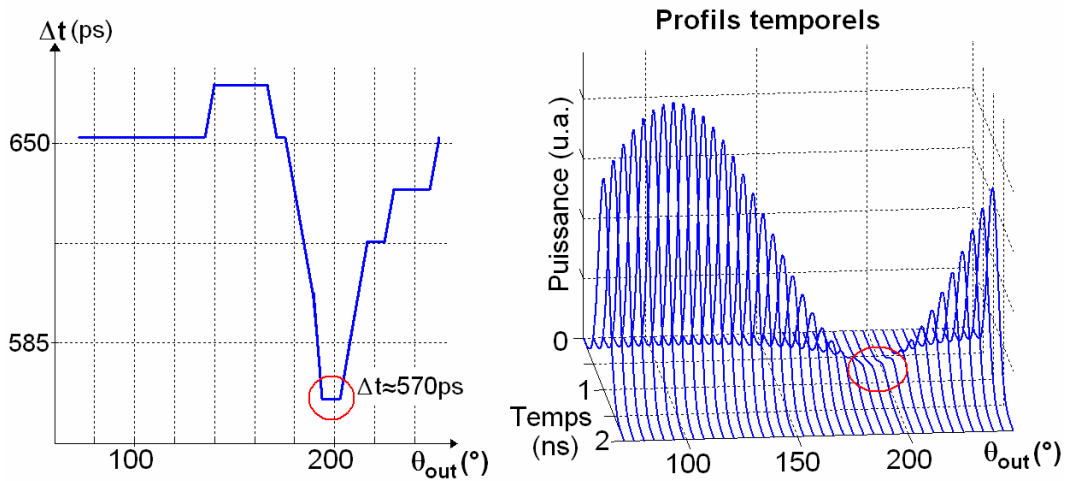


Figure II.17 Durée des impulsions émergentes (à gauche) et profil temporel de ces impulsions (à droite) en fonction des différents angles d'analyse θ_{out} ; $\theta_{in}=18^\circ$

D'autre part, si le programme est configuré pour sélectionner les impulsions raccourcies en fonction de leur largeur à mi-hauteur, il est possible qu'il sélectionne aussi des impulsions présentant des pics secondaires indésirables avec des puissances proches de la mi-hauteur de l'impulsion principale, comme dans l'exemple de la figure II.18.

Dans cette figure on constate que la durée (mesurée à mi-hauteur de l'impulsion) est très brève ($\Delta t \approx 32 \text{ ps}$), cependant la durée de l'impulsion mesurée pour une puissance à peine inférieure à la mi-hauteur (20 W, soit 0,73%) est beaucoup plus importante ($\Delta t \approx 250 \text{ ps}$).

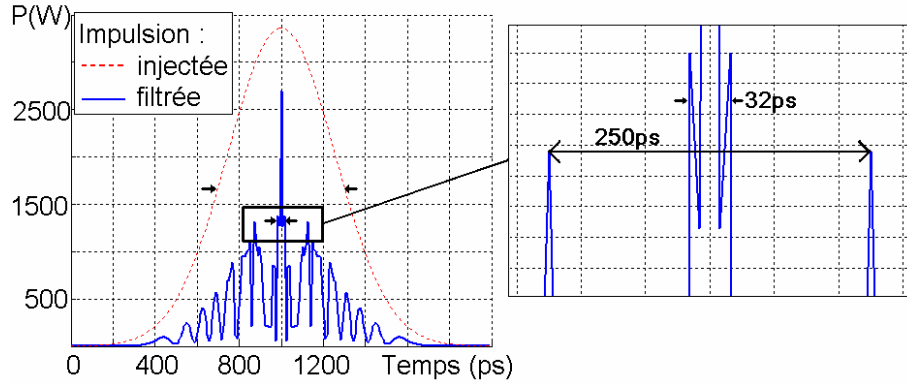


Figure II.18 Exemple d'impulsion très fortement raccourcie présentant des pics secondaires puissants ; encart : zoom sur la largeur à mi hauteur de l'impulsion

Afin d'éviter la sélection de ce type d'impulsions présentant des lobes latéraux importants j'ai décidé d'abaisser le niveau de puissance relatif pour lequel le programme mesure la largeur de l'impulsion. J'ai choisi de fixer ce niveau à 20% de la puissance maximale de l'impulsion.

La nouvelle version du programme de simulation permet alors de sélectionner des impulsions filtrées présentant une durée très brève et peu de pieds résiduels. Le tableau II.1 référence, pour un panel de puissances d'injection : les angles d'injection et d'analyse permettant un raccourcissement important de la durée des impulsions raccourcies, ainsi que le pourcentage d'énergie de l'impulsion située dans le lobe central.

Tableau II.1 Durée et ratio d'énergie dans le pic central de l'impulsion pour différents paramètres de simulation

P_{in} (W)	θ_{in} (°)	θ_{out} (°)	Δt (ps)	E_{pic} / E_{totale} (%)
1400	74,2	38	80	42
1600	18,9	144,1	115,2	47,2
2200	76,1	155,1	76,2	35,16
2600	78,7	0	64,5	32,27
2800	79,4	154,8	84	36,52

Les profils temporels des impulsions correspondant aux paramètres listés dans le tableau II.1 sont présentés dans les figures II.19 à II.23.

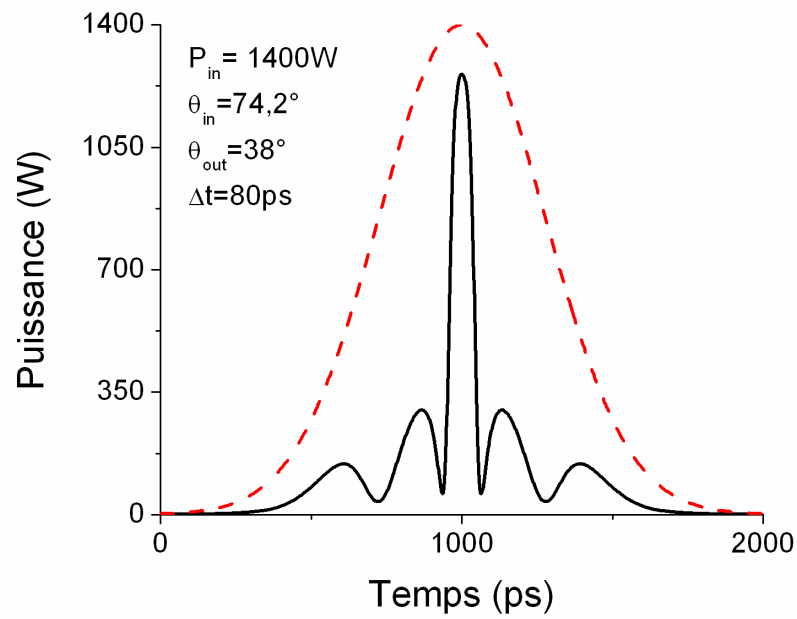


Figure II.19 Profil temporel de l'impulsion incidente (pointillés rouges) et de l'impulsion émergente (noir) du système de découpe pour $P_{in}=1400\text{ W}$

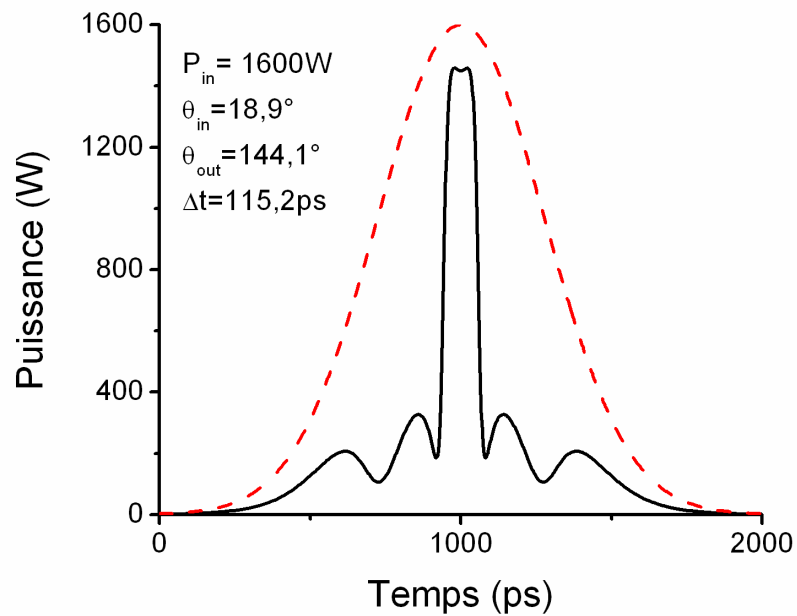


Figure II.20 Profil temporel de l'impulsion incidente (pointillés rouges) et de l'impulsion émergente (noir) du système de découpe pour $P_{in}=1600\text{ W}$

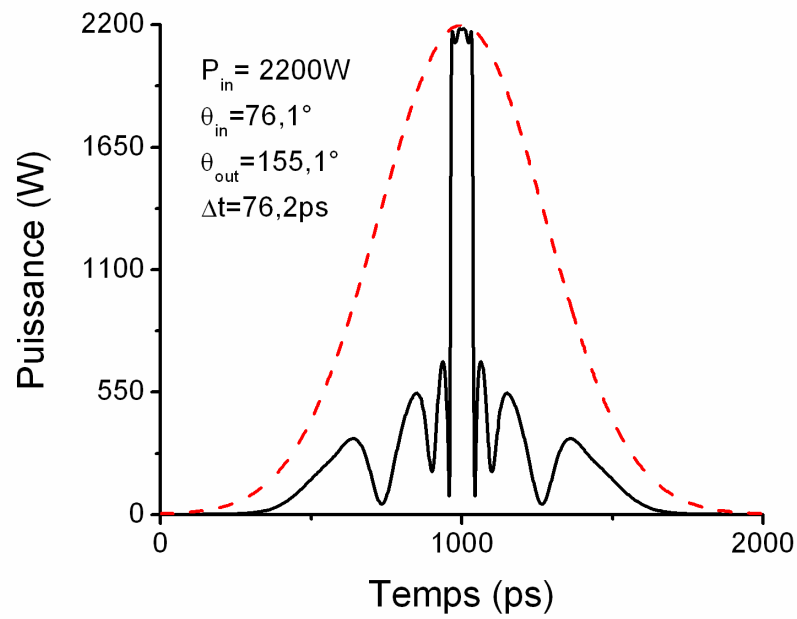


Figure II.21 Profil temporel de l'impulsion incidente (pointillés rouges) et de l'impulsion émergente (noir) du système de découpe pour $P_{in}=2200$ W

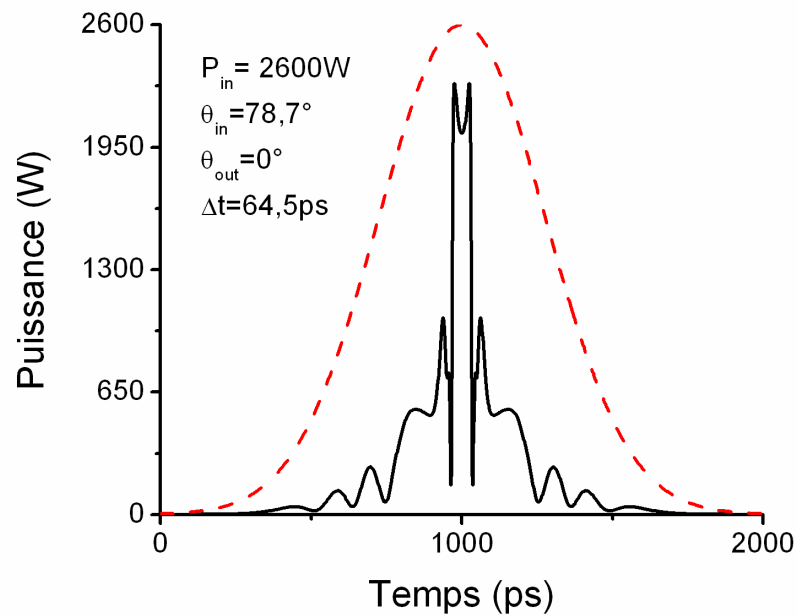


Figure II.22 Profil temporel de l'impulsion incidente (pointillés rouges) et de l'impulsion émergente (noir) du système de découpe pour $P_{in}=2600$ W

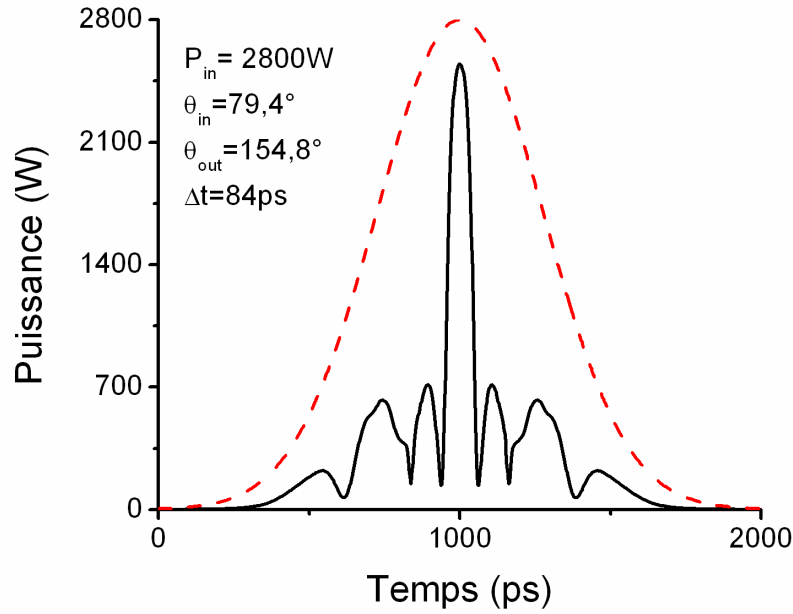


Figure II.23 Profil temporel de l'impulsion incidente (pointillés rouges) et de l'impulsion émergente (noir) du système de découpe pour $P_{in}=2800$ W

On constate que les raccourcissements d'impulsions induits par la rotation non linéaire du vecteur polarisation prenant en compte le couplage cohérent permettent d'obtenir des impulsions beaucoup plus brèves que l'impulsion initiale. Le facteur de découpe peut être supérieur à 10 (Fig. II.22). Lors des simulations permettant d'obtenir ces impulsions raccourcies, le pas d'incréméntation des angles θ_{in} et θ_{out} entre deux simulations successives était d'un dixième de degré. Une telle précision d'orientation peut être difficile à obtenir expérimentalement, aussi j'ai vérifié la stabilité des impulsions raccourcies quand on fait varier les angles du polariseur et de l'analyseur autour des valeurs mentionnées dans le tableau II.1.

Pour cela, j'ai comparé les profils temporels des impulsions idéalement raccourcies (Fig. II.19 à II.23) à ceux d'impulsions obtenues pour des angles θ_{in} et θ_{out} proches des valeurs présentées dans le tableau II.1. Un exemple de cette étude, pour l'impulsion de la figure II.22 ($\theta_{in} = 78,7^\circ$ et $\theta_{out} = 0^\circ$), est exposé en figure II.24. La variation de l'orientation d'injection θ_{in} de $\pm 0,1^\circ$ aboutit à d'importantes modifications du profil temporel :

- $\theta_{in} = 78,6^\circ$ impulsion présentant deux pics étroits séparés par un délai de 143 ps,
- $\theta_{in} = 78,7^\circ$ impulsion présentant un pic unique de durée 64,5 ps,
- $\theta_{in} = 78,8^\circ$ pieds de l'impulsion précédente sans pic central.

A contrario, l'orientation de θ_{out} est beaucoup moins cruciale puisque le profil d'impulsion reste quasiment identique quand cet angle varie de $\pm 0,5^\circ$. La durée d'impulsion est alors changée d'un ratio inférieure à 0,016%, soit 10 femtosecondes.

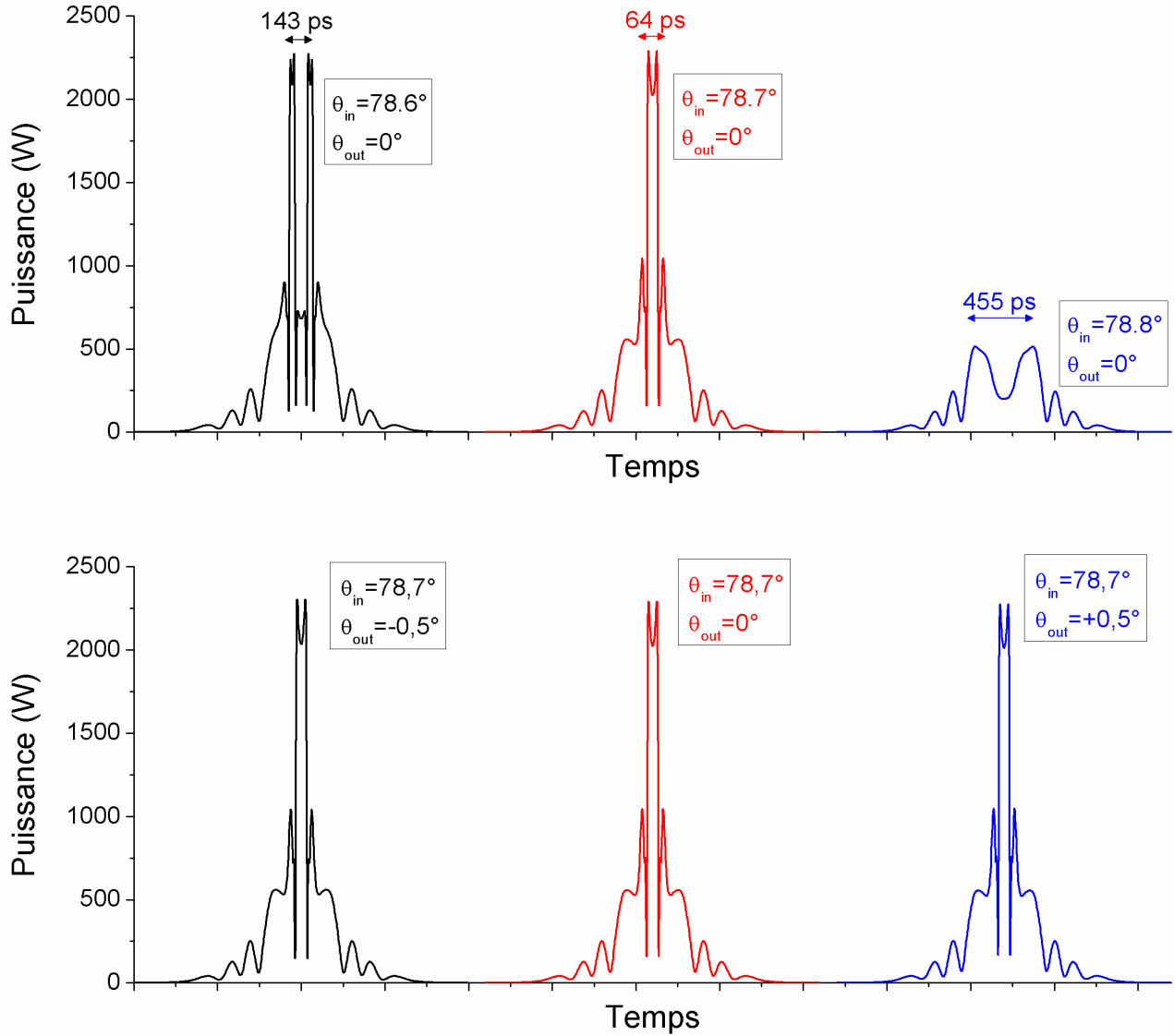


Figure II.24 Variation du profil temporel de l'impulsion représentée en figure II.21 lorsque les angles θ_{in} (en haut) et θ_{out} (en bas) sont modifiés

Il apparaît donc que l'orientation du polariseur avant injection est critique pour l'obtention d'un profil temporel donné. Cette observation correspond à l'instabilité de polarisation induite par une modification de l'orientation d'injection décrite par Winful en 1985 [II-27]. Dès lors, la découpe est extrêmement sensible à cette orientation d'injection. En revanche, changer l'orientation de l'analyseur en sortie de fibre ne modifie pas la rotation non linéaire de polarisation subie par l'impulsion lors de sa propagation, d'où une variation minimale du profil temporel des impulsions.

Ces simulations numériques ont montré que dans une configuration où le couplage cohérent est négligeable, une impulsion puissante filtrée en polarisation après avoir subi la rotation non linéaire de polarisation ne peut être que modulée. Dans un cas où la puissance crête est en deçà du premier maximum de transmission, ce filtrage se traduit par un faible raccourcissement de la durée d'impulsion. Lorsque le couplage cohérent est pris en compte, une découpe temporelle d'impulsion exploitant la rotation non linéaire de polarisation associée à un filtrage en polarisation peut réduire la durée d'une impulsion d'un facteur supérieur à 10. Cependant, la réalisation expérimentale de telles découpes pourrait être compromise par la très grande sensibilité de l'orientation du vecteur polarisation de l'onde injectée dans la fibre optique.

III RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1 Configuration du montage

Afin de vérifier que les résultats simulés dans la partie précédente sont reproductibles expérimentalement, j'ai réalisé un montage similaire à celui présenté dans la figure II.6, schématisé de manière plus détaillée dans la figure II.25.

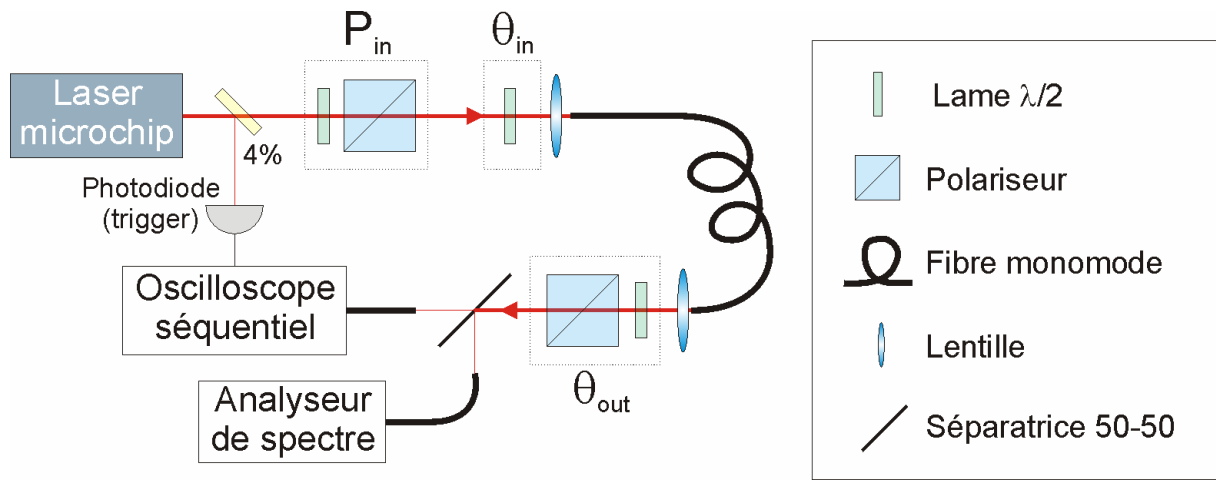


Figure II.25 Montage expérimental ; cadres en pointillés : paramètres ajustables

Le microlaser produit des impulsions polarisées rectilignement de longueur d'onde $\lambda = 1064nm$, d'une durée $\Delta t = 650ps$ à une fréquence de répétition $f_{rep} \approx 8kHz$ avec une puissance moyenne $P_{moy} = 50mW$, ce qui correspond à une puissance crête $P_{in} \approx 9,6kW$.

A la sortie du laser, une lame de verre prélève une petite fraction (réflexion à 4%) du faisceau qui est envoyée vers une photodiode connectée au système de déclenchement de l'oscilloscope utilisé pour visualiser les impulsions en sortie de filtre.

Afin d'ajuster le niveau de puissance crête P_{in} des impulsions injectées dans la fibre, on place un atténuateur variable constitué d'une lame demi-onde ($\lambda/2$ dans le schéma de la figure II.24) suivie d'un cube polariseur (prisme de Glan-Thompson) en sortie du laser.

La polarisation rectiligne est par la suite orientée à l'aide d'une deuxième lame demi-onde. Le faisceau est injecté dans une fibre optique monomode faiblement biréfringente de type HI1060 produite par Corning. L'injection et la collimation en fin de fibre sont faites à l'aide de lentilles convergentes asphériques traitées anti-reflet à la longueur d'onde du laser. Les mesures de puissance en entrée et sortie de fibre (en l'absence de système de filtrage en polarisation) indiquent

que la fraction de puissance injectée est comprise entre 60 et 70%, soit une puissance crête maximale d'environ 6,7 kW.

En sortie de fibre, la polarisation est orientée par une troisième lame demi-onde avant le filtrage en polarisation du signal par un cube polariseur.

Les impulsions filtrées sont analysées dans le domaine temporel et dans le domaine spectral. Les mesures temporelles sont faites par un module d'échantillonnage rapide déclenché monté sur un oscilloscope séquentiel à 20 GHz Tektronix CSA8000. Le profil spectral est obtenu grâce à un analyseur de spectre Advantest Q80C04 de résolution maximale 10 pm.

III.2 Mesures

III.2.1 Profils d'impulsions

L'étude a lieu pour des impulsions ayant différentes puissances crête. J'ai choisi des puissances moyennes P_{moy} de 1, 4, 7, 10, 13 et 16 mW (mesurées avant injection dans la fibre), ce qui correspond à des puissances crête injectées dans la fibre de 135, 500, 875, 1250, 1620 et 2250 W. Le protocole de mesure est le suivant : dans un premier temps, une puissance crête d'injection P_{in} est fixée et un angle d'entrée entre le polariseur et l'un des axes neutre de la fibre est arbitrairement choisi. La raison pour laquelle on ne connaît pas précisément l'orientation de la polarisation du signal injecté dans la fibre est la suivante : la biréfringence d'une fibre à cœur circulaire est due aux défauts de circularité du cœur et aux torsions de la fibre et peut donc varier selon le conditionnement. Chartier et al. ont démontré qu'une telle fibre peut être considérée comme une lame de biréfringence elliptique qui comporte des axes propres, c'est-à-dire un des axes qui permettent de retrouver un état de polarisation en sortie de fibre identique à celui de l'impulsion injectée [II-41]. La détermination de ces axes n'est pertinente que dans le cas d'un montage expérimental figé puisqu'un changement des conditions expérimentales modifie ces axes propres. Étant donné que je ne m'interdis pas de modifier la longueur de fibre ou le bobinage de celle-ci afin d'optimiser la découpe temporelle, la mesure systématique de l'angle θ_{in} constitue une complication du processus expérimental.

Dans un second temps, l'angle de sélection de l'analyseur de sortie est ajusté afin d'observer sur l'écran de l'oscilloscope le profil temporel de l'impulsion émergente. Si l'on arrive à obtenir une impulsion raccourcie, le profil est enregistré. L'opération est répétée pour un angle d'injection différent. Enfin on augmente la puissance injectée avant de recommencer la recherche d'impulsions

brèves depuis la première étape. Cette méthode de recherche permet de d'obtenir un grand nombre de solutions de manière systématique.

Après un grand nombre d'analyses, les profils temporels des impulsions les plus brèves que j'ai pu obtenir pour diverses puissances d'injection sont présentés dans la figure II.26.

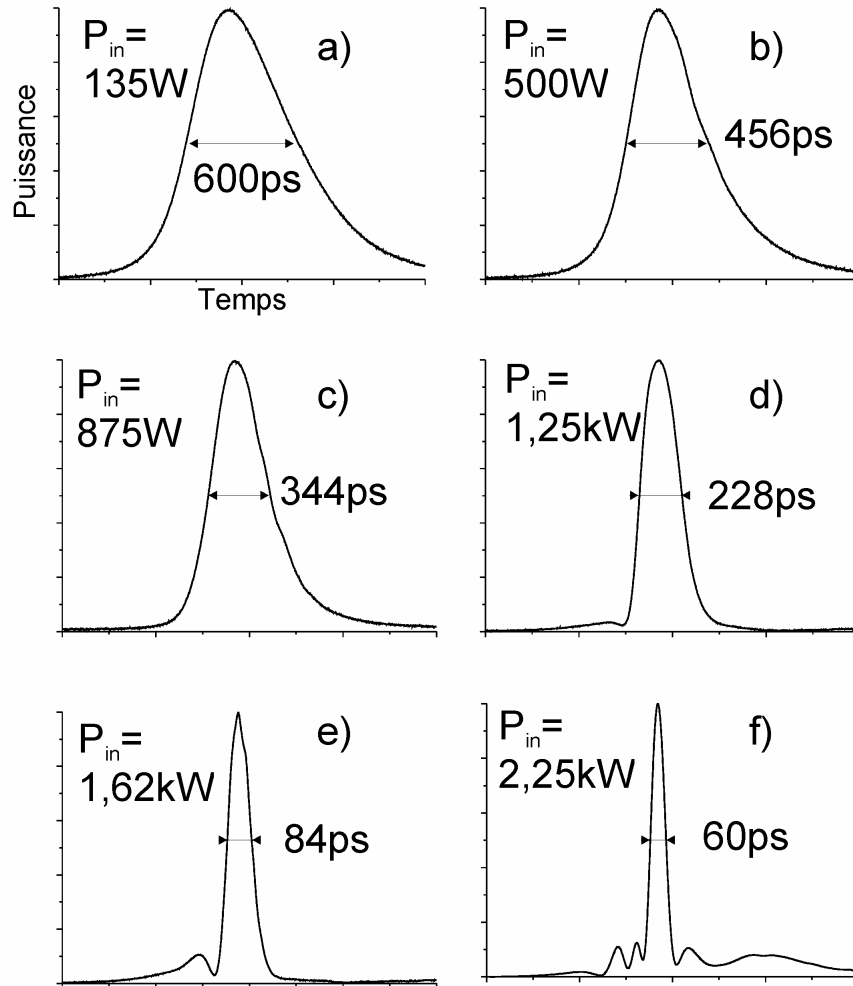


Figure II.26 Profil temporel d'impulsions découpées pour une impulsion initiale de durée 650 ps et de puissances crête variable

Les résultats expérimentaux montrent que le facteur de raccourcissement (ou facteur de découpe temporelle) accessible augmente avec la puissance injectée. On peut également noter que pour un facteur de découpe supérieur à 2,8 (impulsions de la figure II.26d-f), l'impulsion présente des lobes latéraux peu énergétiques. Les facteurs de découpe et le pourcentage d'énergie présente dans le lobe central de l'impulsion sont répertoriés dans le tableau II.2. On constate que dans tous les cas, le ratio d'énergie présent dans le pic central sur l'énergie totale de l'impulsion est supérieur à 50%, soit supérieur à celui calculé dans les simulations numériques. Cette comparaison est mise en

évidence dans la figure II.27 où l'on peut voir le profil d'une impulsion raccourcie d'environ 76 ps de durée ainsi qu'une impulsion numérique obtenue pour des paramètres de simulation proches des conditions expérimentales (puissance crête de 2,3 kW, $\theta_{in} \approx 16 \pm 5^\circ$).

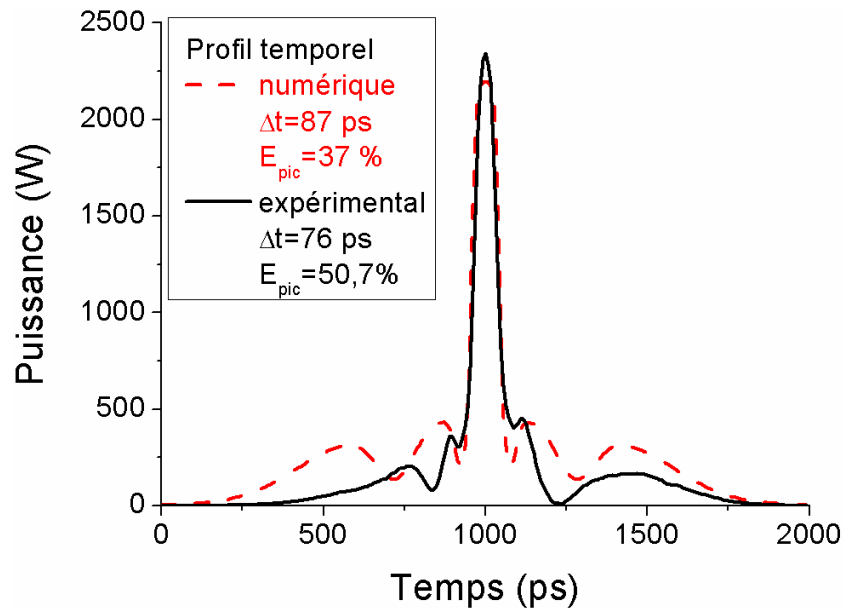


Figure II.27 Profils temporels d'une impulsion découpée obtenus expérimentalement ($P_{in}=2,3$ kW ; $\theta_{in} \approx 16 \pm 5^\circ$) et numériquement ($P_{in}=2,3$ kW ; $\theta_{in} \approx 19,3^\circ$; $\theta_{out}=178^\circ$)

La durée des impulsions en sortie du système de filtrage est continûment accordable entre la durée initiale de 650 ps et 60 ps. Les facteurs de découpe obtenus sont rapportés dans le tableau II.2 ci-dessous. La valeur la plus importante de ce facteur est supérieure à 10, c'est-à-dire quatre fois plus élevé que celui rapporté dans les publications antérieures.

Tableau II.2 Facteur de découpe maximal et énergie comprise dans le lobe central de l'impulsion pour différentes puissances crêtes d'injection

Impulsion	$P_{crête}$ de l'impulsion injectée (W)	Facteur de découpe	Energie dans le lobe central (%)
Fig. II.25.a	135	1,08	100
Fig. II.25.b	500	1,43	100
Fig. II.25.c	875	1,89	100
Fig. II.25.d	1250	2,85	95
Fig. II.25.e	1625	7,74	82
Fig. II.25.f	2246	10,83	54

III.2.2 Observations

III.2.2.1 Niveau de puissance

Bien évidemment, la puissance moyenne en sortie de filtre est systématiquement plus basse que la puissance injectée, étant donné que le filtrage en polarisation rejette toute la partie du signal située temporellement dans les ailes de l'impulsion initiale. La puissance crête est atténuée de plusieurs façons : le rendement d'injection dans la fibre est de 70% au mieux et la transmission de la crête de l'impulsion peut être inférieure à 100%. J'ai calculé, à partir des puissances mesurées en sortie du dispositif, la puissance crête des impulsions raccourcies P_{out} , ainsi que le pourcentage de transmission de celle-ci. Ces puissances crête sont listées dans le tableau II.3.

L'atténuation de la puissance crête est faible, et globalement inférieure à 35%, à l'exception de l'impulsion de la figure II.26.c. Je suppose que la forte atténuation calculée pour cette mesure est due à une injection inférieure à celle (optimale) de 70% dans la fibre optique.

Tableau II.3 Puissance moyenne des impulsions raccourcies

Impulsion	Puissance moyenne (mW)	P_{out} (W)	Transmission (%)
Fig. II.25.a	0,5	105	77,4
Fig. II.25.b	1,2	329	65,8
Fig. II.25.c	0,9	327	37,4
Fig. II.25.d	1,5	822	65,8
Fig. II.25.e	1,0	1488	91,6
Fig. II.25.f	1,07	2228	99,2

Enfin, étant donné que l'augmentation de puissance injectée permet d'obtenir un facteur de réduction plus élevé, j'ai tenté d'injecter des puissances supérieures à celles référencées dans le tableau II.2.

J'ai constaté qu'on ne peut obtenir de rétrécissement supérieur à un facteur 10, notamment parce que, pour des puissances supérieures à 2,3 kW, la diffusion Raman stimulée génère un signal à 1118 nm, ce qui modifie considérablement la dynamique du système de découpe temporelle. Néanmoins, il est toujours possible d'obtenir un impact de la rotation de la polarisation sur le signal qui n'est pas converti en fréquence par cet effet non linéaire et qui est fortement affaibli en son centre. Je fournirai une étude de ce phénomène au chapitre III.

III.2.2.2 Optimisation de l'orientation des polarisations

Tout d'abord il faut préciser qu'une fibre optique à cœur circulaire présente des défauts infinitésimaux et variables tout au long de la fibre qui induisent une faible biréfringence. De plus les contraintes exercées sur la fibre (courbures, torsions) induisent également une biréfringence additionnelle. Les valeurs de ces biréfringences de forme et de contraintes cumulées sont estimées à environ 10^{-6} . Par conséquent, il est illusoire d'espérer déterminer avec précision la direction des axes neutres d'une telle fibre. Dans ces conditions, je n'ai pas cherché à relever les angles des polarisations en entrée et en sortie de fibre par rapport à ces axes neutres.

Cependant, j'ai pu constater que malgré des performances de découpe temporelle fortement dépendantes de l'orientation des lames demi-onde, la sensibilité au changement d'orientation de l'angle d'injection θ_{in} est moindre que celle prédite numériquement de $0,1^\circ$. J'ai pu observer qu'une variation de $0,5^\circ$ des angles θ_{in} et θ_{out} ne change pas le profil temporel d'une impulsion raccourcie de manière significative.

III.2.2.3 Stabilité du profil temporel

Le profil temporel des impulsions raccourcies dépend principalement du couplage cohérent, lié à la biréfringence de la fibre. Durant mes premières expériences de découpe temporelle, le profil des impulsions était fortement dépendant de la moindre modification de l'orientation de la fibre. Après bobinage de celle-ci, la biréfringence due aux courbures de la fibre est plus marquée et stable, le profil temporel des impulsions a montré une bonne stabilité : une mesure moyennée sur plusieurs dizaines de minutes n'apporte pas de modifications notables des profils temporels par rapport à des mesures non moyennées telles que celles représentées sur la figure II.25a-e.

J'ai pu observer, de manière empirique, que cette stabilité est maintenue tant que le facteur de découpe est approximativement inférieur à 8 (impulsion plus longues que 80 ps). Au-delà, la forme temporelle varie dans le temps, même avec une fibre fixée sur un tambour. Par exemple la puissance crête de l'impulsion II.26.f peut varier entre 60 et 100% de sa valeur maximale au cours du temps.

Deux phénomènes peuvent expliquer cette variation :

- la biréfringence de la fibre peut légèrement varier en fonction des vibrations du banc et de la température. Ainsi la contribution du couplage cohérent change, et modifie le profil de l'impulsion ;
- la stabilité en puissance du rayonnement émis par le microlaser est également un facteur important. En effet, si la transmission du montage varie brusquement en

fonction de la puissance (ce qui est le cas quand on obtient des impulsions très brèves), la moindre variation de la puissance crête de l'impulsion se traduira par une modification du profil temporel. La source que j'utilisais avait une stabilité en puissance crête pic à pic de 5%. Dans ces conditions, pour des impulsions très fortement découpées, une instabilité chronique et importante est prévisible.

III.2.2.4 Profil spectral

J'ai relevé les profils spectraux des impulsions présentées dans la figure II.26 afin d'estimer la qualité des impulsions raccourcies. Deux exemples de spectres sont présentés en figure II.28 : une impulsion très peu raccourcie de 600 ps a une largeur spectrale inférieure à 16 pm (cette valeur étant proche de la résolution de l'analyseur de spectre, elle est probablement exagérée), une impulsion fortement raccourcie de 60 ps a une largeur de raie de 39 pm.

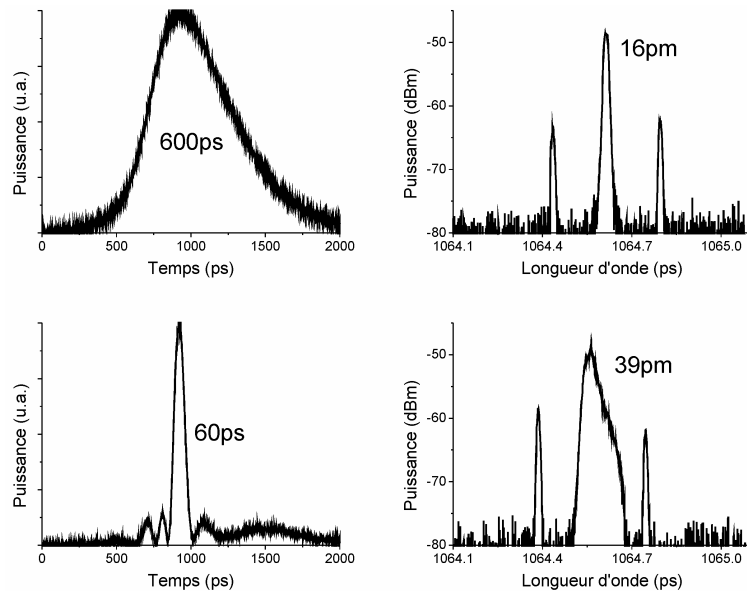


Figure II.28 Impulsions découpées : profils temporels (gauche), spectres (droite)

Le calcul du produit durée par largeur de bande pour l'impulsion de 60 ps est $\Delta t \Delta \nu \approx 0,62$. Ce produit est proche de la limite de Fourier, indiquant que les impulsions découpées possèdent un faible glissement de phase. On peut constater que le mode central, qui concentre plus de 95% de la puissance du rayonnement, subit un élargissement sous l'effet de l'automodulation de phase. Cet élargissement est de 244% à -3 dB et 400% à -10 dB.

III.3 Améliorations du dispositif de découpe

III.3.1 Ajout d'un deuxième étage de filtrage

Comme on peut le constater sur les impulsions très fortement raccourcies de la figure II.26, ces impulsions comportent des pieds qui peuvent limiter une éventuelle amplification du signal. Afin d'atténuer ces pieds, j'ai étudié la possibilité d'utiliser un deuxième étage de filtrage en polarisation. Ce système à deux étages est représenté dans la figure II.27 : le premier étage est celui de la figure II.24, il sert à raccourcir les impulsions émises par le microlaser, le second étage est basé sur le même principe mais a pour but de nettoyer les pieds des impulsions raccourcies.

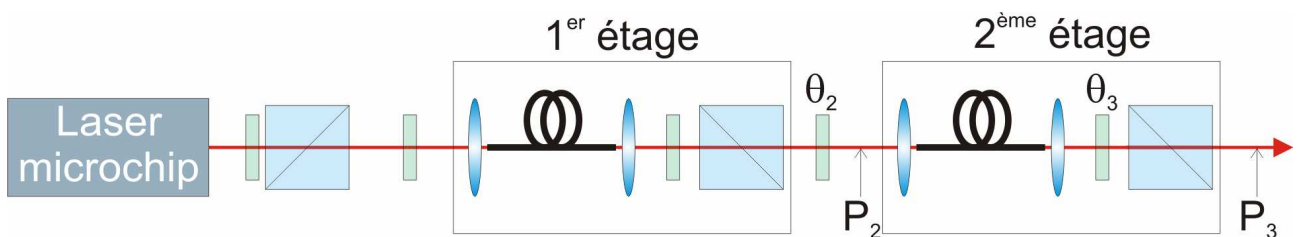


Figure II.29 Schéma d'un système de raccourcissement à deux étages ; θ et P sont respectivement l'angle d'orientation et la puissance crête de l'impulsion, les indices 2 et 3 sont associés à l'injection et la sortie du deuxième étage de filtrage

J'ai tout d'abord simulé le fonctionnement de ce second étage à partir d'un profil temporel obtenu expérimentalement. Une impulsion de puissance crête $P_2 \approx 2300W$ avec 65% d'énergie dans le pic central présente, après propagation dans 1,5 m de fibre, presque 98% de son énergie dans le pic central dont la puissance crête est $P_3 \approx 2290W$, soit une perte de 0,44% (Fig. II.30).

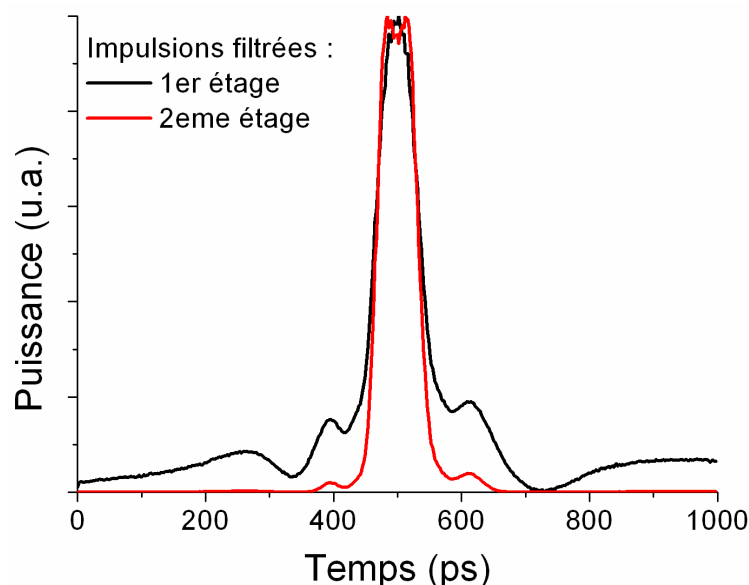


Figure II.30 Résultat de simulation montrant la réduction de la fraction d'énergie dans les pieds d'une impulsion raccourcie

En pratique, le passage du faisceau laser après sa sortie du premier étage de filtrage à travers de nombreux éléments optiques et la réinjection dans le second tronçon de fibre atténuent fortement la puissance crête P_2 de l'impulsion circulant dans le second étage. A cause de ces atténuations, la puissance crête des impulsions qui circulent dans la fibre est insuffisante pour générer les non linéarités nécessaires à l'élimination des pieds résiduels, les mesures expérimentales ne montrent aucun nettoyage notable des pieds de l'impulsion. Afin d'éviter cette perte de puissance, j'ai élaboré un système à deux étage de filtrage entièrement fibré que je présente maintenant.

III.3.2 Montage tout fibré

Le but de ce système est de réaliser une configuration similaire à celle présentée en figure II.24 sans passage de la lumière en espace libre. Le système de filtrage est remplacé par un contrôleur de polarisation fibré (par pression et torsion de la fibre) et par un polariseur fibré (en fait une fibre à cœur rectangulaire torsadé en hélice de type Helica In-Fiber Linear Polarizer commercialisée par Chiral Photonics).

J'ai en premier lieu réalisé un système fibré comportant un seul étage de polarisation, un exemple d'impulsion raccourcie est présenté dans la figure II.31. La puissance crête injectée est inférieure à 600 W, la durée de l'impulsion raccourcie est d'environ 170 ps.

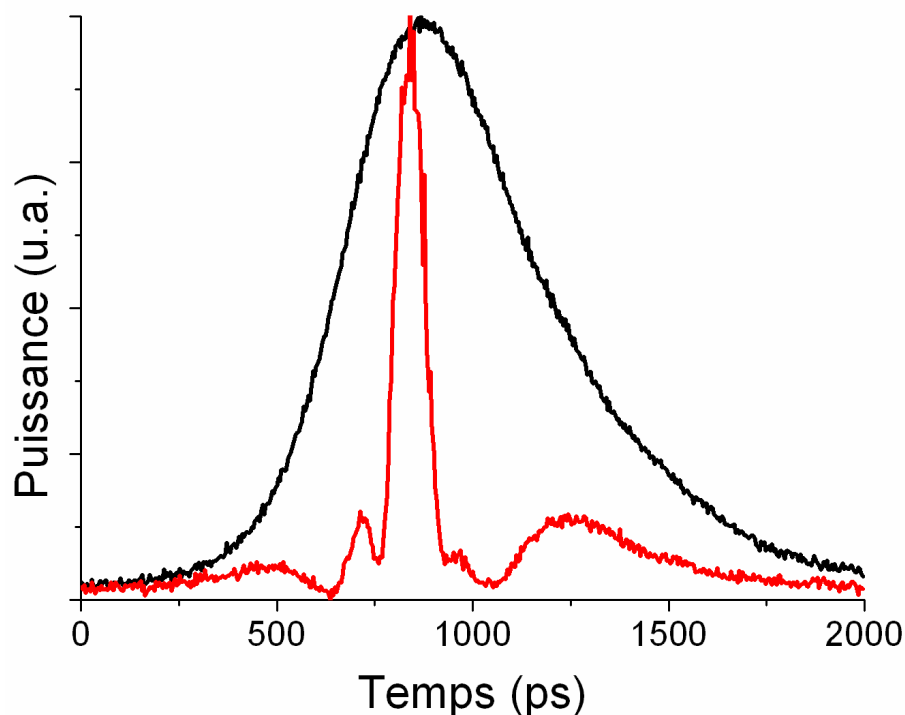


Figure II.31 Profil temporel d'une impulsion raccourcie (rouge) dans un système de découpe entièrement fibré à un seul étage

Malheureusement le seuil de dommage optique des polariseurs fibrés s'est avéré très bas. Ainsi, pour une puissance moyenne supérieure à 5 mW (soit une puissance crête proche du kilowatt), tous les polariseurs ont été détruits.

La réalisation expérimentale de ce dispositif aurait nécessité l'utilisation de polariseurs fibrés supportant une puissance suffisante (plusieurs kilowatts) que nous n'avons pas trouvé sur le marché.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, j'ai tout d'abord décrit les méthodes de raccourcissement extracavité d'impulsions lasers : compression par compensation de la dispersion, utilisation d'un absorbant saturable et profilage d'impulsion par rotation non linéaire de polarisation associée à un filtrage en polarisation. La méthode basée sur la rotation non linéaire de polarisation dans une fibre est le choix le plus évident pour des impulsions émises par un microlaser. Cette méthode a par le passé permis de pratiquer la mise en forme limitée d'impulsions (nettoyage de pieds résiduels, profilage), le plus fort facteur de raccourcissement rapporté était de 2,5.

J'ai montré par des simulations numériques, puis par des mesures expérimentales que cette technique est largement améliorée dans les cas où l'on exploite les instabilités de la rotation de polarisation induites par le phénomène de couplage cohérent entre les polarisations dans la fibre optique. La réalisation expérimentale de cette exploitation m'a permis d'obtenir une découpe d'un facteur compris entre 1 et 11. Ce dispositif permet de délivrer des impulsions de durée accordable entre 9 et 100% de durée initiale des impulsions. Cependant, pour de très forts facteurs de découpe, j'ai pu constater une grande instabilité du profil temporel des impulsions en sortie de dispositif. De plus, à forte puissance (>2 kW) le phénomène de diffusion Raman stimulée apparaît et entrave la découpe au-delà de ce facteur 11.

Dans le chapitre suivant, je présenterai une méthode pour exploiter cette diffusion Raman stimulée afin d'augmenter le facteur de découpe accessible et stabiliser le profil temporel des impulsions raccourcies.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- [II-1] **Agrawal**, "Nonlinear fiber optics", Academic press, **Third edition**, (2001)
- [II-2] **Agrawal**, "Applications of Nonlinear Fiber Optics", Academic press, **chapitre 6**
"Pulse compression" (2001)
- [II-3] **Treacy**, "Optical pulse compression with diffraction gratings," IEEE J. Quantum Electron. **5**, p.454 (1969)
- [II-4] **Shank et al.**, "Compression of femtosecond optical pulses," Appl. Phys. Lett. **40**, p.761 (1982)
- [II-5] **Fork et al.**, "Negative dispersion using pairs of prisms," Opt. Lett. **9**, p.150 (1984)
- [II-6] **Fork et al.**, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation", Opt. Lett. **12**, p.483 (1987)
- [II-7] **Zaouter et al.**, "Third-order spectral phase compensation in parabolic pulse compression," Opt. Exp. **15**, p.9372 (2007)
- [II-8] **Gabitov et al.**, "Optical pulse dynamics in fiber links with dispersion compensation," Opt. Comm. **134**, p.317 (1997)
- [II-9] **Knox et al.**, "Optical pulse compression to 8 fs at a 5-kHz repetition rate," Appl. Phys. Lett. **46**, p.1120 (1985)
- [II-10] **Heritage et al.**, "Fiber and grating compression of 90-picosecond, 1.06-micrometer pulses to 3 picoseconds," J. Opt. Soc. Am A **1**, p.1288 (1984)
- [II-11] **Dianov et al.**, "Generation of high-contrast subpicopulses by single-stage 110-fold compression of YAG:Nd³⁺ laser pulses," Sov. J. Quantum Electron. **17**, p.415 (1987)
- [II-12] **Zysset et al.**, "200-femtosecond pulses at 1.06 μm generated with a double-stage pulse compressor," Opt. Lett. **11**, p.156 (1986)
- [II-13] **Mollenauer et al.**, "Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers," Opt. Lett. **8**, p.289 (1983)
- [II-14] **Südmeyer et al.**, "Nonlinear femtosecond pulse compression at high average power levels by use of a large-mode-area holey fiber," Opt. Lett. **28**, p.1951 (2003)

- [II-15] **Dianov et al.**, "100-Fold compression of picosecond pulses from a parametric light source in single-mode optical fibers at wavelengths 1.5-1.65 μm ," JETP Lett. **40**, p.903 (1984)
- [II-16] **Gouveia-Neto et al.**, "Pulses of Four Optical Cycles from an Optimized Optical Fibre/Grating Pair/Soliton Pulse Compressor at 1.32 μm ," J. Mod. Opt. **35**, p.7 (1988)
- [II-17] **Tomlinson et al.**, "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers," J. Opt. Soc. Am. B **1**, p.139 (1984)
- [II-18] **Satsuma et al.**, "Initial value problems of one-dimensional self-modulation of nonlinear waves in dispersive media," Prog. Theor. Phys. Suppl. **55**, p.284 (1974)
- [II-19] **Penzkofer**, "Generation of Picosecond and Subpicosecond Light Pulses with Saturable Absorbers," Opto-electronics **6**, p.87 (1974)
- [II-20] **Nesa et al.**, "Laser pulse shortening to subpicosecond in extracavity dye solution," Opt. Comm. **75**, p.294 (1990)
- [II-21] **Shimizu**, "Frequency broadening in liquids by a short light pulse," Phys. Rev. Lett. **19**, p.294 (1967)
- [II-22] **Stolen et al.**, "Self-phase-modulation in silica optical fibers," Phys. Rev. A **17**, p.1448 (1978)
- [II-23] **Armstrong et al.**, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric," Phys. Rev. **127**, p.1918 (1962)
- [II-24] **Maker et al.**, "Intensity-dependant changes in the refractive index of liquids," Phys Rev. Lett. **12**, p.507 (1964)
- [II-25] **Stolen et al.**, "Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers," Opt. Lett. **7**, p.512 (1982)
- [II-26] **Nikolaus et al.**, "Optical pulse reshaping based on the nonlinear birefringence of single-mode optical fibers," Opt. Lett. **8**, p.189 (1983)
- [II-27] **Winful**, "Self-induced polarization changes in birefringent optical fibers," Appl. Phys. Lett. **47**, p.213 (1985)
- [II-28] **Daino et al.**, "New all-optical devices based on third-order nonlinearity of birefringent fibers," Opt. Lett. **11**, p.42 (1985)

- [II-29] **Trillo et al.**, "Experimental observation instability in a birefringent optical fiber," Appl. Phys. Lett. **49**, p.1224 (1986)
- [II-30] **Feldman et al.**, "Observation of polarization instabilities and modulational gain in a low-birefringence optical fiber," Opt. Lett. **15**, p.311 (1990)
- [II-31] **Kuzin et al.**, "Fiber laser mode locked by a Sagnac interferometer with nonlinear polarization rotation," Opt. Lett. **26**, p.1559 (2001)
- [II-32] **Yang et al.**, "Sub-picosecond pulse generation employing an SOA-based nonlinear polarization switch in a ring cavity," Opt. Exp. **12**, p.2448 (2004)
- [II-33] **Nishizawa et al.**, "Pedestal suppression of ultrashort pulses by using a birefringent nonlinear polarization rotation mirror," Opt. Lett. **32**, p.3516 (2007)
- [II-34] **Taha et al.**, "Analytical and Numerical Aspects of Certain Nonlinear Evolution Equations," J. Comput. Phys. **55**, p.203 (1984)
- [II-35] **Fisher et al.**, "The role of linear dispersion in plane-wave self-phase modulation," Appl. Phys. Lett. **23**, p.661 (1973)
- [II-36] **Wiedman et al.**, "Split-step methods for the solution of the nonlinear Schrodinger equation," SIAM J. Numer. Anal. **23**, p.485 (1986)
- [II-37] **Cooley et al.**, "An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series," Math. Comput. **19**, p.297 (1965)
- [II-38] **Weis et al.**, "The Baker-Hausdorff Formula and a Problem in Crystal Physics," J. Math. Phys. **3**, p.771 (1962)
- [II-39] **Marcuse**, "Theory of Dielectric Optical Waveguides," Academic Press (1991)
- [II-40] **Namihira et al.**, "Effect of Mechanical Stress on the Transmission Characteristics of Optical Fiber," Trans. IECE Jpn. **60-C**, p.391 (1977)
- [II-41] **Chartier et al.**, " Measurement of the elliptical birefringence of single-mode optical fibers," Appl. Opt. **40**, p.5343 (2001)

CHAPITRE III
EXPLOITATION DE LA DIFFUSION RAMAN POUR LA
DECOUPE TEMPORELLE

INTRODUCTION

Nous avons vu, au chapitre II, qu'une méthode de découpe temporelle d'impulsions lasers basée sur la rotation non linéaire de polarisation permet d'obtenir des raccourcissements temporels importants. Cependant, à forte puissance cette technique est limitée par l'apparition de nouvelles longueurs d'onde générées par le phénomène de diffusion Raman stimulée : la fraction du signal lumineux qui subit cette diffusion est transférée à une autre fréquence et subit une modification non maîtrisée de son état de polarisation. Comme nous allons le voir dans ce chapitre, c'est préférentiellement la partie centrale de l'impulsion qui subit la diffusion, ce qui réduit l'efficacité du raccourcissement temporel. Afin de s'affranchir de cette limite, nous allons dans ce chapitre étudier en détail comment se développe la diffusion Raman pour tenter de résoudre le problème posé par cette conversion de fréquence lors d'une découpe temporelle exploitant la rotation non linéaire de polarisation.

Je vais tout d'abord exposer le principe de ce phénomène et sa description mathématique. Je développerai particulièrement la description de la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques en silice. Par la suite, je présenterai les résultats de simulations de la propagation d'une impulsion laser qui subit cette diffusion en même temps que la rotation non linéaire de polarisation. Je montrerai que l'élargissement spectral due à la diffusion Raman provoque un raccourcissement temporel qui peut être mis en évidence par un filtrage spectral. Ce filtrage spectral peut être combiné de manière complémentaire avec une évolution non linéaire de la polarisation.

Finalement, je présenterai deux configurations expérimentales d'un système de raccourcissement d'impulsions basé sur la combinaison des effets de diffusion Raman stimulée et de rotation non linéaire de polarisation. J'exposerai les résultats obtenus et mettrai en avant les avantages de cette technique par rapport à celle exploitant uniquement les effets de polarisation. Je présenterai également les diverses perspectives liées aux résultats expérimentaux obtenus.

I RAPPELS SUR LA DIFFUSION RAMAN

I.1 Généralités

I.1.1 Diffusion Raman spontanée

La diffusion Raman est un phénomène optique observé pour la première fois en 1928 par Chandrashekhara Venkata Raman [III-1]. Cet effet est provoqué par un échange énergétique entre une onde lumineuse et les modes de vibration des molécules constituant le milieu matériel. Etant donné que les photons incidents et émergents ont des énergies (et donc des fréquences) différentes, on parle de diffusion inélastique. Contrairement aux phénomènes de fluorescence pour lesquels les longueurs d'onde d'excitation et d'émission sont fixées par les transitions entre les orbitales électroniques du matériau, le décalage en fréquence ne dépend que du quantum d'énergie que le signal peut échanger avec les diffuseurs. Etant donné que les modes de vibration ont des énergies discrètes, on les assimile souvent à des pseudoparticules appelées phonons optiques.

Bien qu'il soit possible de décrire la diffusion Raman comme un couplage paramétrique entre champ lumineux et champ de phonons, je vais livrer ici une description quantique bien plus intuitive, schématisée en figure III.1 : un photon de pompe d'énergie $E_p = \hbar \omega_p$ est absorbé par un diffuseur du matériau qui passe alors de son état énergétique initial E_i à un niveau virtuel excité E_{ex} . La désexcitation peut se produire selon deux cas de figures :

- l'état initial du diffuseur est l'état fondamental d'énergie E_f , la désexcitation génère alors deux "particules" : un phonon optique d'énergie E_{ph} et un photon dit "Stokes" d'énergie $E_s = E_p - E_{ph}$. Le transfert d'énergie se fait du signal lumineux vers le milieu matériel via une augmentation de son niveau vibrationnel (ou rotationnel). Etant donné que le signal est décalé vers les grandes longueurs d'onde, on emploie couramment la formulation abusive de "décalage vers le rouge" par analogie avec un signal dans le visible ;
- l'état initial du diffuseur est un état excité d'énergie E_{ph} , la désexcitation vers l'état fondamental d'énergie inférieure E_f génère un photon anti-Stokes d'énergie $E_{AS} = E_{pompe} + E_{phonon}$ supérieure à celle du photon incident. Le transfert d'énergie se produit du milieu matériel vers le photon, ce qui nécessite que les diffuseurs soient

initialement dans un état excité. De la même manière qu'expliquée pour la diffusion Stokes, on qualifie souvent ce décalage "vers le bleu".

Le diagramme énergétique de la diffusion Raman est schématisé dans la figure III.1. La partie gauche du schéma représente le processus de génération d'un photon Stokes et celle de droite la génération d'un photon anti-Stokes. La diffusion Raman anti-Stokes est typiquement bien moins efficace que la diffusion Raman Stokes ; en effet, à l'équilibre thermique la population du niveau excité d'énergie E_{ph} est moindre que celle du fondamental E_f (le rapport des populations est alors égal au facteur de Boltzmann $e^{-E_{ph}/kT}$ [III-2]).

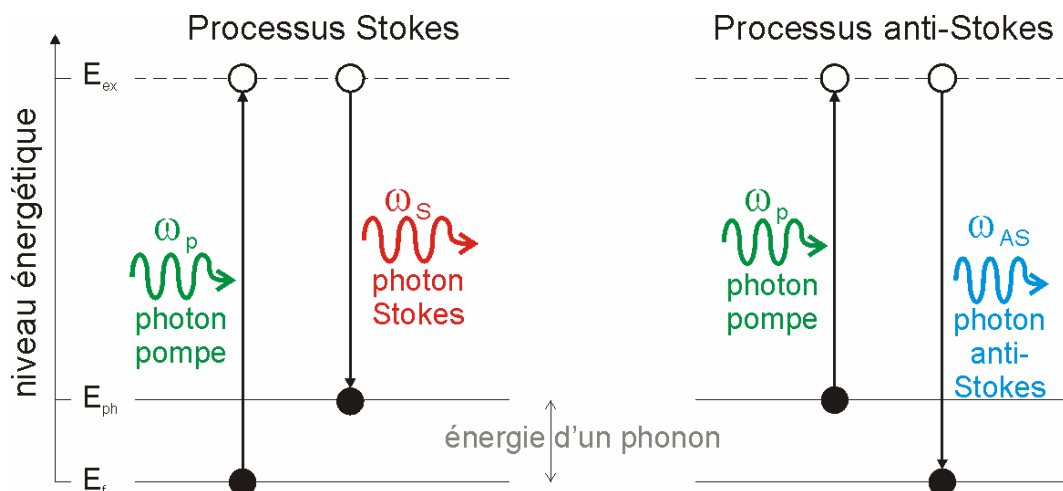


Figure III.1 Principe de la diffusion Raman spontanée, les flèches montantes représentent l'absorption, les flèches descendantes l'émission spontanée

Lors d'une excitation suivie d'une émission spontanée, la polarisation du photon émis n'est généralement pas identique à celle du photon absorbé, c'est pourquoi le signal Stokes est dépolarisé [III-3]. L'efficacité typique de conversion d'une onde de pompe en une onde Stokes est assez faible, elle est estimée à 10^{-6} cm^{-1} [III-2, III-4].

Remarque : le processus décrit ci-dessus est identique à celui d'un autre phénomène de diffusion : la diffusion Brillouin [III-5], la différence majeure résidant dans la fréquence des phonons considérés (on parle de phonons acoustiques pour la diffusion Brillouin alors que la diffusion Raman est associée à des phonons optiques). Dans un milieu non linéaire, ces deux processus de diffusion entrent en compétition, celui des deux qui a le seuil le plus bas inhibe généralement l'autre. Dans les fibres optiques en silice (le milieu non linéaire que j'exploite dans mes travaux), la diffusion Brillouin est le processus de diffusion majoritaire en cas de pompage par un laser continu possédant une raie laser fine ($\Delta\nu < 50\text{MHz}$) alors que la diffusion Raman domine en régime impulsionnel pour des impulsions de durée inférieure à 1 ns [III-4]. Etant donné que mes

travaux portent sur la propagation d'impulsions subnanosecondes dans des fibres optiques, la diffusion Raman sera systématiquement le processus de diffusion dominant.

I.1.2 La diffusion Raman stimulée

Lorsque deux ondes lasers avec un écart en fréquence correspondant à la fréquence du phonon se propagent dans le milieu, l'émission du photon Stokes est stimulée et non plus spontanée, on parle alors de diffusion Raman stimulée (souvent désignée par son acronyme anglais : **SRS**, pour *Stimulated Raman Scattering*) dont le diagramme énergétique est présenté en figure III.2 pour la SRS Stokes.

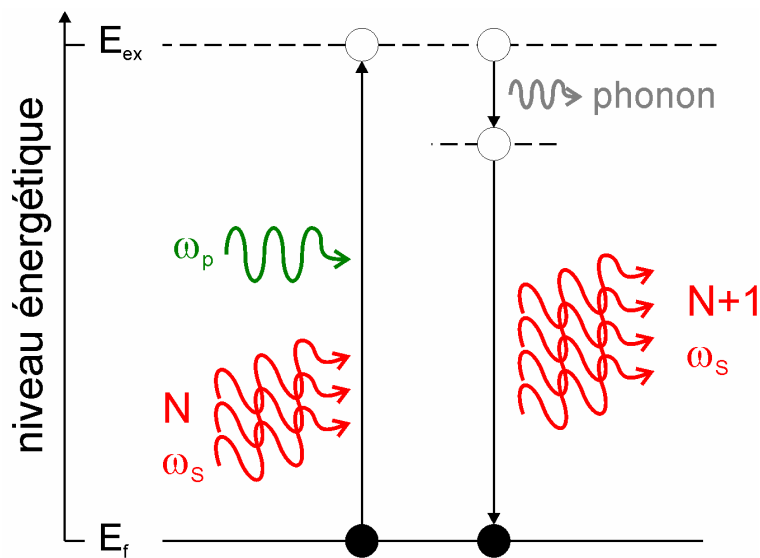


Figure III.2 Principe de la diffusion Raman stimulée : un photon de pompe est absorbé, un nouveau photon Stokes est généré par émission stimulée

La diffusion Raman stimulée peut-être vue comme une amplification d'un signal qui a subi la diffusion Raman spontanée. Dès lors, les photons diffusés ont une polarisation et une direction de propagation identiques à ceux qui stimulent la diffusion, c'est-à-dire que l'onde Stokes est quasiment isotrope en polarisation et a priori isotrope (bien entendu, dans les guides d'onde seuls sont amplifiés les photons Stokes spontanés guidés). La SRS génère un nombre important de phonons, la population de l'état initial d'énergie E_{ph} est accrue, ce qui favorise l'émission d'une onde anti-Stokes.

Remarque : j'ai choisi de considérer que la SRS résulte nécessairement de la diffusion Raman spontanée. Il est également possible de générer la SRS par l'injection de deux signaux différents à λ_p et λ_s dans le matériau, je préfère parler dans ce cas d'amplification Raman.

I.1.2.1 Historique

Eckhardt et al. ont observé la génération de l'onde Stokes par diffusion Raman stimulée en 1962 en insérant une cellule contenant un liquide organique dans une cavité laser [III-6]. Le milieu amplificateur du laser était un cristal de rubis (émission à 694,3 nm) pompé par lampe flash, délivrant des impulsions de plusieurs dizaines de nanosecondes (20 à 70 ns) très fortement énergétiques (50 à 200 mJ selon le niveau de pompage). Plusieurs milieux liquides organiques ont été utilisés en guise de milieu non linéaire : benzène, nitrobenzène, toluène... Les faisceaux Stokes générés dans ces divers matériaux avaient une divergence proche de celle du faisceau de pompe (respectivement <2 mrad pour l'onde Stokes et 1 mrad pour l'onde de pompe) contrairement à la diffusion Raman spontanée qui est a priori isotrope. Un seuil de puissance de pompe entre l'émission spontanée et stimulée fut clairement constaté par les auteurs (mais pas quantifié) : l'émission Stokes difficilement observable pour de faibles puissances injectées devient importante (entre 1 et 10 % de l'onde de pompe) pour de plus fortes puissances.

Comme dit précédemment, la SRS favorise l'émission de l'onde anti-Stokes. La première observation d'une raie anti-Stokes est attribuée à Terhune en 1963 dans un milieu non linéaire liquide [III-7]. La même année, Eckhardt et al. rapportent la génération des ondes Stokes et anti-Stokes dans divers milieux solides (diamant, calcite, α -sulfur) [III-8]. A la différence de l'expérience rapportée précédemment, le milieu non linéaire est placé à l'extérieur de la cavité. L'échantillon est pompé par des impulsions issues d'un laser solide (rubis) déclenché activement.

Les bases de la théorie de la diffusion Raman stimulée ont été discutées par de nombreux auteurs : Hellwarth a décrit le gain Raman d'un point de vue phénoménologique en 1963 [III-9], puis Bloembergen et Shen donnent en 1964 une description en terme de couplage entre des ondes optiques et vibrationnelles [III-10].

Nous avons vu que la SRS apparaît au-delà d'un seuil énergétique donné (je quantifierai la valeur de ce seuil au §I.2.3). Etant donné l'efficacité de conversion fréquentielle de la SRS, il est possible que l'onde Stokes acquière suffisamment de puissance pour être elle-même à l'origine d'une diffusion Raman, je vais maintenant traiter de cette diffusion Raman en cascade.

I.1.3 Ordres Stokes de la diffusion Raman

J'ai évoqué précédemment le fait qu'une méprise peut être possible entre le phénomène de fluorescence et celui de diffusion Raman stimulée, notamment quand le milieu absorbe fortement la longueur d'onde de pompe du laser. Cette confusion potentielle a fait l'objet d'un important développement dans l'article de Eckhardt et al. de 1962 afin de s'assurer de la nature du phénomène

observé [III-5]. Toutefois il existe une observation qui permet de discriminer rapidement ces deux phénomènes : il est possible pour un signal de pompe de subir la diffusion Raman plusieurs fois en cascade, chaque onde Stokes servant de pompe à la diffusion suivante. Cette diffusion en cascade a été prédite théoriquement en 1963 par Shen et Bloembergen [III-11] qui considéraient que l'onde de pompe devait être complètement convertie en onde Stokes (et anti-Stokes) pour pouvoir provoquer une nouvelle diffusion Raman.

Un signal est qualifié de $N^{\text{ième}}$ ordre Stokes si la différence entre sa fréquence ν_{SN} et la fréquence de pompe ν_p correspond à la $N^{\text{ième}}$ harmonique de la fréquence du phonon :

$$\nu_p - \nu_{SN} = N\nu_{\text{phonon}} \quad (\text{III.1})$$

Il est ainsi possible, pour des puissances de pompe suffisamment fortes, d'assister à un nombre important de diffusions en cascade. Dans la figure III.3 je présente deux spectres publiés dans la littérature illustrant la génération de plusieurs raies Stokes :

- dans le visible (Fig. III.3.a, d'après [III-12]), on observe les six premiers ordres Stokes générés par des impulsions laser de durée de 1 ns, d'énergie de 0,5 μJ , de largeur spectrale de 0,3 nm et de longueur d'onde de 532 nm. La source est un microlaser déclenché passif de fréquence de répétition 60 kHz. Le milieu non linéaire est une fibre optique commerciale de longueur d'onde de coupure 410 nm et de 50 m de long. Le couplage d'injection du faisceau laser est de 50%.
- dans l'infrarouge (Fig. III.3.b, d'après [III-13]), où l'on voit les cinq premiers ordres Stokes. Le milieu non linéaire est une microsphère en silice accolée à une fibre optique amincie à transition adiabatique de type "*taper*" (pour plus de détails sur ce milieu non linéaire, voir [III-14, III-15]). La longueur d'onde de pompage est accordable autour de 980 nm.

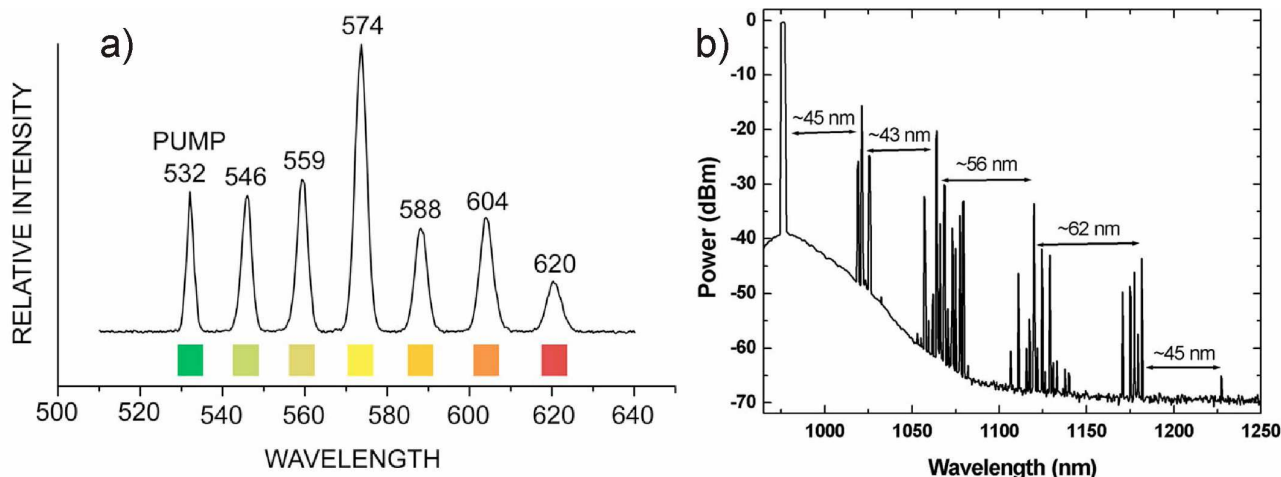


Figure III.3 Exemples de génération de multiples ordres Stokes : (a) dans le visible (d'après [III-12]) et (b) dans le proche infrarouge (d'après [III-13])

Il a également été observé la génération de plusieurs ordres Stokes successifs, notamment dans le visible : Pei-Juan et al. en 1981 [III-16] rapportent la diffusion jusqu'au 10^{ème} ordre Stokes dans une fibre à gradient d'indice en quartz de 480 m pompée à 532 nm par des impulsions de durée 7 ns, de puissance crête 700 kW ; Rosman et al. ont quant à eux obtenu jusqu'au 15^{ème} ordre Stokes dans une fibre de 70 m avec un cœur en silice de 7 microns et une gaine en verre borosilicate, avec un pompage par un laser Nd:YAG déclenché doublé en fréquence (532 nm), délivrant des impulsions de 200 ns [III-17].

On remarque que si les premiers travaux rapportés sur la diffusion Raman stimulée traitent d'une vaste gamme de matériaux massifs qui ne sont pas configuré en guides d'onde [III-6 à III-11], les travaux plus récents évoquent principalement ce phénomène dans des fibres optiques en silice. En effet dans ces fibres, où l'important confinement de la lumière impose de grandes densités de puissance, les effets non linéaires sont importants ; de plus, le guidage des nouvelles longueurs d'onde générées facilite leur détection et leur mesure.

I.2 Diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques en silice

Dès l'apparition des fibres optiques, de nombreux auteurs exploitent ces structures pour observer la diffusion Raman stimulée. La description que je vais maintenant présenter est celle de la diffusion Raman subie par des impulsions avec une durée correspondant à celles émises par un microlaser dans une fibre optique en silice :

- la puissance de l'onde Stokes est nulle en début de propagation. Le phénomène de diffusion Raman stimulée résulte donc de la diffusion Raman spontanée ;

→ les impulsions ont une durée comprise entre quelques dizaines de picosecondes et une nanoseconde, donc le phénomène de diffusion Brillouin est négligé.

I.2.1 Spectre du gain Raman

La première observation du spectre de gain Raman dans un verre de silice massif est faite par Flubacher et al. en 1959 [III-18] avant même l'invention du laser. Les auteurs constatent que le spectre de gain Raman dans un milieu amorphe est beaucoup plus large que dans un milieu cristallin ordonné (où la fréquence des phonons doit être résonnante sur la maille du réseau atomique) et utilisent le terme "continuum" pour décrire ce spectre.

Par la suite, de nombreuses observations dans les fibres optiques en silice ont confirmé le caractère très étendu du spectre de gain Raman dans les milieux amorphes [III-19 à III-24]. Un tel profil spectral est reproduit en figure III.4 (spectre obtenu avec une longueur d'onde de pompe de 1064 nm, d'après [III-20]). La forme générale de ce spectre est typique de la diffusion Raman dans un verre, même si le profil exact du spectre peut varier selon le dopage du cœur de la fibre.

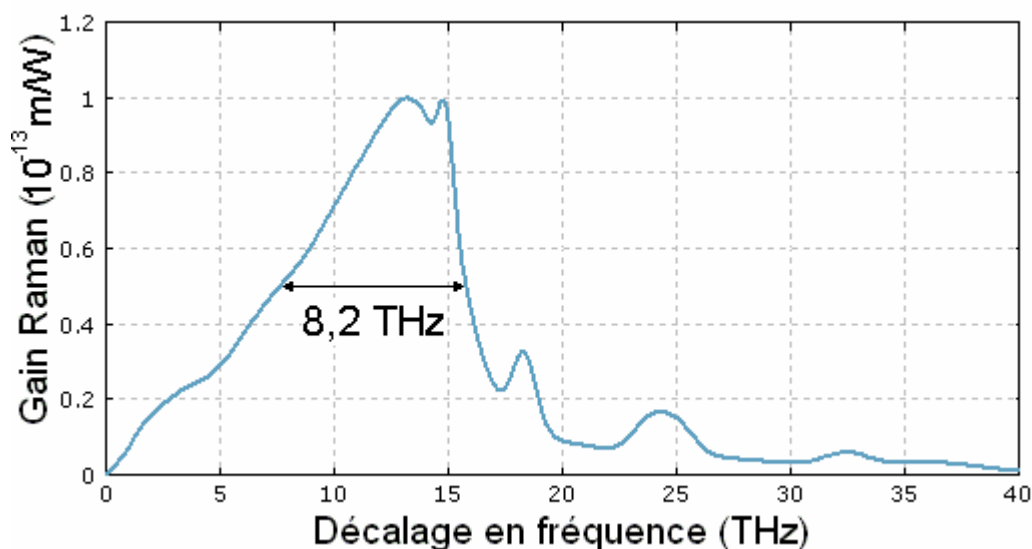


Figure III.4 Profil spectral du gain Raman dans une fibre en silice (d'après [III-20])

Ce spectre est caractérisé par la présence d'un large pic ($\Delta\nu > 8 \text{ THz}$) présentant deux maxima de niveau identique à $\nu = 13,2 \text{ THz}$ et $\nu = 14,7 \text{ THz}$ [III-22], ainsi que par sa largeur totale particulièrement importante (signal mesurable jusqu'à 40 THz).

L'importante largeur de bande de la diffusion Raman dans les milieux amorphes a été expliquée théoriquement par Shuker et al. en 1970 [III-25] : étant donnée la structure désordonnée d'un matériau amorphe comme la silice, de nombreuses fréquences vibrationnelles peuvent être

générées. L mission de phonons de diverses fréquences impose finalement une diffusion Raman vers un continuum de fréquences résultant de la superposition de toutes les transitions Stokes possibles.

I.2.2 Description mathématique de la réponse Raman d'un matériau

Une description précise de la diffusion Raman nécessite de prendre en compte le temps de réponse du matériau à l clair ement. La réponse temporelle de la diffusion Raman est estimée par la transformation de Fourier du spectre de gain Raman. Elle est couramment approximée par la relation analytique suivante [III-26] :

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1) \quad (\text{III.2})$$

avec $\tau_1 = 12,2 \text{ fs}$ et $\tau_2 = 32 \text{ fs}$ deux variables d'ajustement déterminées pour assurer une correspondance optimale entre la fonction de réponse réelle et sa forme analytique.

Etant donné la largeur du spectre de gain présenté en figure III.4 le temps de réponse caractéristique de la silice est de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes. Il est par conséquent courant de considérer cette réponse comme instantanée pour des impulsions plus longues que la picoseconde [III-26]. Cette approximation est totalement justifiée pour décrire des impulsions avec une durée comprise entre quelques centaines de picosecondes (délivrées par les microlasers que j tudie) et quelques picosecondes (durée que je cherche à obtenir).

I.2.3 Quantification de la puissance seuil

Nous avons vu précédemment qu'il existe une puissance des impulsions de pompe à partir de laquelle le régime démission de l'onde Stokes est stimulé et non plus spontané. Cette puissance seuil P_{seuil} est définie dans la littérature comme la puissance de pompe P_p au-delà de laquelle la puissance de l'onde Stokes P_s dépasse celle de l'onde de pompe après propagation dans le milieu non linéaire, soit dans un milieu de longueur L :

$$P_s(L) \geq P_p(L) \Rightarrow P_p(z=0) \geq P_{seuil} \quad (\text{III.3})$$

Smith montre en 1972 [III-30] que cette puissance est fonction de la longueur effective de la fibre L_{eff} , du diamètre effectif du cœur de la fibre A_{eff} , et du coefficient de gain Raman g_R selon la relation III.4.

$$\frac{g_R P_{seuil} L_{eff}}{A_{eff}} \approx 32 \quad (\text{III.4})$$

Le seuil est obtenu pour le maximum du spectre de gain, soit $g_R = 10^{-13} m.W^{-1}$. Le diamètre effectif du cœur de la fibre A_{eff} est typiquement de quelques dizaines de microns carrés. La longueur effective est calculée à partir de la longueur réelle de la fibre et de l'atténuation de l'onde de pompe lors de la propagation. Comme, dans mon étude, les fibres sont de courte longueur (quelques mètres) et qu'elles sont utilisées à des longueurs d'onde de faible atténuation (approximativement 1 dB.km^{-1}), il est justifié de négliger l'atténuation et de considérer $L_{eff} = L$. Dans ces conditions, le seuil de diffusion Raman stimulée est d'environ 2 kilowatts.

Remarque : l'expression de la puissance seuil P_{seuil} dans l'équation III.4 correspond au cas où l'onde Stokes est isotrope en polarisation, c'est-à-dire lorsque la SRS est causée par la diffusion spontanée. Dans le cas où le signal Stokes est polarisé, le seuil est réduit de moitié [III-30].

I.2.4 Equations de propagation

La diffusion Raman stimulée dans une fibre optique est décrite par les équations couplées simplifiées (approximation de l'enveloppe lentement variable) Eqs. III.5 et III.6 [III-26]. Cette description inclut les effets de gain Raman (SRS), d'automodulation de phase (SPM), de modulation de phase croisée (XPM) et de dispersion que subissent le signal de pompe et le signal Stokes.

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \boxed{\beta_{1p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2}} + \boxed{\frac{\alpha_p}{2} A_p} = i\gamma_p(1 - f_r) \left[\boxed{|A_p|^2} + \boxed{2|A_s|^2} \right] A_p + \boxed{R_p(z, t)} \quad (\text{III.5})$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \boxed{\beta_{1s} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2}} + \boxed{\frac{\alpha_s}{2} A_s} = i\gamma_s(1 - f_r) \left[\boxed{|A_s|^2} + \boxed{2|A_p|^2} \right] A_s + \boxed{R_s(z, t)} \quad (\text{III.6})$$

dispersion pertes SPM XPM SRS

où les indices p, s sont liés respectivement aux ondes pompe et Raman Stokes. A représente l'amplitude lentement variable du champ, β_1 est l'inverse de la vitesse de groupe de l'onde, β_2 est la dispersion de la vitesse de groupe. γ et α sont respectivement le coefficient non linéaire et d'absorption de la fibre. f_r est la contribution différée dans le temps de l'onde Raman à la polarisation diélectrique non linéaire du milieu, estimée à une valeur de 18% [III-27 à III-29].

La fonction $R_{p,s}(z,t)$ décrit la diffusion Raman stimulée du champ. Son expression complète (Eq. III.7) contient le produit de convolution entre le spectre de l'onde de pompe et le spectre de gain Raman.

$$R_j(z,t) = i\gamma_j f_r A_j \int_{-\infty}^t h_R(t-t') \left(|A_j(z,t')|^2 + |A_k(z,t')|^2 \right) dt' \times \int_{-\infty}^t h_R(t-t') A_j(z,t') A_k^2(z,t') e^{i(\omega_j - \omega_k)(t-t')} dt' \quad (\text{III.7})$$

Etant donnée la largeur du spectre de gain Raman ($\Delta\nu_{gR} \approx 8,2THz$) relativement importante comparée à celle du spectre de l'impulsion de pompe ($\Delta\nu_{impulsion} < 0,5THz$), on peut considérer ce dernier comme une raie de largeur infinitésimale (fonction δ de Dirac), ce qui simplifie considérablement l'écriture de la réponse Raman (Eq. III.8).

$$R_j = i\gamma_j f_r \left(|A_j|^2 + |A_k|^2 \right) A_j + i\gamma_j f_r \tilde{h}_R(\omega_j - \omega_k) A_j |A_k|^2 \quad (\text{III.8})$$

avec $j, k = p$ ou S (avec $j \neq k$). $\tilde{h}_R(\omega)$ est la transformée de Fourier de la réponse Raman $h_R(t)$, soit une forme analytique du spectre de gain Raman.

Remarque : il apparaît dans les équations III.5 et III.6 que le phénomène de modulation de phase croisée entre l'onde de pompe et l'onde Stokes est deux fois plus important que l'automodulation de phase. Ce constat peut servir à caractériser le phénomène de diffusion Raman comme nous le verrons plus loin.

II PRISE EN COMPTE DE LA DIFFUSION RAMAN LORS DE LA PROPAGATION D'IMPULSIONS DANS UNE FIBRE

Connaissant la description mathématique de la contribution Raman nous pouvons maintenant l'inclure dans l'équation de propagation. Pour cela, nous devons modifier les équations II.21 et II.22.

II.1 Prise en compte de la SRS

Le programme de simulation est essentiellement celui décrit au chapitre II de ce document. La méthode numérique employée reste celle de transformées de Fourier à pas fractionnés (*split step Fourier*), et prend toujours en compte les effets non linéaires d'automodulation de phase, de modulation de phase croisée et de couplage cohérent. On rajoute toutefois une étape de calcul dans le domaine fréquentiel afin de modéliser la contribution de l'effet Raman :

$$\tilde{A}(z, \omega) \rightarrow (1 - f_r) \tilde{A}(z, \omega) + f_r \tilde{A}(z, \omega) \tilde{h}_R(\omega - \omega_p) \quad (\text{III.9})$$

$\tilde{A}(z, \omega)$ est la transformée de Fourier de l'amplitude du champ $A(z, t)$, c'est à dire son spectre, et $\tilde{h}_R$ est la transformée de Fourier de la forme analytique de la fonction de réponse Raman, c'est à dire une approximation analytique du spectre de gain Raman. Le premier terme du membre de droite de l'équation III.9 traduit le fait que 82% de l'impulsion $(1 - f_r)$ demeure inchangée. Le deuxième terme concerne la fraction f_r du signal (18%) qui subit la diffusion Raman. Pour cette fraction du signal, les composantes spectrales dont l'écart fréquentiel avec la pompe correspond au décalage Stokes sont amplifiées par le gain Raman, ce qui implique un décalage du spectre.

Afin que cette opération mathématique ait un sens physique, il faut s'assurer que les composantes spectrales à amplifier soient non nulles. Il a été démontré que la diffusion Raman spontanée doit être artificiellement modélisée par l'ajout d'un terme de bruit qui servira de germe à l'amplification Raman stimulée [III-31]. Pour cela, on ajoute au profil temporel dont on veut connaître l'évolution un terme aléatoire, dont l'ordre de grandeur est déterminé par la relation suivante :

$$P_{Stokes}(t=0) = \sqrt{\frac{\pi}{L g_R P_{pompe}}} \frac{h \nu_s \Delta \nu_s}{2} \quad (III.10)$$

avec L la longueur de fibre, g_R le maximum du pic du gain Raman, P_{pompe} la puissance crête de pompe, h la constante de Planck, ν_s la fréquence de l'onde Stokes, et $\Delta \nu_s$ la largeur de la bande de gain Raman. Je présente la puissance initiale de l'onde Stokes nécessaire pour servir de germe en fonction de la puissance de l'onde de pompe pour différentes longueurs de fibre dans la figure III.5.

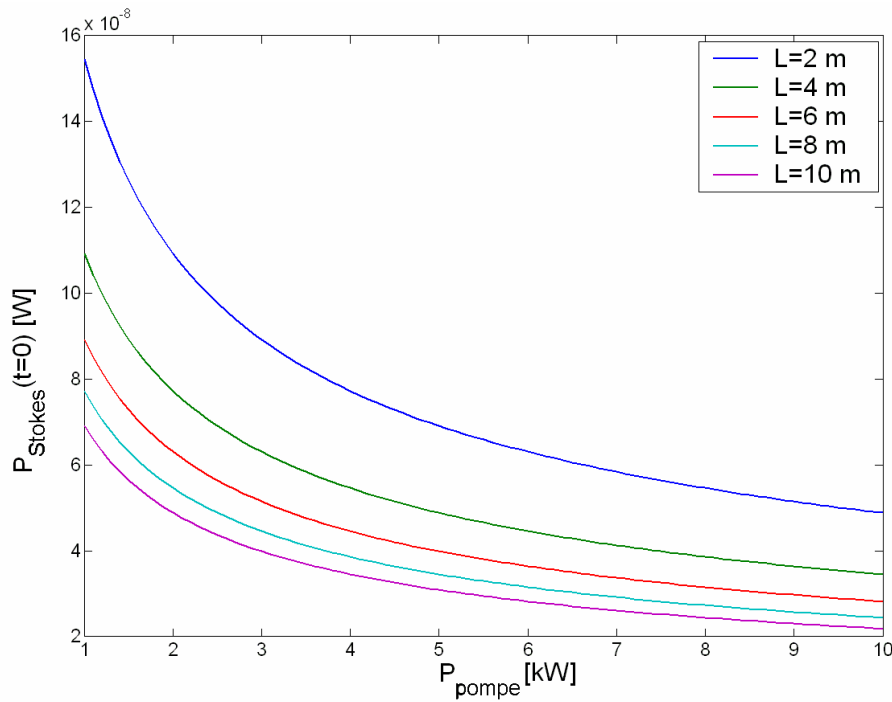


Figure III.5 Puissance de l'onde Stokes initiale nécessaire pour servir de germe dans la simulation de la diffusion Raman stimulée

Comme on peut le constater sur le graphe III.5, le niveau de puissance de l'onde Stokes nécessaire pour modéliser la diffusion Raman spontanée est comprise entre 20 et 100 nanowatts pour couvrir une gamme de puissances de pompe et de longueurs de fibre qui correspondent à mes objectifs de simulation (fibres de quelques mètres et puissance crête d'impulsion entre 2 et 10 kW). Afin d'atteindre un tel niveau, j'ai choisi d'ajouter un terme de bruit blanc au profil temporel des impulsions dont on veut connaître l'évolution lors de la propagation.

Le niveau de bruit nécessaire est de quelques dizaines de nanowatts dans le domaine spectral, ce qui correspond à quelques microwatts dans le domaine temporel (la différence de niveau est due à la normalisation par le nombre d'échantillons lors de la transformation de Fourier numérique). Les spectres de l'impulsion initiale avec et sans terme de bruit blanc sont présentés en

figure III.6, l'impulsion à laquelle on a ajouté le bruit affiche un spectre dont le niveau minimum, à la longueur d'onde Stokes, correspond au niveau du germe nécessaire à l'amplification Raman.

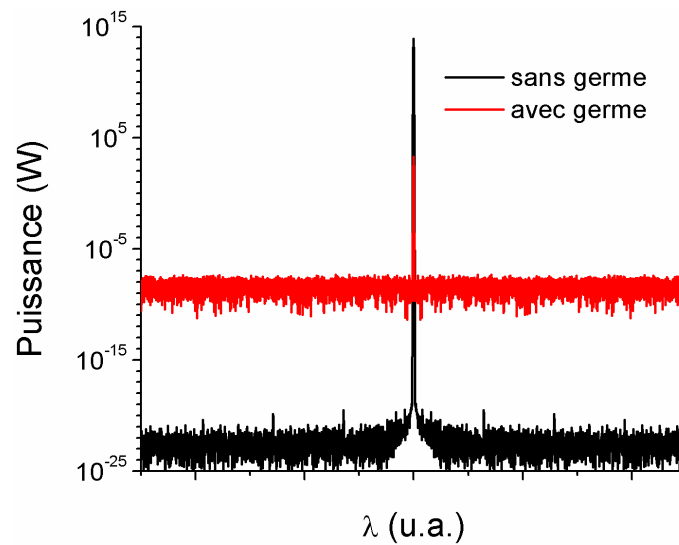


Figure III.6 Spectres de l'impulsion dont on va simuler la propagation : sans (en noir) et avec (en rouge) le germe nécessaire à une modélisation réaliste de la SRS

II.2 Tests préliminaires

Afin de vérifier la validité du programme de simulation numérique, j'ai avant tout tenté de retrouver des résultats connus (numériques ou expérimentaux) publiés dans la littérature. Je présente ici les tests réalisés.

Tout d'abord, rappelons que l'efficacité de conversion du processus de diffusion Raman dépend de la puissance de pompe initiale et de la distance de propagation. La figure III.7 montre l'évolution du spectre entre 1045 et 1130 nm pour différentes longueurs de fibre parcourues.

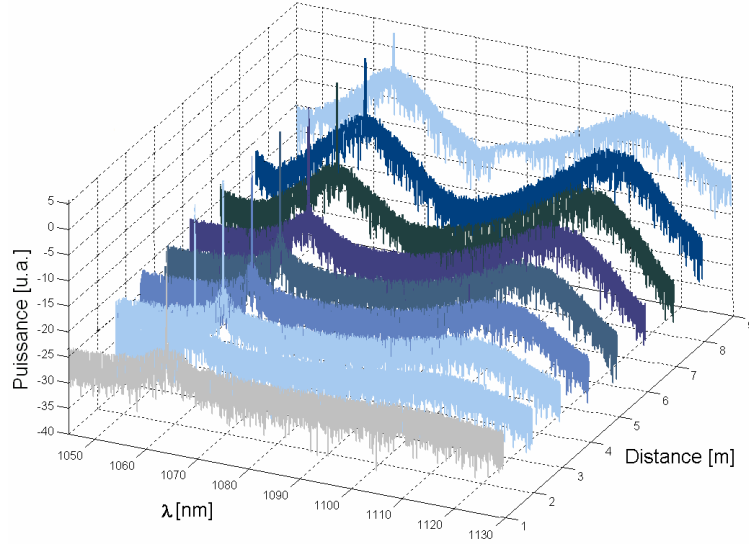


Figure III.7 Visualisation de la génération du premier ordre Stokes de la diffusion Raman en fonction de la distance de propagation

Certains exemples que je présente ont été observés dans des fibres optiques longues (plusieurs centaines de mètres). Etant donné que l'algorithme de résolution par transformées de Fourier à pas divisés nécessite un pas de propagation petit, simuler la propagation dans une fibre longue peut-être rédhibitoire en terme de temps de calcul. Afin de pallier ce problème, j'ai augmenté la puissance de pompe afin de réduire la distance de propagation à parcourir pour constater un effet similaire. Bien évidemment cela n'est possible que dans les cas où les effets de la dispersion sont négligeables vis-à-vis de la durée d'impulsion.

II.2.1 Décalages Stokes

Le premier test consiste à générer les premiers ordres Stokes de la diffusion Raman. La longueur d'onde de pompe est 532 nm. Les longueurs d'onde λ_{s1} , λ_{s2} et λ_{s3} des trois premiers ordres Stokes dépendant du décalage en fréquence lié au matériau (silice) $\nu_s \approx 13,2THz$ sont :

$$\begin{aligned}\lambda_{s1} &= c / \left(\frac{c}{\lambda_p} - \nu_s \right) \approx 545nm \\ \lambda_{s2} &= c / \left(\frac{c}{\lambda_{s1}} - \nu_s \right) \approx 559nm \\ \lambda_{s3} &= c / \left(\frac{c}{\lambda_{s2}} - \nu_s \right) \approx 574nm\end{aligned}\quad (III.11)$$

La fibre optique est une fibre monomode à 532 nm de 10 m de long avec une courbe de dispersion similaire à celle de la fibre décrite dans le chapitre II (courbe de dispersion en figure II.6). La figure III.8 montre les spectres en sortie de cette fibre pour différentes puissances de pompe injectées.

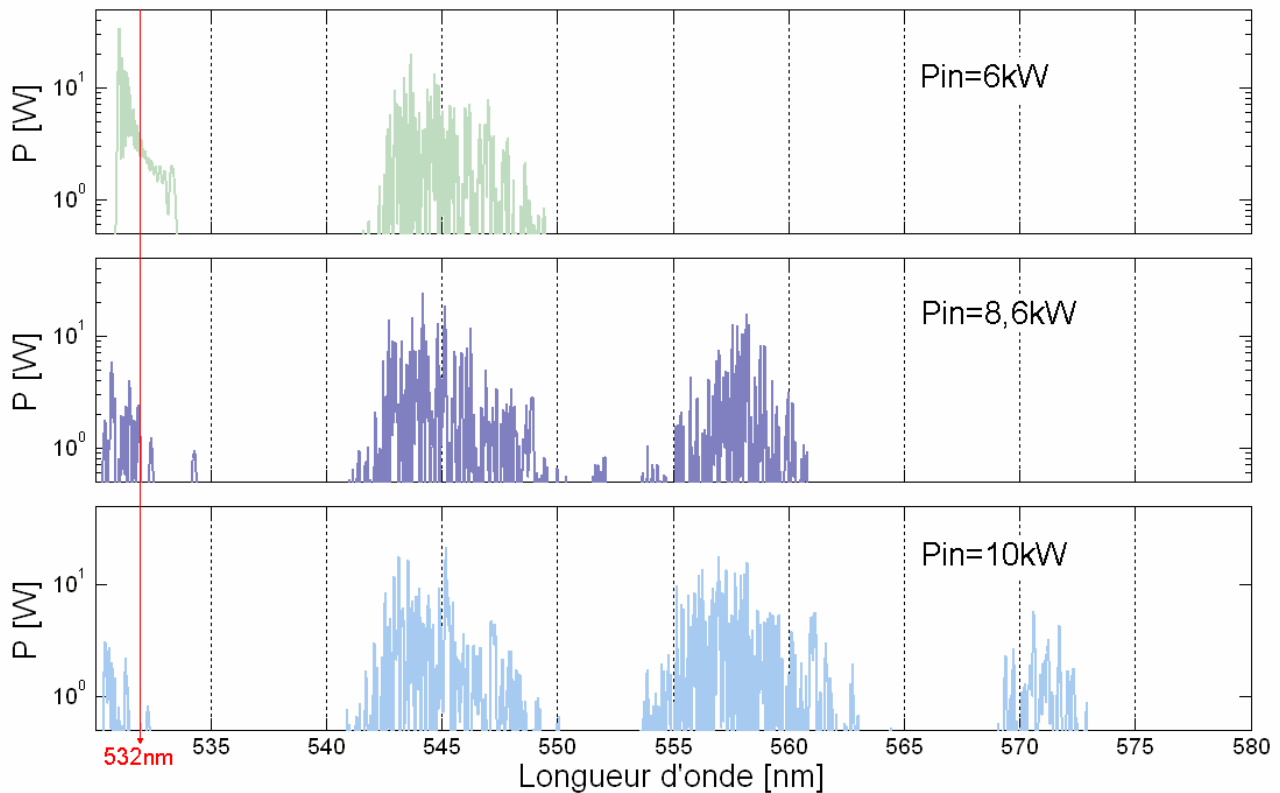


Figure III.8 Apparition des 3 premiers ordres Stokes de la diffusion Raman pour différentes puissances de pompe, longueur d'onde de pompe =532 nm

On constate sur le graphe III.8 que les trois premiers ordres Stokes de la diffusion Raman apparaissent les uns après les autres pour des puissances crête de pompe initiales croissantes. Les différentes raies Stokes ont une largeur de bande importante (de l'ordre de la dizaine de nanomètres) qui correspond au gain Raman large des matériaux en silice. L'aspect bruité des raies Stokes est dû au fait que chaque point du spectre est obtenu à partir d'un terme aléatoire qui symbolise l'aspect statistique de l'émission spontanée. L'obtention d'un spectre lisse similaire à celui que l'on mesure expérimentalement (où l'acquisition se fait sur un temps relativement long) aurait nécessité de moyenniser le spectre numérique sur plusieurs échantillons, avec un terme de bruit numérique différent pour chacun d'eux. Une telle manipulation n'a cependant pas été nécessaire pour mes travaux.

II.2.2 Modulation de phase croisée et diffusion Raman stimulée

Comme nous l'avons vu au chapitre II, une impulsion laser qui subit l'automodulation de phase (SPM) voit son spectre symétriquement élargi et régulièrement modulé autour de sa longueur d'onde initiale dans le cas où les effets de la dispersion sont négligeables (Fig. II.4). Lorsque le phénomène de diffusion Raman stimulée survient également au cours de la propagation, le spectre modulé de la longueur d'onde de pompe s'élargit également mais de manière asymétrique. De nombreux auteurs ont étudié cette asymétrie du spectre de l'onde de pompe et de l'onde Stokes dans des conditions expérimentales proches : durée d'impulsion proche de la centaine de picosecondes, puissance crête voisine du kilowatt, pompe à 1064 nm, fibre monomode longue de quelques centaines de mètres [III-32 à III-34]... Cette asymétrie est due à la modulation de phase croisée entre l'onde de pompe qui subit l'automodulation de phase et l'onde Stokes [III-35, III-36] : le processus de diffusion Raman stimulée provoque en priorité la conversion en fréquence des composantes spectrales de grande longueur d'onde de la pompe (qui constituent le front montant de l'impulsion). Cette conversion différentielle entre les différentes composantes du spectre élargi de l'onde de pompe aboutit à une asymétrie. Aux courtes longueurs d'onde, le spectre présente des oscillations similaires à celles causées par la SPM, alors qu'aux grandes longueurs d'onde ces oscillations sont très atténuées.

La figure III.9 montre le résultat d'une simulation que j'ai effectuée avec le code décrit en début de chapitre et reproduisant les conditions expérimentales décrites dans l'article de Kean et al. [III-33] : injection dans une fibre monomode (longue de 150 m) d'impulsions de 140 ps de durée et de longueur d'onde de 1064 nm. Je n'ai reproduit sur cette figure que les spectres dont la puissance crête initiale est supérieure au seuil de génération de la SRS (≈ 100 W), soit 108 W et 148 W. On constate un très bon accord entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique concernant la forme générale du spectre.

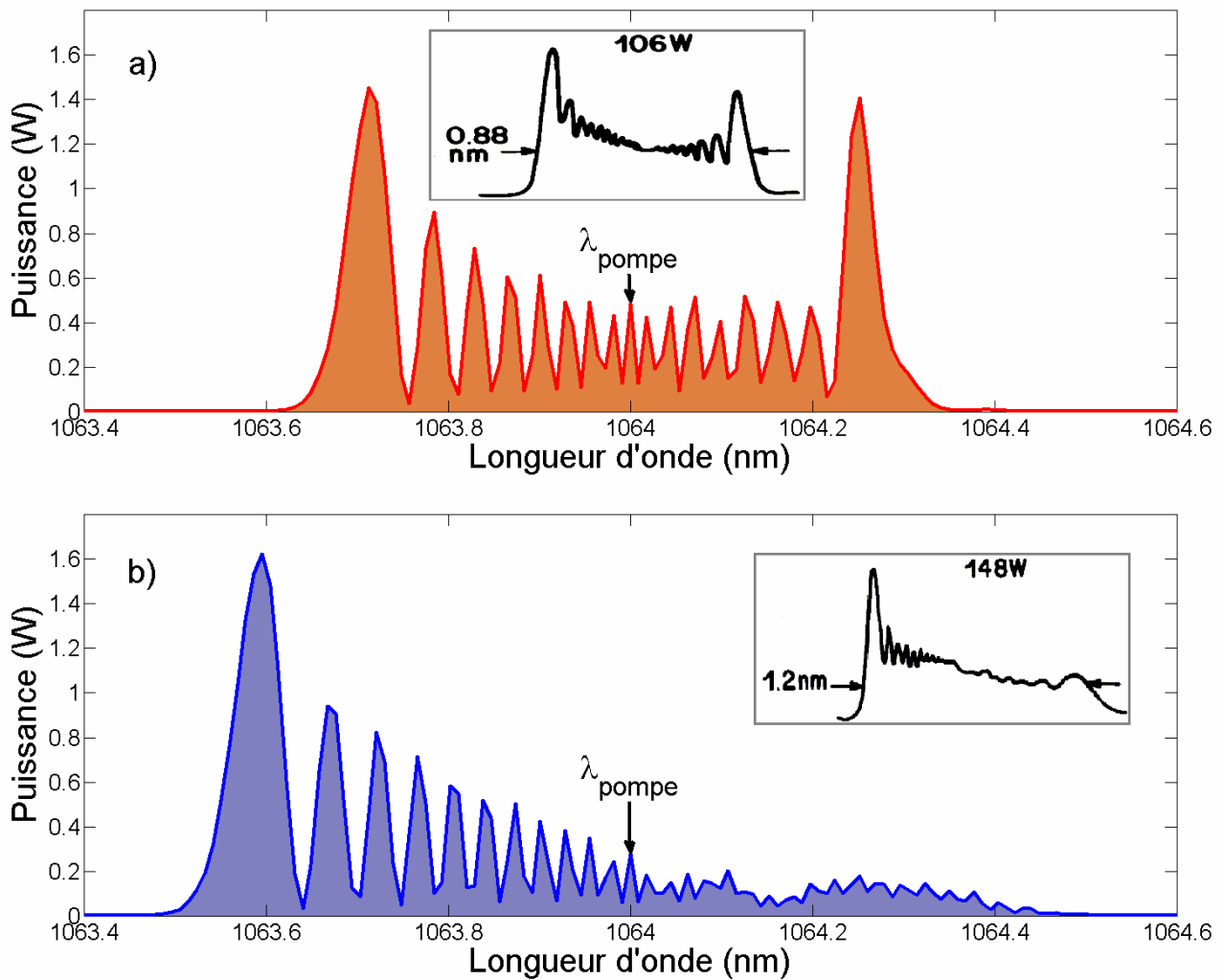


Figure III.9 Profil spectral (numériques) de la pompe résiduelle caractéristique de la diffusion Raman stimulée ; $L_{\text{fibre}}=150$ m, $\Delta t=140$ ps ; les encarts reproduisent les résultats expérimentaux publiés dans la référence [III-33].

Note : cette asymétrie du spectre de l'onde de pompe, causée par la diffusion Raman et la différence de vitesse de groupe, est également visible dans le premier graphe de la figure III.8, autour de la longueur d'onde de pompe $\lambda \approx 532\text{nm}$.

II.2.3 Isotropie de la polarisation de l'onde Stokes

Le phénomène de diffusion Raman que je simule est une diffusion Raman stimulée qui a pour source un signal Stokes issu de la diffusion Raman spontanée. Or on a vu dans la partie théorique que l'onde Stokes générée par la diffusion Raman spontanée est très fortement dépolarisée par rapport à son onde pompe. Afin de modéliser cette dépolarisation, il faut que le terme numérique qui représente l'onde Stokes spontanée, c'est-à-dire le terme de bruit, soit identique sur les deux axes neutres de la fibre.

Pour vérifier la quasi-isotropie en polarisation du signal émergeant en fin de propagation, j'ai procédé de la manière suivante :

- on injecte dans la fibre une impulsion polarisée linéairement selon un angle d'injection θ_{in} par rapport à l'axe lent de la fibre,
- ce signal lumineux est décomposé en deux champs $E_x = E \cos(\theta_{in})$ et $E_y = E \sin(\theta_{in})$,
- on ajoute le terme aléatoire modélisant la diffusion Raman spontanée à ces deux champs ;
- en fin de propagation, le signal est recomposé à partir des composantes E_x^{out} et E_y^{out} et l'on calcule la puissance selon différentes orientations de la polarisation en sortie θ_{out} .

Le résultat d'une telle recombinaison est présenté en figure III.10 où l'on peut voir les profils temporels obtenus pour $\theta_{in} = \pi/4$ et différentes valeurs de θ_{out} .

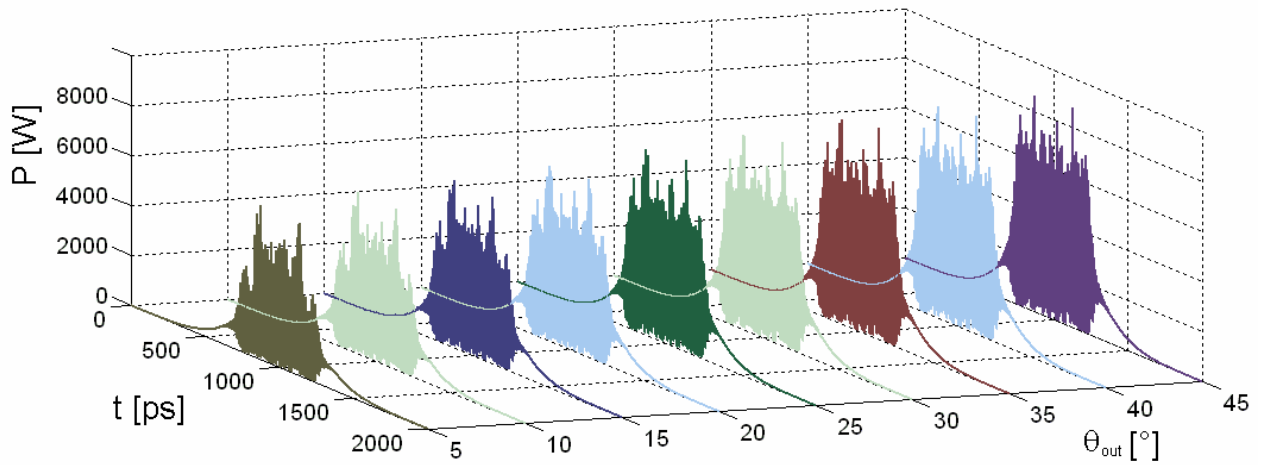


Figure III.10 Profils temporels d'impulsions ayant subi la SRS après un filtrage en polarisation selon différents angles d'analyse θ_{out} , avec $\theta_{in} = \pi/4$

On constate que les profils temporels sont quasiment identiques quelle que soit l'orientation de la polarisation de sortie. Le niveau de puissance n'est pas exactement identique selon toutes les polarisations, ce qui indique bien une dépolarisation partielle uniquement (la variation de ce niveau est inférieure à 33%). Enfin, on remarque que contrairement aux études menées au chapitre précédent, le filtrage en polarisation du signal émergeant de la fibre ne mène à aucune structuration temporelle de l'impulsion, et n'induit par conséquent aucune réduction de sa durée.

II.2.4 Limitation du programme

Dans le chapitre II, l'usage que j'ai fait du programme de simulation numérique nécessitait la prise en compte d'une fenêtre spectrale de seulement quelques nanomètres. A cause de la conversion Raman, le domaine d'analyse spectral doit être fortement étendu, ce qui implique un changement du pas d'échantillonnage. Pour une fenêtre temporelle de durée Δt , le nombre d'échantillons étant une puissance de 2 (imposé par l'algorithme de transformée de Fourier rapide), le pas d'échantillonnage temporel est fixé par $dt = \Delta t / 2^n$. Or la largeur $\Delta \nu$ du domaine spectral considéré est inversement proportionnelle à ce pas temporel $\Delta \nu = 1/dt = 2^n / \Delta t$, ce qui implique $2^n = \Delta t \Delta \nu = c \Delta t \Delta \lambda / \lambda^2$. Fixer des largeurs minimales pour les fenêtres spectrale et temporelle nous contraint donc à utiliser un nombre d'échantillons $2^n > \frac{c \Delta \lambda \Delta t}{\lambda^2}$.

Dans mes calculs, la fenêtre temporelle est de 2 ns et la fenêtre spectrale doit être d'au moins 130 nm pour voir apparaître le premier ordre Stokes d'un signal de pompe de longueur d'onde 1064 nm. Cela impose la manipulation de matrices de taille importante ($2^{17} = 131072$ éléments).

A chaque pas de propagation dz , le programme effectue une transformée de Fourier directe puis inverse par axe neutre de la fibre, ce qui avec une telle taille de matrices implique des temps de calcul particulièrement longs (entre une et plusieurs heures selon la puissance du matériel de calcul). Ces temps de calcul importants sont rédhibitoires pour mener une recherche exhaustive des paramètres de simulation (puissance crête, angles de polarisation et d'analyse) optimaux pour obtenir une performance donnée (par exemple l'impulsion la plus brève possible ou l'impulsion avec les pieds résiduels les moins énergétiques).

Etant donné le très long temps de calcul nécessaire pour chaque simulation, j'ai très rapidement concentré mes efforts sur la recherche des résultats optimaux en terme de durée d'impulsion sans explorer de manière exhaustive tous les cas de figure qui peuvent survenir lors de la modélisation d'une impulsion qui subit la diffusion Raman. Afin d'optimiser encore le temps de calcul, j'ai mené mes études en utilisant une valeur fixe de la puissance crête des impulsions simulées, puissance conciliable avec celle d'un microlaser réel.

II.3 Simulations de la diffusion Raman

Une fois la validité du programme de simulation vérifiée pour des cas connus, j'ai reproduit les simulations du chapitre II pour des fortes puissances crête (quelques kilowatts) en prenant cette fois en compte la diffusion Raman.

II.3.1 Déplétion Raman

Afin de différencier les profils temporels des impulsions à la longueur d'onde de pompe (1064 nm) et à la longueur d'onde Stokes (1118 nm), j'ai inclus dans le programme une fonction simulant un filtrage fréquentiel. Pour simuler un filtre passe-bande, j'ai multiplié le spectre de l'impulsion par une fonction porte de largeur $\delta\lambda = 10\text{nm}$ centrée à la longueur d'onde à analyser. J'ai également étudié le cas plus réaliste dans lequel les longueurs d'onde hors de la bande de transmission du filtre (principalement l'onde Stokes) sont fortement atténuées mais pas totalement éliminées : les résultats sont similaires en terme de profil temporel.

Le résultat d'un tel filtrage est présenté en figure III.10 pour différentes puissances de pompe. On constate, après élimination de l'onde Stokes, une déplétion de la partie centrale de l'impulsion. Ceci traduit le fait que les puissances supérieures au seuil Raman subissent la SRS et sont éliminées par le filtrage.

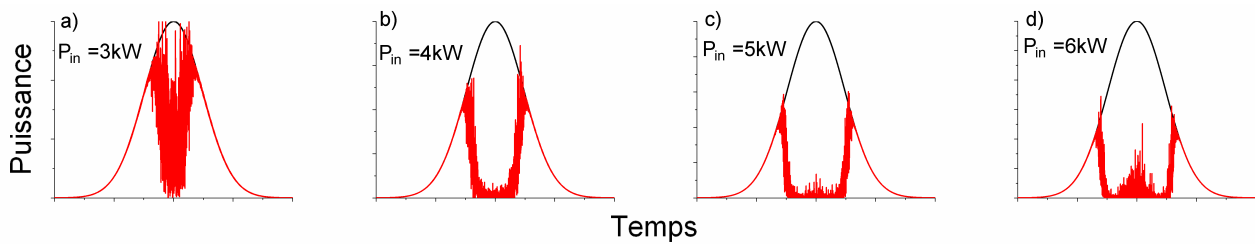


Figure III.11 Profils temporels normalisés (entre 0 et 2000 ps) d'impulsions avant injection (en noir) et après avoir subi la SRS et un filtrage spectral (en couleur)

D'après les paramètres de simulation et la relation III.4, on obtient un seuil de génération Raman stimulée théorique d'environ 2 kW. Afin de mieux visualiser le seuil numérique, je représente sur la figure III.12 ces mêmes paires d'impulsions après un lissage numérique. On constate que le seuil numérique est d'environ 2,2 kW, ce qui correspond à une valeur en accord avec la valeur prédite théoriquement. Les composantes temporelles dont la puissance initiale se situe au-delà de ce seuil subissent une déplétion partielle (dans le cas de puissances légèrement supérieures au seuil, voir Fig. III.11.a) ou totale (dans le cas de puissances largement supérieures au seuil, voir Fig. III.11.b à d).

L'écart entre les deux pics résiduels croît en fonction de la puissance crête de l'impulsion initiale, ce qui peut même mener à un écart supérieur à la durée mesurée à mi-hauteur de l'impulsion injectée (par exemple figure III.12, lorsque $P_{\text{crête}}=6\text{kW}$ l'écart est d'environ 670 ps). On constate que le ratio entre l'énergie de l'impulsion initiale et l'énergie de l'impulsion après filtrage diminue avec la puissance crête : a) 74%, b) 41%, c) 29%, d) 23%. De plus, ces impulsions

possèdent des caractéristiques atypiques : leurs fronts de montée et de descente sont très différents. L'effet de la déplétion Raman induit une découpe rapide avec un front raide (de l'ordre de quelques dizaines de picosecondes). Ceci est équivalent dans l'espace des fréquences à une extension du spectre de l'impulsion à 1064 nm. On peut également voir que pour de fortes puissances ($P_{in} \approx 6$ kW, Fig. III.11.d et Fig. III.12), la déplétion du centre de l'impulsion n'est plus totale. Le premier ordre de l'onde Stokes ($\lambda = 1118$ nm), situé au centre de l'impulsion, devient suffisamment énergétique pour subir à son tour la diffusion Raman stimulée. Une partie du signal est convertie vers le second ordre Stokes ($\lambda = 1178$ nm) alors qu'une autre est convertie vers la longueur d'onde de pompe via le processus anti-Stokes de la diffusion Raman.

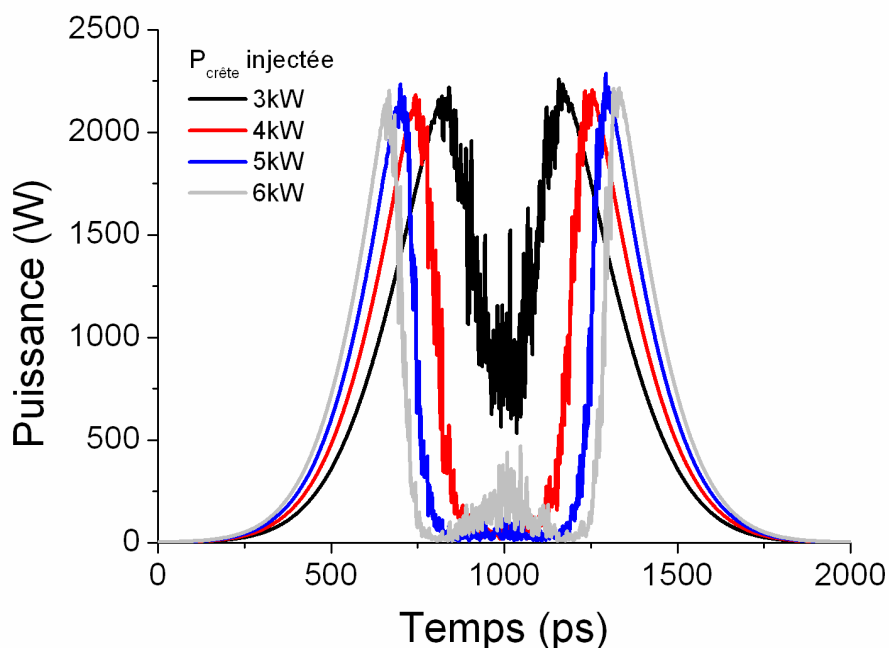


Figure III.12 Profils temporels d'impulsions ayant subi la SRS après un filtrage spectral

Enfin, on note que la double impulsion n'est pas parfaitement symétrique. En effet, compte tenu de la dispersion du milieu (dispersion normale), l'onde Stokes se propage plus vite que l'onde de pompe. Cela permet à l'onde Stokes et à la première impulsion résiduelle à 1064 nm de se superposer dans le temps après une distance suffisante de propagation. Cette superposition modifie alors le profil temporel de la première impulsion résiduelle à 1064 nm. Etant donnée la différence de vitesse de groupe faible (51 m.s^{-1}), la différence de niveau semble minime pour une paire d'impulsions obtenue dans une fibre optique en silice, comme on peut le constater sur la figure III.13. Cependant nous verrons par la suite que même une infime différence de niveau peut avoir des conséquences importantes sur le profil temporel final de l'impulsion.

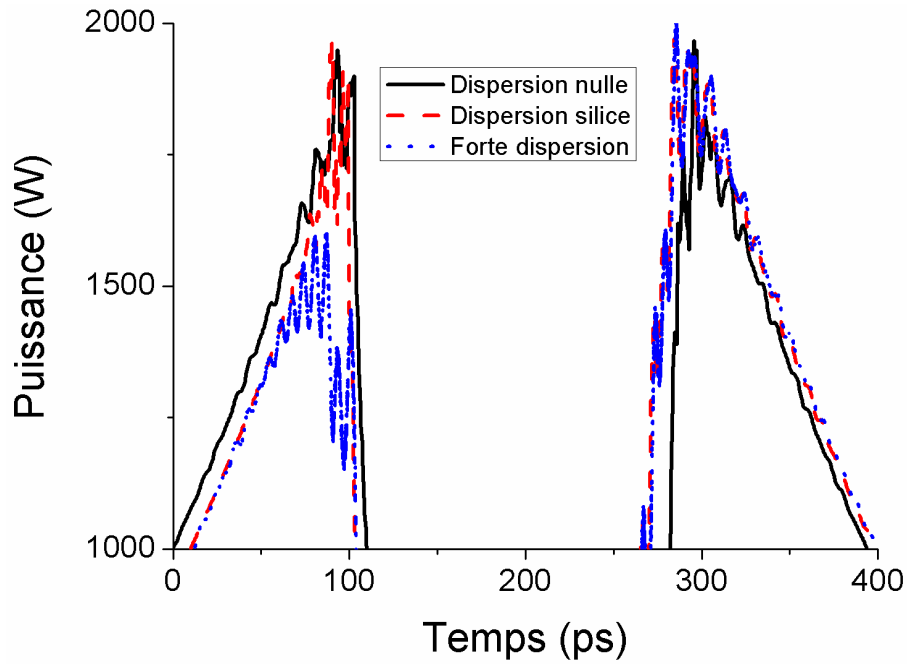


Figure III.13 Paires d'impulsions résiduelles après élimination de l'onde Stokes obtenues pour différentes dispersion : dispersion nulle, dispersion d'une fibre optique en silice, et dispersion cinq fois supérieure à celle d'une telle fibre

II.3.2 Combinaison avec la RNLP

Nous avons vu au chapitre II que l'automodulation de phase, la modulation de phase croisée et le couplage cohérent peuvent avoir une forte influence sur l'état de polarisation d'une impulsion qui se propage dans une fibre optique. Nous savons que la fraction de l'impulsion convertie à la longueur d'onde Stokes est quasiment isotrope en polarisation, elle n'est donc que très peu modifiée par la rotation non linéaire de polarisation. Par contre, le signal de pompe résiduel subit les phénomènes modifiant sa polarisation exactement comme décrit au chapitre II. On peut ainsi étudier les effets de la rotation non linéaire de polarisation sur le profil temporel d'impulsions qui ont subi une déplétion suite à la diffusion Raman stimulée.

Les effets du filtrage en polarisation sont similaires à ceux décrits au chapitre II. Le meilleur résultat que j'aie obtenu, en terme de durée d'impulsion, est présenté dans la figure III.14 où sont relevés les profils spectraux et temporels de l'impulsion à divers stades de sa propagation. Les paramètres de simulation sont : un profil d'indice de la fibre optique similaire à celui présenté au chapitre II (Fig. II.6), une longueur de fibre de 6 m, une puissance crête initiale de 7 kW et une durée initiale d'impulsion de 650 ps avec $\theta_{in} = 18,9^\circ$ et $\theta_{out} = 151,1^\circ$. Les impulsions obtenues par ce double filtrage ont chacune une durée d'environ 28 ps.

Remarque : la paire d'impulsions présentée en figure III.14.f possède des pieds résiduels fortement énergétiques comparés aux pics situés à $t=500$ ps et $t=1400$ ps (66% de l'énergie est contenue dans les pieds). Dans le programme de simulation, le critère de sélection des impulsions d'intérêt étant exclusivement basé sur leur brièveté, de telles impulsions avec une part d'énergie importante dans les pieds sont conservées. Cette méthode de sélection permet néanmoins de valider le principe de double découpe temporelle exploitant les effets de conversion fréquentielle et de rotation non linéaire de polarisation.

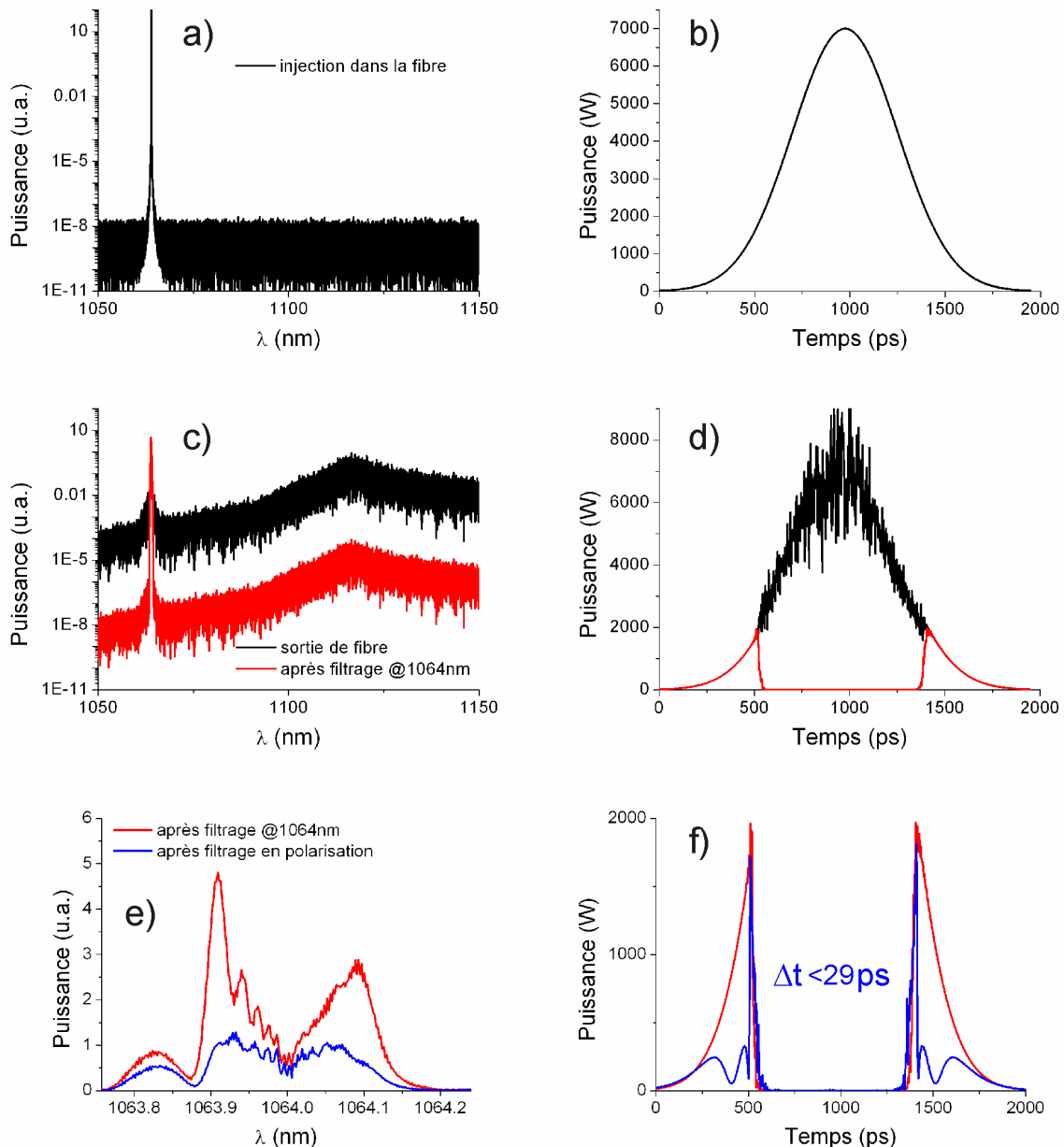


Figure III.14 Profils spectraux (gauche) et temporels (droite) de l'impulsion à divers stades de sa propagation : avant injection dans la fibre (haut), en sortie de fibre et après filtrage spectral (milieu) et enfin après filtrage combiné spectre/polarisation (bas)

II.3.3 Obtention d'un pic unique

La dispersion chromatique dans une fibre optique comme celle que nous simulons impose des vitesses de groupe différentes pour les longueurs d'onde de pompe et Stokes. Comme déjà remarqué, cette différence de vitesse de propagation fait que l'onde Stokes se propage dans notre fibre ($\lambda_{ZDW}=1,3 \mu\text{m}$) plus vite que l'onde de pompe. Dans ces conditions, l'onde Stokes, située au centre du profil temporel de l'impulsion, va progressivement se superposer avec le front montant de l'impulsion résiduelle à 1064 nm. La diffusion Raman stimulée convertit la crête de cette impulsion à 1064 nm, ce qui mène à un déséquilibre entre les puissances crête des deux impulsions résiduelles. On sait que les effets de rotation non linéaires de polarisation dépendent de la puissance instantanée des impulsions, aussi l'état de polarisation au sein des deux impulsions résiduelles est différent. De plus l'onde Stokes et l'impulsion résiduelle avec laquelle elle se superpose vont subir une modulation de phase croisée qui va modifier l'état de polarisation des deux ondes, résultant dans une modification supplémentaire de l'état de polarisation de la première impulsion.

Cette différence entre l'état de polarisation de deux impulsions à 1064 nm permet l'élimination de l'une d'elle par un filtrage en polarisation, et conduit ainsi à l'obtention d'une impulsion ultrabrève unique.

La figure III.15 montre l'évolution du profil temporel aux différents stades de filtrage. L'impulsion unique a une durée $\Delta t \approx 28,2 \text{ ps}$. La bande passante du filtre spectral est $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$, les angles d'injection et d'analyse sont respectivement $\theta_{in} = 18,9^\circ$ et $\theta_{out} = 153,6^\circ$.

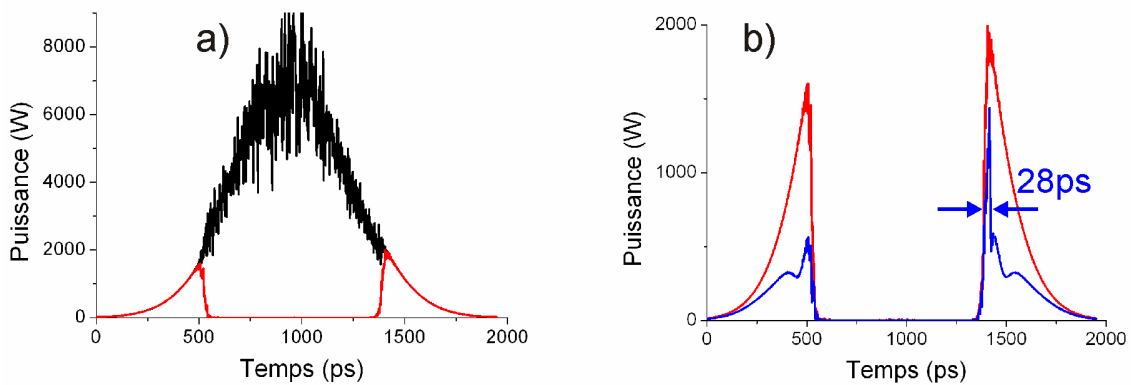


Figure III.15 Profils temporels : à l'émergence de la fibre (en noir), après filtrage spectral (en rouge) et après filtrage combiné du spectre et de la polarisation (en bleu)

De même que pour la génération d'une paire d'impulsions, le temps de calcul important ne permet pas d'explorer une vaste gamme de paramètres de simulation.

On remarque que la première impulsion (temps entre 0 et 500 ps sur la figure III.15.b) est fortement atténuée par le filtrage en polarisation. Une mesure de la largeur à mi-hauteur du profil temporel qui subsiste à 1064 nm après le double filtrage donne une impulsion de 28 ps de durée, avec cependant une énergie résiduelle de la première impulsion considérable (63%).

On peut espérer qu'il existe des paramètres optimisés pour lesquels l'énergie résiduelle du premier pic sera notablement plus basse. C'est la situation que nous allons rechercher dans la partie expérimentale de l'étude que je vais maintenant présenter.

III EXPLOITATION EXPERIMENTALE DE LA SRS

Les résultats des simulations numériques présentés précédemment prédisent qu'une exploitation conjointe des phénomènes de diffusion Raman et de rotation non linéaire de polarisation permet de générer des impulsions (doubles ou uniques) bien plus brèves que celles obtenues par l'exploitation de la RNLP seule. Afin de confirmer expérimentalement cette amélioration du système de découpe temporelle, je vais présenter les configurations expérimentales réalisées pour pratiquer ce double filtrage, après quoi j'exposerai les résultats expérimentaux de ce filtrage.

III.1 Montages expérimentaux

J'ai réalisé deux types de montage pour pratiquer le raccourcissement temporel exploitant l'effet de diffusion Raman associé aux effets de polarisation. Ces montages sont représentés schématiquement dans la figure III.16 et seront désignés par la suite en tant que "montage (a)" et "montage (b)".

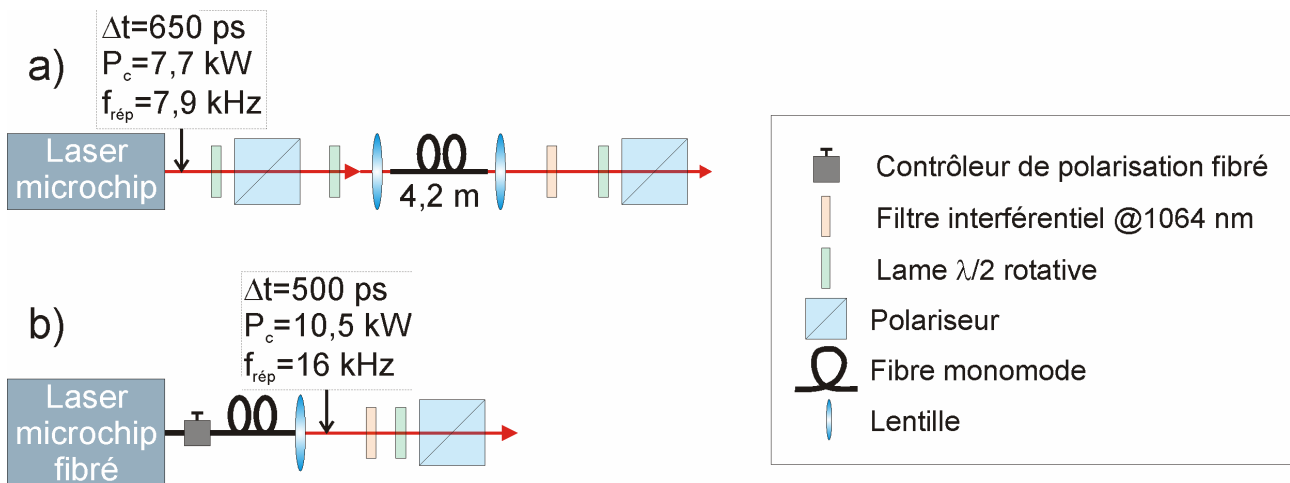


Figure III.16 Montages expérimentaux employés pour réaliser un raccourcissement temporel d'impulsion basé sur la SRS et la RNLP : montage (a) émission laser en espace libre, montage (b) sortie de laser fibré

III.1.1 Montage (a) : émission laser en espace libre

Ce montage est quasiment similaire à celui présenté au chapitre II (Fig. II.22). Il utilise toujours un laser microchip déclenché à 1064nm, émettant des impulsions de 650 ps de durée, avec une puissance crête ajustable entre 0 et 7 kW, à un taux de répétition de 7,9 kHz. La fibre optique est une fibre commerciale (Corning HI1060) de 4,2 m de long. Les polarisations en entrée et sortie de fibre sont orientées à l'aide de lames demi-onde. La différence avec le montage employé dans les expériences présentées au chapitre II réside dans l'ajout d'un filtre interférentiel passe-bande ($\delta\lambda = 10nm$, $\lambda_{centrale} = 1064nm$, coefficient de transmission à la longueur d'onde centrale $T \sim 0.5$, extinction en dehors de la bande ~ 40 dB) sur le trajet du faisceau émergent de la fibre pour éliminer l'onde Stokes.

III.1.2 Montage (b) : sortie de laser fibrée

J'ai également réalisé un système de raccourcissement d'impulsion à partir d'un microlaser fibré fourni par la compagnie Horus Laser. Cette configuration présente l'avantage de comporter moins d'éléments optiques que le montage (a) et permet une réduction des dimensions totales de la source (volume inférieur au litre) comme on peut le constater sur la photographie présentée en figure III.17.

Voici les principales caractéristiques des différents éléments du montage (b).

Le laser : le milieu à gain est un cristal de YAG dopé en ions néodyme (dopage de 1,1%), pompé par diode ; l'absorbant saturable est un cristal de YAG dopé en ions chrome. Les impulsions ont une puissance crête $P \approx 15kW$, une durée $\Delta t \approx 500ps$, une longueur d'onde $\lambda_p \approx 1064,5nm$. La fréquence de répétition nominale est de 16 kHz et peut être ajustée entre 0 et 20 kHz en modifiant le courant de la diode de pompe. La polarisation du faisceau est rectiligne.

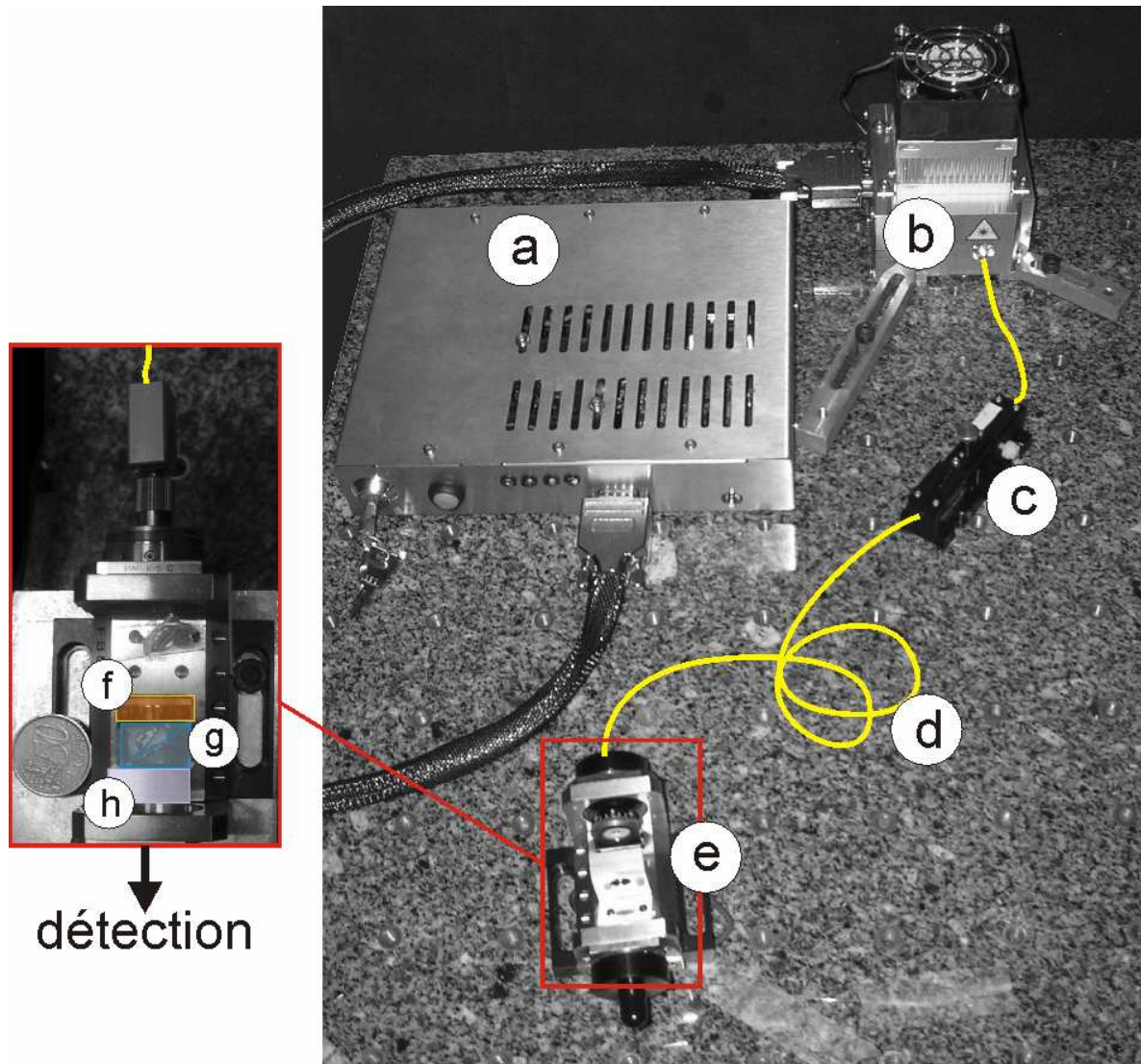


Figure III.17 Photographie du montage (b) : a) alimentation du laser, b) microlaser, c) contrôleur de polarisation fibré, d) fibre optique monomode faiblement biréfringente, e) système de filtrage comprenant (zoom dans l'encart) : f) une lame demi-onde, g) un polariseur de Glan, h) un filtre passe-bande

La fibre optique est une fibre standard produite par Corning (modèle HI980) monomode à λ_p (longueur d'onde de coupure à 980 nm), faiblement biréfringente (longueur de battement d'environ 1 m à 1064 nm), de dispersion normale à la longueur d'onde du laser ($\beta_2 = 0$ à 1300 nm) et d'une longueur initiale de 20 m mais raccourcie lors des expériences (voir plus loin) ; le rendement d'injection du faisceau laser dans la fibre est d'environ 70%, ce qui correspond à une puissance émergente de la fibre de 10,5 kW (les pertes linéiques sont négligeables sur une distance de 20 m).

L'orientation du vecteur polarisation du signal injecté dans la fibre n'est pas ajustable. Aussi est-il nécessaire de placer un contrôleur de polarisation fibré près de l'extrémité d'injection. Nous

avons employé un système par pression et torsion de la fibre (PLC-900 de chez General Photonics) pour des raisons de compacité du dispositif et parce qu'il ne mobilise qu'une courte longueur de fibre. Notons qu'avec ce dispositif de gestion de l'état de polarisation à deux degrés de liberté, il est impossible de connaître réellement la transformation subie par le vecteur polarisation, contrairement au cas où l'on utilise une lame demi-onde (montage a). Un contrôleur du type "boucle de Lefèvre" aurait permis d'obtenir des performances équivalentes mais aurait nécessité une plus grande longueur de fibre.

Le filtrage : l'extrémité de la fibre est raccordée par un connecteur FCPC sur un banc miniature qui comprend :

- une lame de verre pour prélever une faible fraction du faisceau qui sert à déclencher l'oscilloscope séquentiel utilisé pour visualiser le profil temporel des impulsions,
- une lame demi-onde et un polariseur qui filtrent le faisceau en polarisation selon une orientation variable,
- un filtre passe-bande interférentiel de longueur d'onde centrale 1064 nm, de largeur spectrale 10 nm. Les pertes dans la bande de transmission sont d'environ 3 dB, l'atténuation hors de cette bande est de 40 dB.

Les mesures des profils spectraux et temporels sont faites à l'aide d'un oscilloscope séquentiel rapide et d'un analyseur de spectre comme rapporté au chapitre II §III.1.

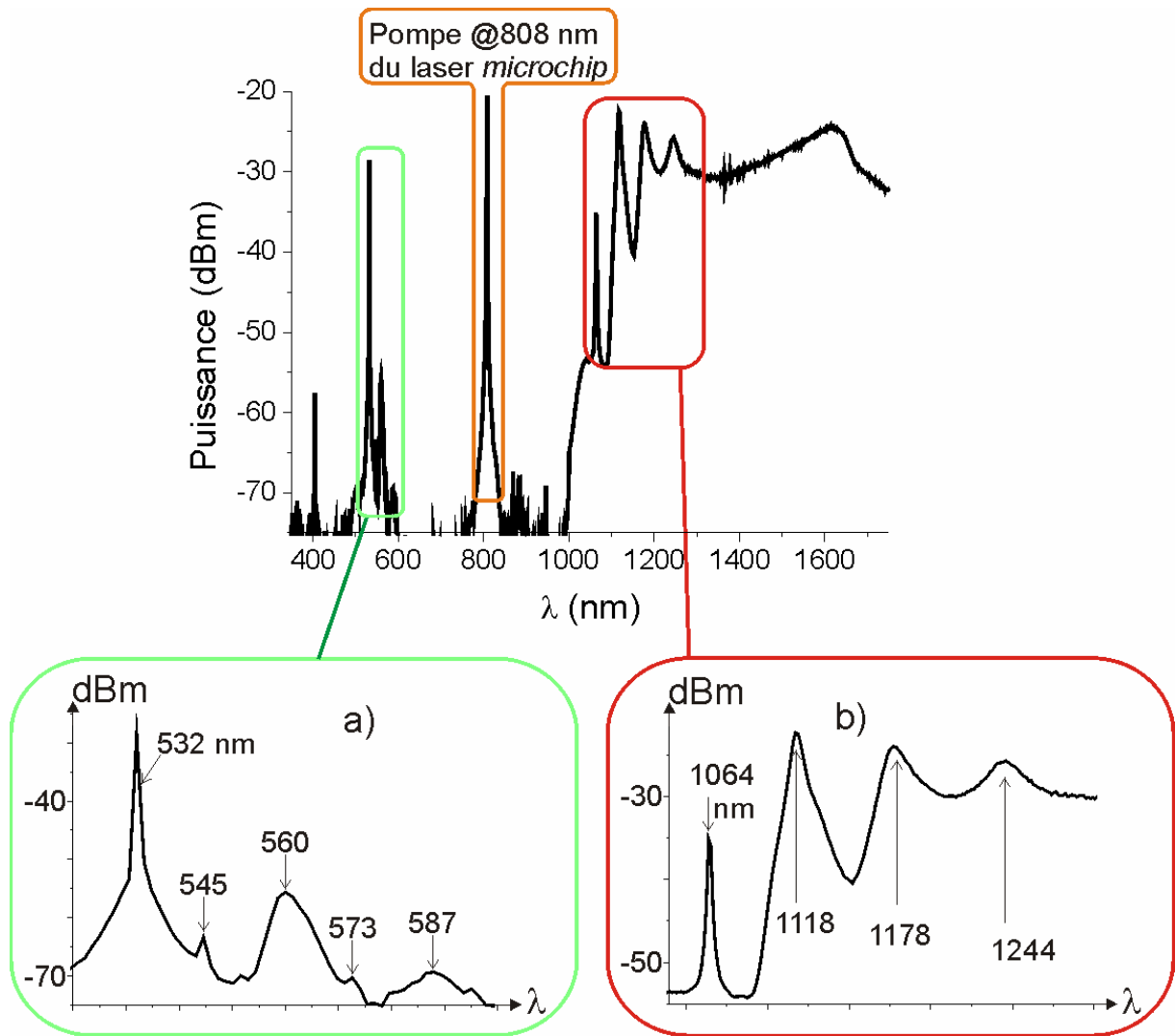


Figure III.18 Spectre du rayonnement après 20 m de propagation dans la fibre. Les encarts représentent un zoom sur les gammes spectrales autour de la longueur d'onde du laser (a) et de sa seconde harmonique (b)

Le spectre du rayonnement laser après propagation dans 20 mètres de fibre HI980 est présenté en figure III.18, on y distingue clairement :

- une composante à 808 nm qui est due à la pompe résiduelle continue du microlaser,
- le faisceau émis par le microlaser à 1064 nm, ainsi que les trois premiers ordres Stokes de la diffusion Raman de cette longueur d'onde. Les longueurs d'onde au-delà de 1300 nm sont dues à l'autodécalage en fréquence d'impulsions quasi-solitoniques [III-37] ;
- une composante à 532 nm, ainsi que ses quatre premiers ordres Stokes. Le signal à 532 nm est visible à l'œil nu en sortie de fibre et n'est donc pas dû à un artefact de mesure. L'énergie de ce signal autour de 532 nm de pompe représente environ 2% de

la totalité du signal dans le proche infrarouge et provient d'une génération de seconde harmonique induite par un "*poling*" optique de la fibre dopée germanium [III-38].

On constate, dans l'encart de la figure III.18.a, que la composante à 1064 nm du spectre est fortement atténuée puisqu'elle est moins importante que ses trois premiers ordres Raman Stokes (15 dB de différence entre le niveau de l'onde pompe et son premier ordre Stokes). Cette forte différence de niveau est due à la déplétion de l'onde de pompe suite aux diffusions Raman en cascade qu'elle génère. L'efficacité de ces conversions est due à la forte puissance de pompe (>10 kW) et à la grande longueur de fibre employée.

Mon objectif est d'obtenir une déplétion totale du centre de l'impulsion, mais avec le minimum de transfert d'énergie dans les différents ordres Raman Stokes. Aussi, j'ai cherché à créer les conditions dans lesquelles la diffusion Raman stimulée n'est effectuée que vers le premier ordre Stokes. J'ai donc diminué la longueur du milieu non linéaire en raccourcissant la fibre optique pour aboutir à ce résultat. L'évolution du spectre émergent en fonction de la longueur de fibre est présentée en figure III.19. La génération du premier ordre Stokes, et seulement de ce premier ordre, correspond à une fibre de longueur inférieure à 2 m.

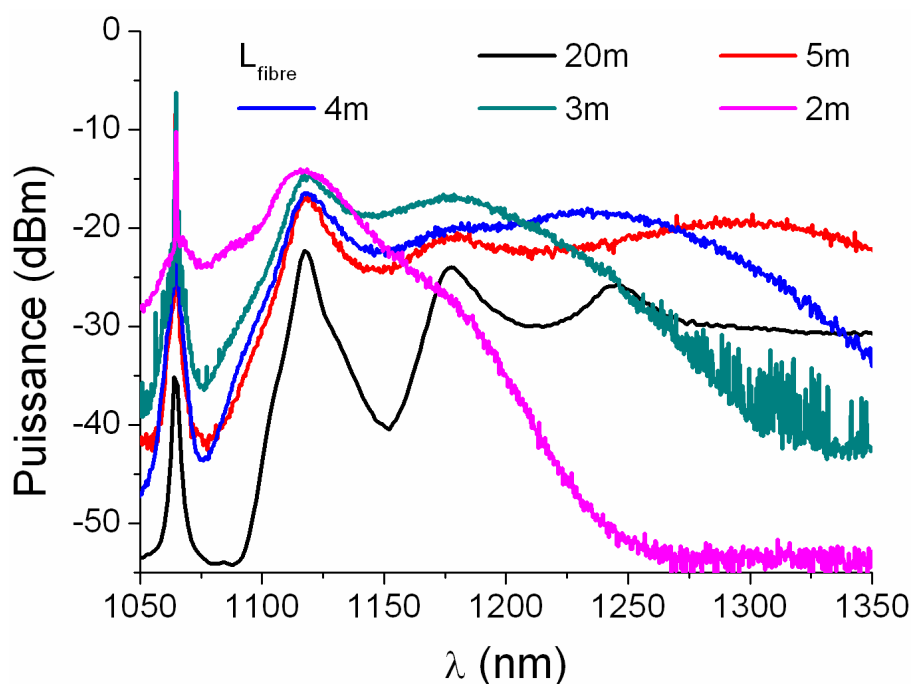


Figure III.19 Spectres d'impulsions en sortie de fibre pour différentes longueurs de fibre mesurés dans le proche infrarouge

Pour une longueur de fibre de 2 m, le spectre émergent présente une seule composante Stokes. Pour cette longueur de fibre, le seuil de l'effet Raman étant (théoriquement) compris entre 2,4 et 4 kW, les composantes temporelles supérieures à ce seuil seront converties à la longueur

d'onde Stokes. Le filtrage de ces composantes se traduit par une perte d'énergie d'environ 88% de l'énergie totale injectée. Afin de minimiser ces pertes tout en conservant l'effet de déplétion du centre de l'impulsion, j'ai raccourci la fibre jusqu'à une longueur de 80 cm. Dans ces conditions, l'énergie résiduelle à 1064 nm est augmentée et représente 29 à 46% de l'énergie de l'impulsion initiale. La puissance crête sera alors comprise entre la moitié et les trois quarts de celle de l'impulsion injectée.

III.2 Découpe d'une paire d'impulsions

Lorsque l'on cherche à obtenir une paire d'impulsions brèves, les résultats expérimentaux obtenus avec les montages (a) et (b) sont très similaires. Comme prévu par les simulations numériques, l'apparition de l'onde Raman Stokes s'accompagne d'une déplétion du centre de l'impulsion. Le profil temporel du signal résiduel à 1064 nm montre une paire d'impulsions. Cette double impulsion, obtenue avec le montage (a), est montrée en figure III.20 où l'on peut voir le profil temporel et spectral de l'impulsion avant injection dans la fibre, après l'émergence de la fibre, et après le filtrage de l'onde Stokes. L'impulsion initiale a une durée de 650 ps et une puissance crête d'environ 5 kW ; la première impulsion émergente dure 185 ps pour une puissance crête de 2,2 kW et la seconde dure 235 ps pour une puissance crête de 2 kW. Ce déséquilibre léger mais sensible entre les impulsions suggère que les effets de la dispersion ont une influence plus grande dans le cas expérimental que cela n'était prévu par les simulations numériques.

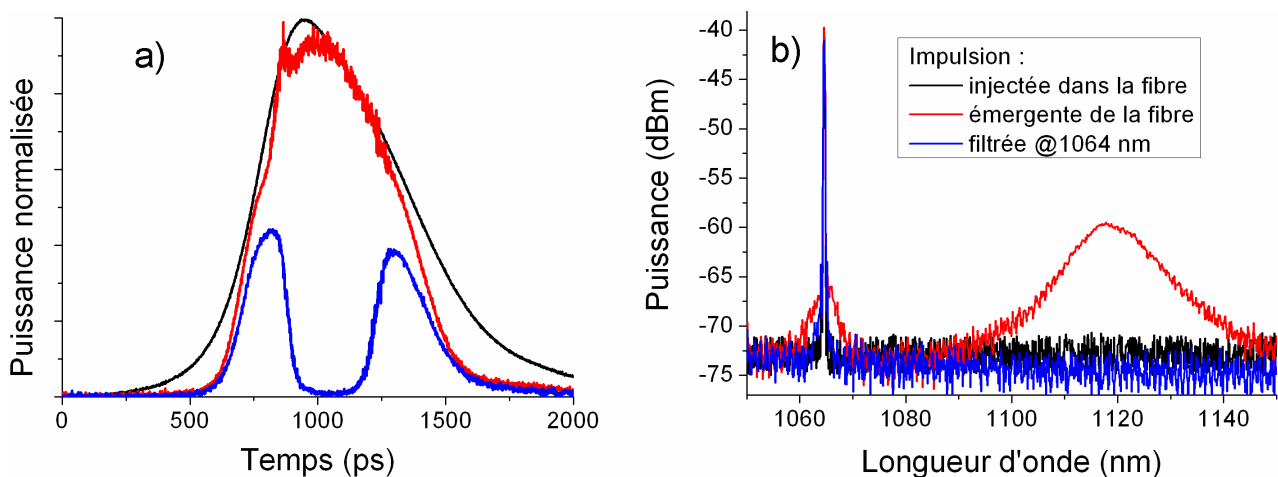


Figure III.20 Déplétion du centre de l'impulsion à 1064 nm : a) profil temporel, b) profil spectral ;ces profils sont obtenus avec le montage (a)

Une fois la déplétion du centre de l'impulsion obtenue, on peut pratiquer un filtrage en polarisation pour réduire la durée des deux pics. Comme nous l'avons remarqué dans la figure

III.20, les deux impulsions résiduelles à 1064 nm sont déséquilibrées en puissance. Or nous avons vu dans l'étude numérique qu'un déséquilibre entre les impulsions est caractéristique d'une rotation non linéaire de polarisation différente pour les deux impulsions. Ainsi, la découpe temporelle via la polarisation de l'onde mène, dans la majorité de cas, à l'obtention de profils temporels fortement asymétriques (exemples en figure III.21)

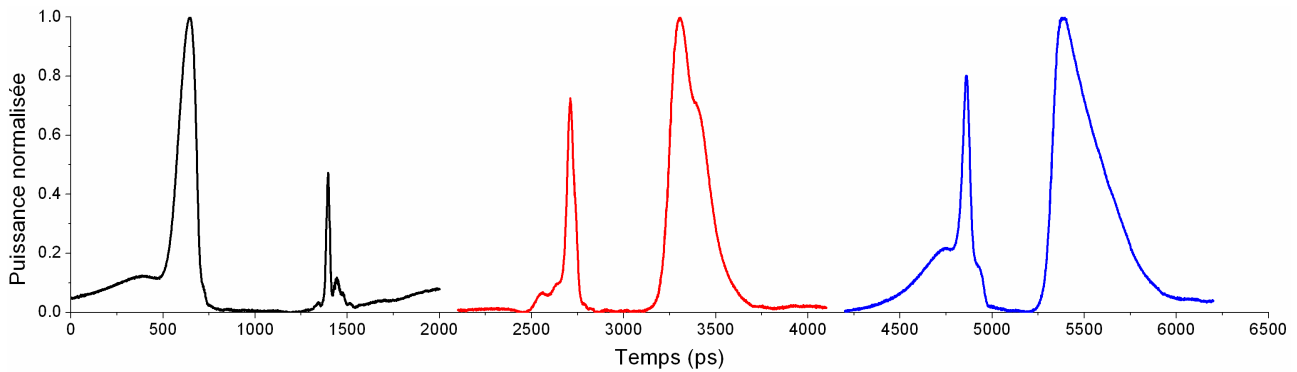


Figure III.21 Exemples de paires d'impulsions asymétriques résultant des effets conjugués de la diffusion Raman et de la rotation non linéaire de polarisation

Un ajustement de l'orientation de la polarisation avant l'injection et en sortie de fibre peut mener à faire disparaître l'un des pics pour obtenir une impulsion unique (nous verrons ce cas un peu plus loin) ou à équilibrer les deux impulsions.

Le profil temporel de la paire d'impulsions présentant les meilleures caractéristiques (en terme de symétrie et de durées) que j'aie pu obtenir est présenté en figure III.22. Ce profil temporel a été obtenu avec le montage (a). La première impulsion a une durée de 50 ps et la seconde de 45 ps. Ces deux impulsions raccourcies sont plus longues que celles prédites numériquement. Cependant la quantité d'énergie dans les pics centraux des impulsions est largement améliorée par rapport au modèle numérique puisque 70% de l'énergie se situe dans ces pics (contre 34% pour les impulsions simulées).

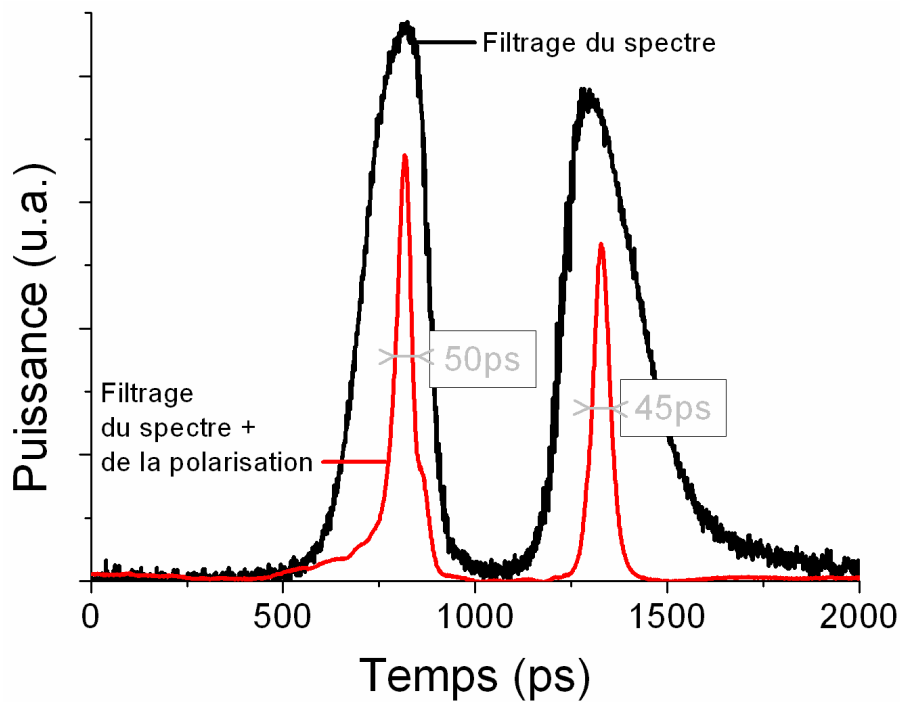


Figure III.22 Profils temporels d'impulsions doubles avant (noir) et après (rouge) la découpe temporelle par sélection d'une polarisation

Remarque : les profils temporels d'impulsions doubles que j'ai présentés dans ce paragraphe ont tous été obtenus en utilisant le montage (a). Nous avons vérifié que, lorsque l'on cherche à obtenir une impulsion double, le montage (b) permet d'obtenir des résultats quasiment identiques dont la présentation aurait été redondante avec les profils temporels décrits ci-dessus.

III.3 Découpe d'une impulsion unique

J'ai évoqué précédemment le fait que le déséquilibre entre les deux impulsions émergentes peut être exploité lors du filtrage en polarisation pour atténuer fortement le niveau de l'un des pics de l'impulsion double. Lorsque cette atténuation est maximale, on peut aboutir dans certains cas à la quasi-extinction de l'une des impulsions, et donc obtenir une impulsion unique. Contrairement aux doubles impulsions traitées précédemment, les résultats diffèrent significativement selon le montage employé. Aussi je présenterai séparément les résultats obtenus avec les montages (a) et (b).

III.3.1 Impulsions uniques obtenues avec le montage (a)

Divers profils temporels obtenus grâce au montage (a) sont présentés en figure III.23. Ces différents profils résultent d'un ajustement de l'orientation de la polarisation avant l'injection et après l'émergence de la fibre.

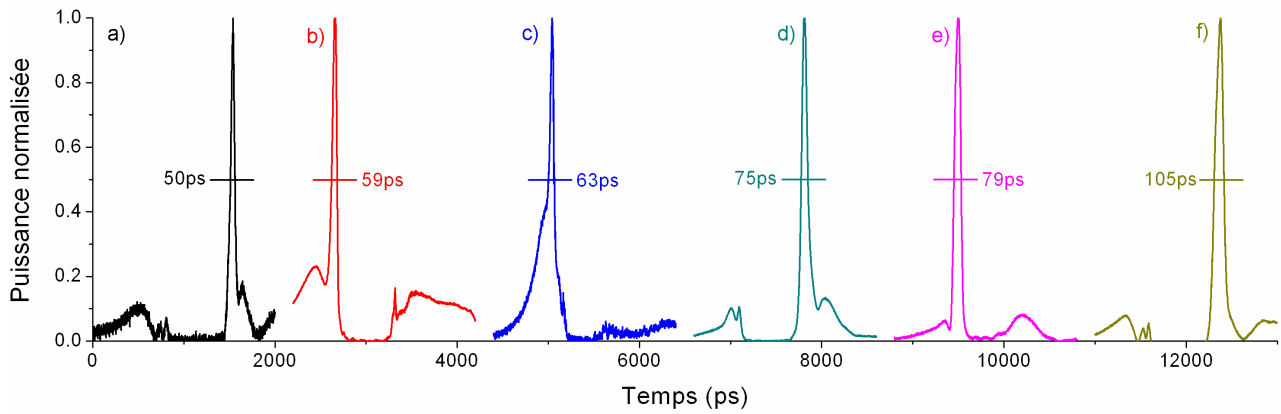


Figure III.23 Profils temporels d'impulsions raccourcies (montage a)

Comme on peut le voir sur les profils temporels de la figure III.23, la répartition d'énergie entre le pic central et les pieds résiduels est peu satisfaisante, puisqu'une partie importante de cette énergie est localisée dans les pieds : par exemple, la première impulsion de la figure III.23 a 55% de son énergie contenue dans les pieds. La puissance moyenne mesurée lors de l'acquisition de cette impulsion est de 0,85 mW, ce qui, compte tenu du taux de répétition de 7,9 kHz et du ratio d'énergie dans les pieds, correspond à une puissance crête de 1,13 kW. Etant donnée l'atténuation du filtre spectral, la puissance réelle de l'impulsion est de 2,25 kW, ce qui représente 38,5% de la puissance injectée dans la fibre.

En résumé, les impulsions raccourcies par cette technique exploitant conjointement la diffusion Raman et la rotation non linéaire de polarisation ont :

- une durée accordable entre 150 et 43 ps, ce qui représente un facteur de réduction compris entre 4,3 et 15 (durée initiale ≈ 650 ps). Cette technique permet donc d'obtenir des facteurs de réduction plus importants que par la technique de découpe en polarisation seule (qui permet un facteur de découpe entre 1 et 10, voir chapitre II),
- une portion importante de leur énergie ($>50\%$) située dans les pieds résiduels,
- la puissance crête inférieure à la moitié de la puissance crête initiale,
- une stabilité d'une impulsion à l'autre plus grande que celle obtenue par la découpe en polarisation seule. Ce point particulier sera développé plus en détail au paragraphe III.4 de ce chapitre.

Remarque : dans le chapitre II le facteur de raccourcissement de l'impulsion était accordable entre 1 et 10, dans les travaux exploitant la déplétion Raman, ce facteur sur une impulsion unique est compris entre 2 et 16, c'est-à-dire que les impulsions les plus longues sont nécessairement plus courtes que l'impulsion initiale.

III.3.2 Impulsions uniques obtenues avec le montage (b)

Cette configuration a permis d'obtenir de bien meilleurs résultats en terme de répartition énergétique entre les pieds résiduels et le pic central, comme le montre la figure III.24 représentant quatre impulsions avec moins de 10% d'énergie dans les pieds résiduels, pour des durées comprises entre 150 et 80 picosecondes.

Cette grande qualité du profil temporel est due au fait que le contrôle sur l'état de polarisation du signal en début de propagation est total avec le montage (b). En effet, le contrôleur de polarisation que l'on utilise permet d'atteindre n'importe quel point de la sphère de Poincaré (c'est-à-dire d'obtenir n'importe quel état de polarisation), ce qui mène à une plus vaste gamme de courbes de transmission possibles pour le dispositif. A contrario, l'utilisation d'une lame demi-onde avant couplage dans la fibre (comme c'est le cas dans le montage a) agit uniquement sur l'orientation de la polarisation qui reste dans tous les cas rectiligne.

Il faut néanmoins préciser que le contrôle complet de l'état de polarisation est fait par un dispositif qui comporte deux degrés de liberté sur une fibre dont l'orientation des axes neutres est inconnue. L'état de polarisation de l'onde qui subit les non-linéarités est donc a priori inconnu. Ceci complique fortement la réalisation d'un système parfaitement identique, et si l'obtention de performances similaires est possible, elle n'aura selon toute vraisemblance pas lieu pour des paramètres identiques.

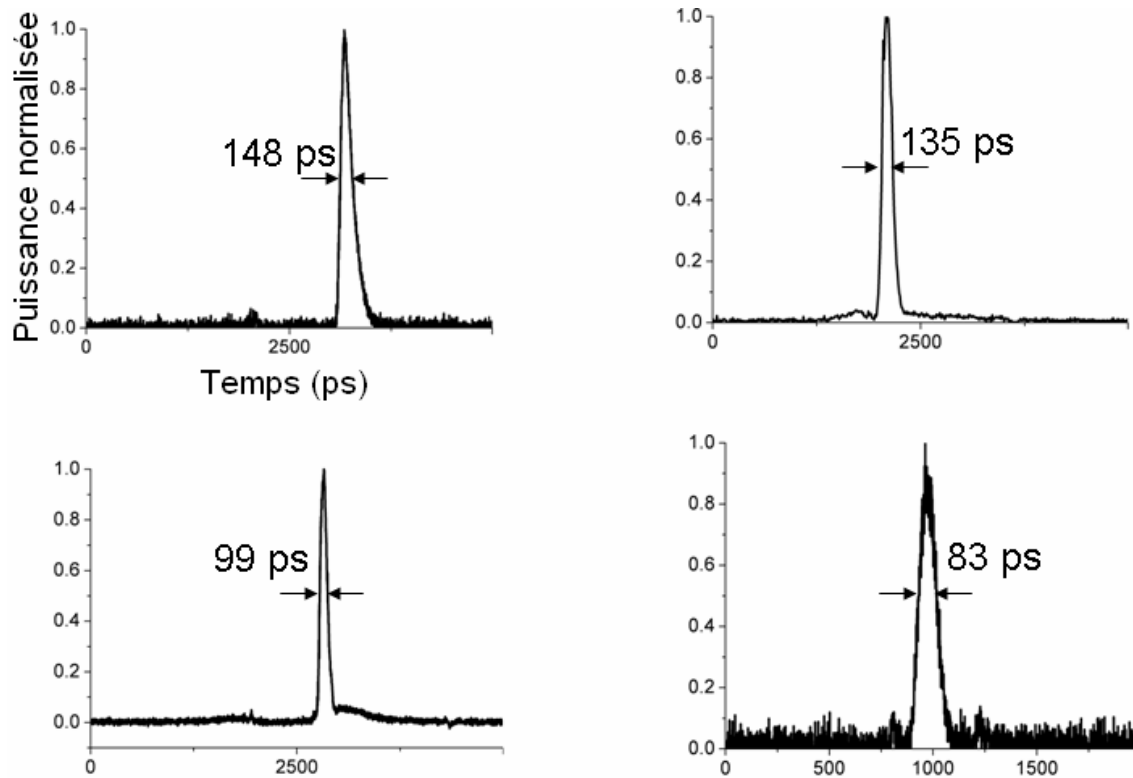


Figure III.24 Profils temporels d'impulsions raccourcies uniques avec moins de 10% d'énergie dans les pieds résiduels (obtenu avec le montage (b))

Les impulsions présentées dans la figure III.24 illustrent la possibilité d'obtenir des impulsions avec peu de pieds résiduels. Il est également possible d'orienter les contrôleurs de polarisation de manière à obtenir des impulsions avec un peu plus d'énergie résiduelle dans les pieds mais avec des durées bien moindres. Ainsi, j'ai pu obtenir des impulsions de l'ordre de la trentaine de picosecondes (facteur de réduction ≈ 16), dont un exemple est visible en figure III.25. Ces impulsions sont à ma connaissance les plus brèves jamais produites à l'aide d'une source basée sur un système déclenché.

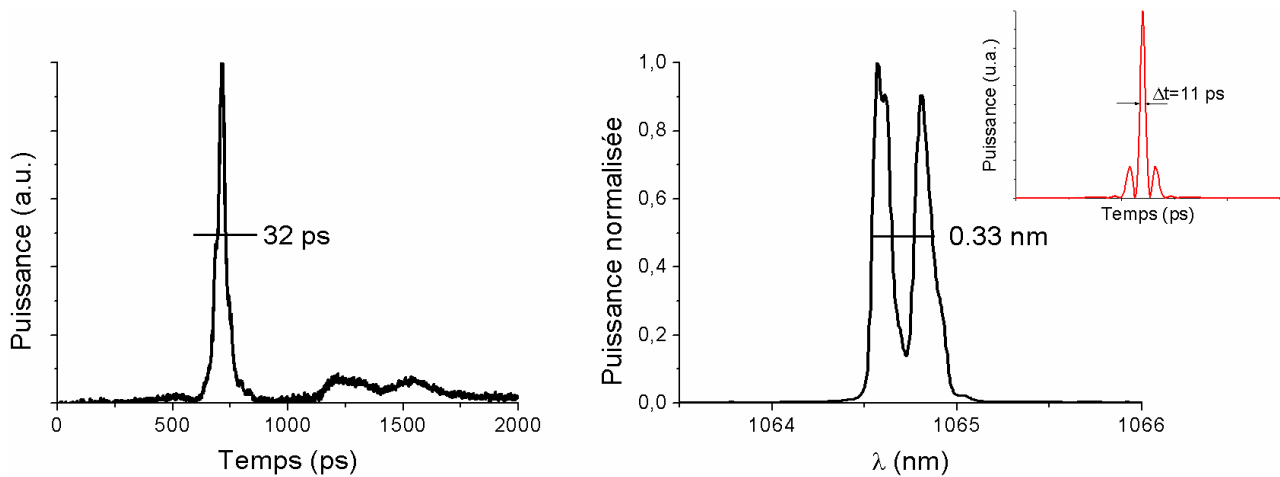


Figure III.25 Profil temporel (à gauche) et spectral (à droite) d'une impulsion de 32 ps ;
encart : transformée de Fourier numérique du spectre

Le spectre relativement large de ces impulsions indique un glissement de la phase spectrale ($\Delta t \Delta \nu \approx 2,80$). L'élargissement du spectre ressemble à celui obtenu par l'automodulation de phase (figures II.4, III.7 et III.9). Dans ces conditions, la compression de ce genre d'impulsion est envisageable. Bien qu'il soit à l'heure actuelle prématuré d'estimer la compression possible sans avoir réalisé l'expérience, l'association de l'effet de découpage avec un procédé de compression est une perspective attrayante pour obtenir des impulsions de durée proche de la dizaine de picosecondes. En effet, en admettant une compensation exacte de la dispersion (cas idéal et peu réaliste), on obtiendrait pour l'impulsion présentée une durée de 11 ps (voir la transformée du Fourier numérique du spectre de l'encart de la figure III.25). De plus, la propagation d'une telle impulsion dans un milieu non linéaire dispersif pourrait permettre une compression solitonique, dont le facteur maximal de compression en régime picoseconde est proche de 25 [III-39].

La puissance moyenne mesurée après les étapes de filtrage est de 2,7 mW pour l'impulsion présentée dans la figure III.25. Avec un taux de répétition de 16 kHz et 64% de l'énergie dans le pic principal, cela correspond à une puissance crête de 3,4 kW. La puissance crête réelle du signal est donc proche de 6,8 kW, ce qui représente 65% de la puissance crête injectée dans la fibre.

Le montage expérimental utilisant un laser fibré a permis de raccourcir des impulsions jusqu'à une durée de l'ordre de la trentaine de picosecondes, en conservant une puissance crête importante supérieure à 6 kW. De plus, les impulsions raccourcies montrent une répartition d'énergie entre les pieds résiduels et le pic principal qui permet d'envisager une amplification ultérieure.

Nous allons maintenant aborder un point crucial de cette technique : la stabilité des profils temporels d'impulsions.

III.4 Stabilisation du profil temporel

Nous avons vu au chapitre II (§III.2.2.3) que la technique de découpe temporelle exploitant uniquement la rotation non linéaire de polarisation, lorsqu'elle est employée pour des impulsions de forte puissance, devient très sensible aux variations de biréfringence de la fibre optique. En effet, le couplage cohérent, qui est le phénomène clef lors d'importants raccourcissements, est un effet interférométrique entre les composantes ordinaire et extraordinaire de la polarisation, dont l'influence croît à mesure que l'on atteint un facteur de raccourcissement élevé. Le couplage cohérent est sensible aux variations de biréfringence, ce qui provoque une instabilité du profil temporel. Pour rappel, une impulsion raccourcie d'un facteur 10 par le seul phénomène de RNLP montrait des variations de puissance crête de l'ordre de $\pm 20\%$ sur $2 \cdot 10^5$ impulsions successives.

Etant donné que le phénomène de diffusion Raman stimulée se comporte vis-à-vis du signal de pompe comme un transmetteur saturable (les faibles puissances sont transmises sans changement, alors que les grandes puissances sont converties en fréquence, puis éliminées par le filtrage interférentiel), il n'est pas sensible aux variations de biréfringence. Dès lors qu'une partie importante de la découpe temporelle est assurée par la déplétion Raman, la contribution de la RNLP peut être diminuée, ce qui réduit la sensibilité de la découpe au conditionnement de la fibre. La combinaison de l'effet Raman à la rotation non linéaire de polarisation a donc un effet stabilisateur sur le profil temporel des impulsions puisque les composantes temporelles de puissance importante (supérieures au seuil Raman), qui sont les plus susceptibles de provoquer l'instabilité, subissent une déplétion rapide.

La figure III.26 représente l'enveloppe d'une impulsion raccourcie de 40 picosecondes de durée, obtenue après une acquisition supérieure à une heure (soit presque $6 \cdot 10^7$ impulsions successives). L'enveloppe est obtenue en conservant la trace des valeurs extrémales pour chaque mesure effectuée par l'oscilloscope séquentiel.

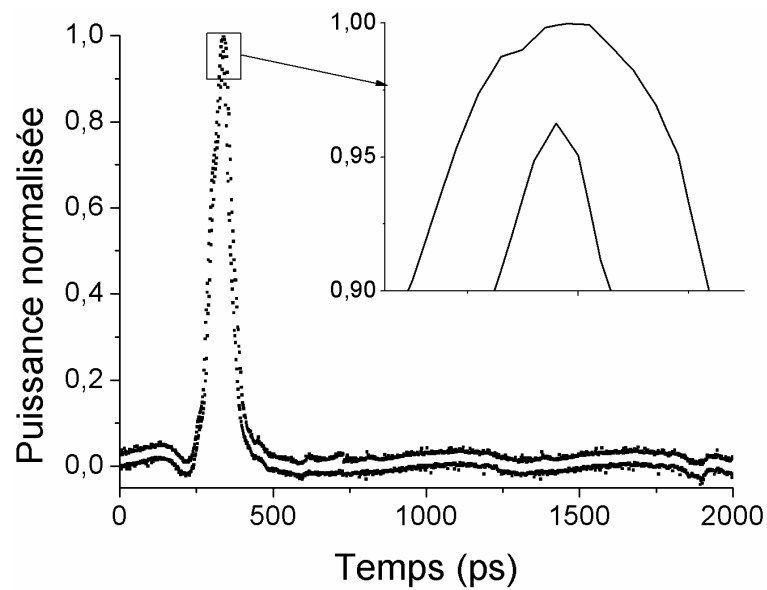


Figure III.26 Enveloppe (minimum et maximum) du profil temporel d'une impulsion raccourcie par le filtrage combiné du spectre et de la polarisation pendant une heure d'acquisition ;
encart : zoom sur l'enveloppe de la crête de l'impulsion

La variation de puissance pic à pic est inférieure à $\pm 2\%$, ce qui équivaut à une augmentation de stabilité d'au moins un facteur 10 par rapport à la technique de découpe du chapitre II.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, dédié à l'exploitation de la diffusion Raman dans une fibre optique, nous avons tout d'abord présenté un rappel sur le principe de la diffusion Raman et sur les différents paramètres à prendre en compte pour modéliser ce phénomène. Après une brève description mathématique de la diffusion Raman stimulée, nous avons vu comment l'intégrer aux simulations numériques que j'ai décrites dans le chapitre précédent, dans le but de prendre en compte ce phénomène en plus de ceux responsables de la rotation non linéaire de polarisation (automodulation de phase, modulation de phase croisée et couplage cohérent) lors de la propagation d'une impulsion dans une fibre optique faiblement biréfringente.

Les simulations numériques ont montré, comme attendu, que les conversions de fréquence provoquées par la diffusion Raman se traduisent par une déplétion de la partie la plus énergétique de l'impulsion à la longueur d'onde de pompe. Ainsi, par filtrage spectral, il est possible de découper une impulsion en deux impulsions moins énergétiques et légèrement raccourcies. Ce phénomène de déplétion peut être cumulé avec la découpe temporelle exploitant la rotation non linéaire de polarisation, ce qui permet d'aboutir :

- à une paire d'impulsions ultrabrèves,
- à une impulsion unique, quand la dispersion le permet.

En effet, nous avons également montré que lorsque l'onde Stokes rattrape la première impulsion résiduelle à la longueur d'onde de pompe, la diffusion Raman stimulée provoque une diminution de la puissance crête de cette impulsion, et la rotation non linéaire de polarisation subie par l'impulsion change drastiquement. Le filtrage en polarisation permet alors d'éliminer l'une des impulsions.

La combinaison expérimentale des deux phénomènes a été faite par le biais de deux configurations : l'une où le faisceau laser émis en espace libre est injecté dans une fibre, l'autre où la fibre est directement accolée à la puce du microlaser. Les deux configurations ont permis de découper des impulsions subnanosecondes (650 ps et 500 ps respectivement) en paires d'impulsions brèves (50 ps chacune). La découpe en une impulsion unique a permis d'obtenir des impulsions de 50 ps avec le montage "espace libre" et de 32 ps avec le montage "fibré". La qualité du profil temporel (c'est-à-dire la proportion d'énergie dans le pic central de l'impulsion) s'est avérée bien meilleure dans le montage fibré (plus de 90% d'énergie dans le pic central contre moins de 50% avec le montage espace libre). Ces meilleures performances sont attribuées au fait que le second montage permet d'avoir accès à une plus grande variété d'états de polarisation en entrée de fibre. Les impulsions ainsi raccourcies ont une puissance crête relativement élevée (de 3 à 6 kW) et

montrent une stabilité dans le temps largement supérieure (au moins un ordre de grandeur) à celles obtenues par la découpe exploitant uniquement la rotation non linéaire de polarisation (étudiée au chapitre II).

Nous avons donc constaté que l'effet de diffusion Raman stimulée, qui est apparu au chapitre II comme un phénomène limitant la découpe temporelle d'impulsions, peut en fait être exploité afin d'augmenter le facteur de découpe, tout en stabilisant le profil des impulsions ainsi raccourcies.

PERSPECTIVES

Les résultats présentés dans ce chapitre ouvrent de nombreuses perspectives qui laissent entrevoir l'obtention d'impulsions lasers avec des caractéristiques attrayantes. Ainsi, on a évoqué précédemment la possibilité de compression temporelle. On peut également envisager d'ajouter une étape d'amplification afin d'obtenir des impulsions avec des puissances crête importantes, comparables à celles des lasers à verrouillage de mode, ou encore d'élargir le spectre des impulsions raccourcies, comme cela est évoqué dans la fin de ce chapitre.

Compression d'impulsion

Nous avons vu que l'impulsion de 32 ps montrée en figure III.25 présente un glissement de phase spectrale ("*chirp*") avec un produit largeur de bande spectrale – durée de $\Delta t \Delta \nu \approx 2,80$. Nous avons également vu au chapitre II (§I.1) qu'il existe des techniques de compression temporelle d'impulsions qui consistent à faire propager un signal présentant un *chirp* dans un milieu de dispersion anormale [III-39 à III-41]. Ces techniques ne sont pas adaptées aux impulsions plus longues que 500 ps car la durée à compenser nécessiterait des éléments compensateurs de très grande taille (réseaux de dispersion longs de 30 cm, fibres optiques de plusieurs centaines de mètres...). Cependant, avec les durées des impulsions découpées (quelques dizaines de picosecondes), une telle compression devient envisageable. Au-delà des possibilités techniques, la donnée principale à mesurer avant d'entreprendre des opérations de compression temporelle sera la loi de phase des impulsions découpées.

Amplification de la puissance crête

Nous avons vu au chapitre I que de nombreuses applications utilisent des impulsions brèves mais ont besoin d'une puissance crête importante : les LIDAR ont par exemple une portée qui dépend en partie de la puissance des impulsions utilisées, et la cytométrie en flux utilise des impulsions de spectre élargi dont la largeur de bande est fonction de la puissance crête des impulsions avant élargissement spectral.

La technique de découpe étudiée dans ce chapitre provoque une réduction importante de l'énergie contenue dans l'impulsion (la déperdition d'énergie est au moins égale au facteur de découpe, soit une énergie finale entre 6 et 33% de l'énergie initiale). Dès lors, amplifier ces impulsions raccourcies pour obtenir une énergie comparable à celle de l'impulsion initiale

permettrait d'atteindre des puissances crête beaucoup plus importantes que celle de l'impulsion initiale.

Des études préliminaires dans un amplificateur massif Nd:YVO₄ multipassage pompé par diode (Fig. III.27.a) ont montré que l'obtention d'impulsions plus courtes que la centaine de picosecondes avec des puissances crête supérieures à quelques centaines de kilowatts est possible. Un exemple d'une telle amplification est présenté en figure III.27 : l'impulsion amplifiée a une durée de 82 ps et une puissance crête d'environ 800 kW.

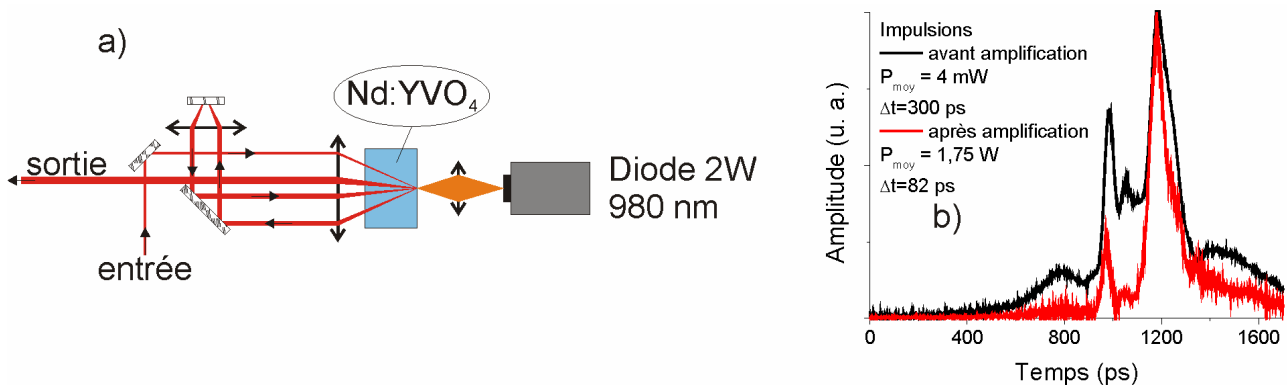


Figure III.27 Amplification d'impulsions raccourcies : a) amplificateur multipassage massif utilisé expérimentalement, b) profil temporel d'impulsion amplifiée

On constate que des impulsions comportant des pieds résiduels importants (comme celle présentée dans la figure III.27.b) peuvent voir la relative importance de ces pieds réduite par l'amplification. L'amplification très différente pour les deux pics de l'impulsion initiale -le second pic (t=1200 ps) étant beaucoup plus amplifié que le premier (t=900 ps)- est due au fait que :

- la bande de gain du cristal amplificateur est très étroite ($\delta\lambda < 1$ nm),
- l'impulsion présente un chirp qui impose un décalage temporel des différentes composantes spectrales de l'impulsion.

Ainsi, l'amplification d'une zone spectrale étroite correspond à l'accroissement d'une portion temporelle réduite, ce qui constitue un raccourcissement temporel via un gain sélectif, ce qui augmente considérablement le nombre de configurations qui permettent d'obtenir une impulsion ultrabrève et puissante.

Elargissement spectral : modulation de phase croisée additionnelle

La cytométrie en flux est une application qui peut tirer avantage des techniques d'élargissements spectraux pour remplacer les nombreuses sources à des longueurs d'onde différentes habituellement utilisées par une source large bande unique.

Nous avons vu au chapitre I (§I.2) que la génération de supercontinuum repose sur les interactions de divers effets non linéaires. Dans un milieu de dispersion normale, les basses fréquences se propagent plus vite que les hautes fréquences. Les interactions non linéaires de type mélange à quatre ondes ou modulation de phase croisée ne peuvent donc exister que sur une longueur de propagation donnée au-delà de laquelle les composantes spectrales ne se situent plus dans la même fenêtre temporelle. Ainsi, les élargissements spectraux sont limités par la dispersion de la fibre qui impose une vitesse de propagation distincte pour les différentes composantes spectrales de l'impulsion.

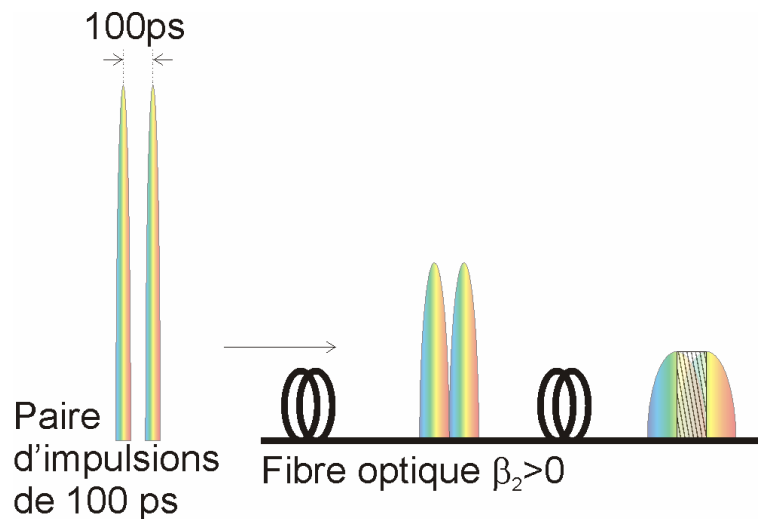


Figure III.28 Représentation schématique de l'exploitation d'une paire d'impulsion pour exacerber les non linéarités lors d'un élargissement spectral ; la partie hachurée représente la zone de recouvrement temporel dans laquelle les deux impulsions interagissent

L'obtention d'une paire d'impulsions brèves séparées par un délai de quelques dizaines à quelques centaines de picosecondes permet d'envisager de superposer dans le temps les composantes haute fréquence de la première impulsion avec les composantes basse fréquence de la seconde. Cette idée d'employer deux impulsions successives proches est illustrée schématiquement en figure III.28. La modulation de phase croisée et les mélanges à quatre ondes susceptibles de survenir dans cette zone de recouvrement devraient exacerber l'élargissement spectral et permettre d'obtenir une plage de longueurs d'onde plus large que celle accessible par une impulsion unique.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- [III-1] **Raman**, "A Change of Wave-length in Light Scattering," Nature **121**, p.619 (1928)
- [III-2] **Boyd**, "Nonlinear optics", Academic Press (1992)
- [III-3] **Saissy et al.**, "Diffusion Raman spontanée dans une fibre optique biréfringente," Journal de Physique Lettres **44**, p.L-1035 (1983)
- [III-4] **Agrawal**, "Nonlinear fiber optics," Academic press, Third edition, (2001)
- [III-5] **Brillouin**, "Diffusion de la Lumière et des Rayonnes X par un Corps Transparent Homogène ; Influence de l'Agitation Thermique", Annales des Physique **17**, 88 (1922)
- [III-6] **Eckhardt et al.**, "Stimulated Raman scattering from organic liquids," Phys. Rev. Lett. **9**, p.455 (1962)
- [III-7] **Terhune**, Bull. Am. Phys. Soc. **8**, p.359 (1963)
- [III-8] **Eckhardt et al.**, "Stimulated emission of Stokes and anti-Stokes Raman lines from diamond, calcite, and α -sulfur single crystals," Appl. Phys. Lett. **3**, p.137 (1963)
- [III-9] **Hellwarth**, "Theory of Stimulated Raman Scattering," Phys. Rev. **130**, p.1850 (1963)
- [III-10] **Bloembergen et al.**, "Coupling Between Vibrations and Light Waves in Raman Laser Media," Phys. Rev. Lett. **12**, p.504 (1964)
- [III-11] **Shen et al.**, "Theory of Stimulated Brillouin and Raman Scattering," Phys. Rev. **137**, p.A1787 (1965)
- [III-12] **Rankin et al.**, "Stimulated-emission-depletion microscopy with a multicolor stimulated-Raman-scattering light source," Opt. Lett. **33**, p.2491 (2008)
- [III-13] **Min et al.**, "Compact, fiber-compatible, cascaded Raman laser," Opt. Lett. **28**, p.1507 (2003)
- [III-14] **Spillane et al.**, "Ultralow-threshold Raman laser using a spherical dielectric microcavity," Nature **415**, p.621 (2002)

- [III-15] **Knight et al.**, "Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper," Opt. Lett. **22**, p.1129 (1997)
- [III-16] **Pei-juan et al.**, "Stimulated Raman Scattering up to 10 Orders in an Optical Fiber," Appl. Phys. **24**, p.303 (1981)
- [III-17] **Rosman**, "High-order comb spectrum from stimulated Raman scattering in a silica-core fibre," Opt. Quantum Electron. **27**, p.92 (1982)
- [III-18] **Flubacher et al.**, "The low-temperature heat capacity and the Raman and Brillouin spectra of vitreous silica," J. Phys. Chem. Solids **12**, p.53 (1959)
- [III-19] **Stolen et al.**, "Raman oscillation in glass optical waveguide," Appl. Phys. Lett. **20**, p.62 (1972)
- [III-20] **Stolen et al.**, "Raman gain in glass optical waveguides," Appl. Phys. Lett. **22**, p. 276 (1973)
- [III-21] **Stolen**, "Nonlinearity in Fiber Transmission," Proc. IEEE **68**, 1232 (1980)
- [III-22] **Stolen et al.**, "Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode silica fibers," J. Opt. Soc. Am. B **1**, p.652 (1984)
- [III-23] **Dougherty et al.**, "Measurement of the Raman gain spectrum of optical fibers," Opt. Lett. **20**, p.31 (1995)
- [III-24] **Mahgerefteh et al.**, "Technique for measurement of the Raman gain coefficient in optical fibers," Opt. Lett. **21**, p.2026 (1996)
- [III-25] **Shuker et al.**, "Raman-Scattering Selection-Rule Breaking and the Density of States in Amorphous Materials," Phys. Rev. Lett. **25**, p.222 (1970)
- [III-26] **Headley et al.**, "Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers," J. Opt. Soc. Am. B **13**, p.2170 (1996)
- [III-27] **Stolen et al.**, "Raman response function of silica-core fibers", J. Opt. Soc. Am. B **6**, p.1159 (1989)
- [III-28] **Blow et al.**, "Theoretical Description of Transient Stimulated Raman Scattering in Optical Fibers," IEEE J. Quantum Electron. **25**, p.2665 (1989)
- [III-29] **Mamyshev et al.**, "Ultrashort-pulse propagation in optical fibers," Opt. Lett. **15**, p.1076 (1990)

- [III-30] **Smith**, "Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering," Appl. Opt. **11**, p.2489 (1972)
- [III-31] **Landahl et al.**, "A simple analytic model for noise shaping by an optical fiber Raman generator," Opt. Comm. **150**, p.339 (1998)
- [III-32] **Gomes et al.**, "Spectral and temporal study of picosecond-pulse propagation in a single-mode optical fibre," Appl. Phys. B **39**, p.43 (1986)
- [III-33] **Kean et al.**, "Spectral and temporal investigation of self-phase modulation and stimulated Raman scattering in a single-mode optical fibre," IEEE Proc. **134** pt. J, p.163 (1987)
- [III-34] **Weiner et al.**, "Self-phase modulation and optical pulse compression influenced by stimulated Raman scattering in fibers," J. Opt. Soc. Am. B **5**, p.365 (1988)
- [III-35] **Schadt et al.**, "Frequency chirp and spectra due to self-phase modulation and stimulated Raman scattering influenced by pulse walk-off in optical fibers," J. Opt. Soc. Am. B **4**, p.856 (1987)
- [III-36] **Agrawal et al.**, "Temporal and spectral effects of cross-phase modulation on copropagating ultrashort pulses in optical fibers," Phys. Rev. A **40**, p.5063 (1989)
- [III-37] **Mitschke et al.**, "Discovery of the soliton self-frequency shift," Opt. Lett. **11**, p.659 (1986)
- [III-38] **Osterberg et al.**, "Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber," Opt. Lett. **12**, p.57 (1987)
- [III-39] **Mollenauer et al.**, "Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers," Opt. Lett. **8**, p.289 (1983)
- [III-40] **Tomlinson et al.**, "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers," J. Opt. Soc. Am. B **1**, p.139 (1984)
- [III-41] **Chernikov et al.**, "Soliton pulse compression in dispersion-decreasing fiber", Opt. Lett. **18**, p.476 (1993)

CHAPITRE IV
SOURCES IMPULSIONNELLES A FAIBLE GIGUE
TEMPORELLE BASEES SUR UN DISPOSITIF A CAVITES
COUPLEES

INTRODUCTION

Dans le chapitre I nous avons évoqué diverses applications de télédétection ou de mesures optiques. Je vais tout d'abord revenir brièvement sur les nécessités de synchronisation entre l'émission et la détection d'un signal laser inhérentes à ces techniques en rappelant le principe de deux applications : le radar laser (LIDAR) et la spectroscopie par cytométrie en flux.

De nombreuses techniques d'imagerie, comme le LIDAR, exploitent une série de mesures optiques successives pour reconstituer pixel par pixel l'image d'un objet à analyser. Chaque pixel de l'image est obtenu en trois étapes :

- on envoie une impulsion laser vers l'objet à analyser,
- cette impulsion est réfléchi (ou diffusée) par l'objet,
- on recueille le signal rétrodiffusé à l'aide d'un système de mesure.

L'image complète est obtenue grâce à un balayage spatial de l'objet par une succession d'impulsions suivie d'une reconstitution à l'aide des mesures successives. Ainsi on comprend bien que toute incertitude sur le délai entre les émissions se traduira par une imprécision sur la définition de l'image finale : la gigue temporelle de la source se traduit par une diminution de la qualité de l'image reconstituée.

Un autre exemple est celui de la spectroscopie par cytométrie en flux. Le système permet l'analyse d'une particule en suspension dans un liquide circulant en flux devant un faisceau laser impulsionnel. La vitesse de défilement des particules devant le faisceau laser impose un taux de répétition donné au laser. Etant donné la petite taille des particules à étudier (submicronique pour les virus jusqu'à 100 microns pour les plus grosses cellules), le délai entre deux impulsions successives doit correspondre précisément au temps séparant le passage de deux particules devant la fenêtre de détection. Dans les dispositifs commerciaux de cytométrie en flux la gigue temporelle doit être inférieure à la microseconde.

Ces deux types d'applications présentent une différence majeure :

- en cytométrie la vitesse de défilement des particules est fixée par le dispositif de circulation du flux et impose que l'émission laser soit synchronisée au passage d'une particule. Dans un cas idéal, l'émission laser doit coïncider exactement au passage d'une particule ;
- dans le cas du LIDAR, il est possible de pratiquer une détection synchrone, c'est-à-dire n'activer le détecteur que durant un laps de temps limité après l'émission d'une impulsion (dont le moment d'émission est a priori connu).

Cependant, lorsque l'équipement LIDAR ne peut intégrer de système de synchronisation de la détection (excès de volume, de consommation électrique, ou de complexité) le problème de la gigue temporelle est le même que celui rencontré en cytométrie. Dans les deux cas, il est alors nécessaire d'employer des sources lasers qui présentent une grande régularité dans leurs taux de répétition. Nous avons déjà noté au chapitre I (§III.1 et III.3) que les sources lasers déclenchées passivement (dont les lasers de type *microchip*) présentent une gigue temporelle importante, de l'ordre de plusieurs microsecondes.

Dans le présent chapitre, j'exposerai les causes physiques de la gigue temporelle, ainsi que les différentes méthodes qui ont été imaginées ou mises en oeuvre pour la réduire. Par la suite, je présenterai un système original de source laser à déclenchement hybride actif/passif contenant deux cavités imbriquées que nous avons conçu en vue de générer des trains d'impulsions avec une faible gigue temporelle. Je présenterai nos résultats théoriques et expérimentaux, puis les performances de divers dispositifs basés sur ce système à double cavité.

Enfin, je présenterai différentes configurations basées sur ce système pour étendre le spectre d'une telle source ou conférer les avantages d'une cavité courte à des systèmes utilisant des déclencheurs miniatures robustes de type microsystèmes opto-électromécaniques.

I LA GIGUE TEMPORELLE DES LASERS DECLENCHEES

Les travaux que je vais évoquer ici traitent de la gigue temporelle des lasers déclenchés. Les lasers à verrouillage de mode présentent également une gigue temporelle, cependant sa valeur est beaucoup plus faible que celle des lasers déclenchés (de nombreux auteurs font état de gigue de l'ordre de la femtoseconde, voire subfemtoseconde [IV-1, IV-2]) et les phénomènes physiques à l'origine de la gigue sont très différents de ceux qui provoquent la gigue des lasers déclenchés.

I.1 Généralités sur la gigue

I.1.1 Définition et mesure de la gigue

La gigue temporelle d'un laser est caractérisée de deux manières : la variation $\delta\tau$ du délai τ entre deux émissions successives est appelé la gigue interimpulsion (que je désignerai aussi par le terme de gigue absolue), alors que le rapport de ces deux quantités est appelé la gigue relative :

$$\text{gigue relative} = \frac{\text{gigue absolue}}{\text{délai d'émission}} = \frac{\delta\tau}{\tau} \quad (\text{IV.1})$$

La figure IV.1 représente graphiquement les quantités à mesurer pour estimer la gigue temporelle d'une source laser.

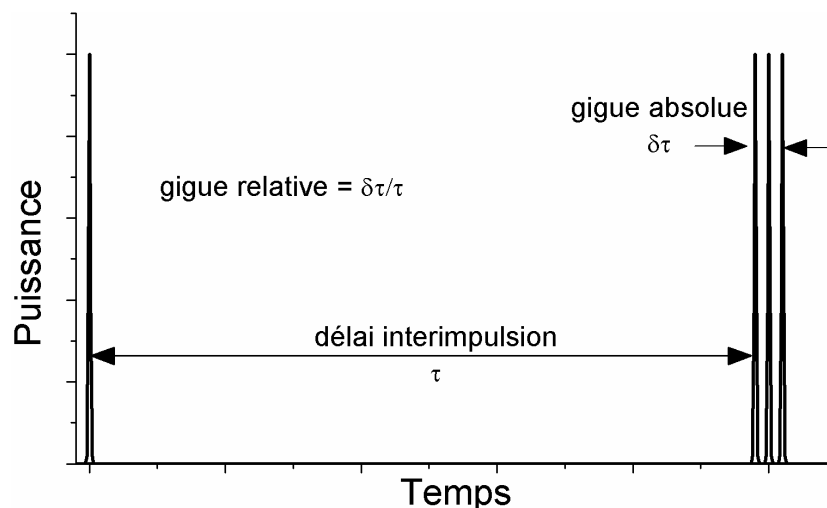


Figure IV.1 Schéma représentant les quantités significatives pour la gigue temporelle entre deux émissions successives

Il existe deux méthodes pour mesurer la gigue temporelle d'un laser :

- on acquiert le chronogramme d'un grand nombre d'impulsions, puis on mesure les délais entre chaque impulsion. On peut ainsi obtenir le délai moyen entre deux impulsions successives (τ), ainsi que l'écart maximal par rapport à cette valeur moyenne ($\delta\tau$). La figure IV.2 représente graphiquement un chronogramme utilisé pour cette méthode de mesure ;

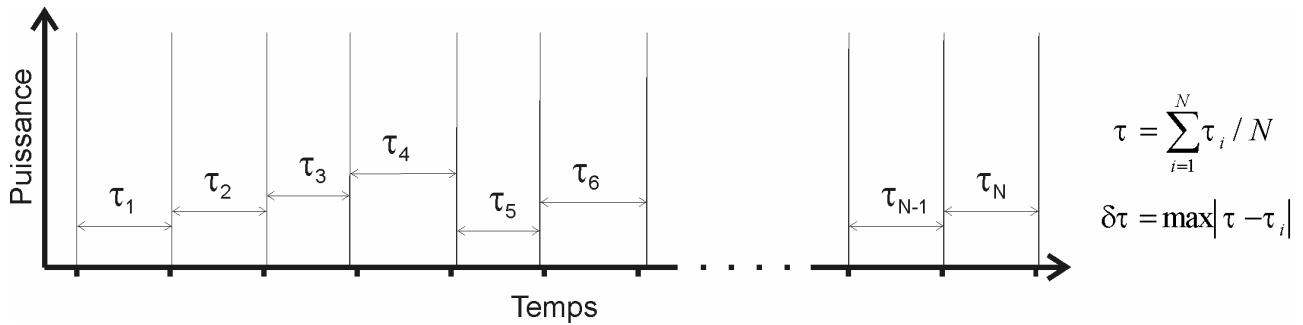


Figure IV.2 Schéma représentant le chronogramme utilisé pour une méthode de calcul de la gigue moyenne sur une série de N impulsions

- on acquiert plusieurs chronogrammes contenant un nombre donné d'impulsions (par exemple cinq dans la figure IV.3), par la suite on superpose ces chronogrammes en assurant un recouvrement des premières impulsions de chacun d'eux. Le délai interimpulsion moyen et la gigue absolue sont alors mesurables graphiquement. Bien que cette méthode demande plus de temps et un traitement informatique des mesures, elle permet néanmoins d'accéder à une donnée essentielle pour les applications LIDAR : la gigue cumulée, que je vais maintenant définir.

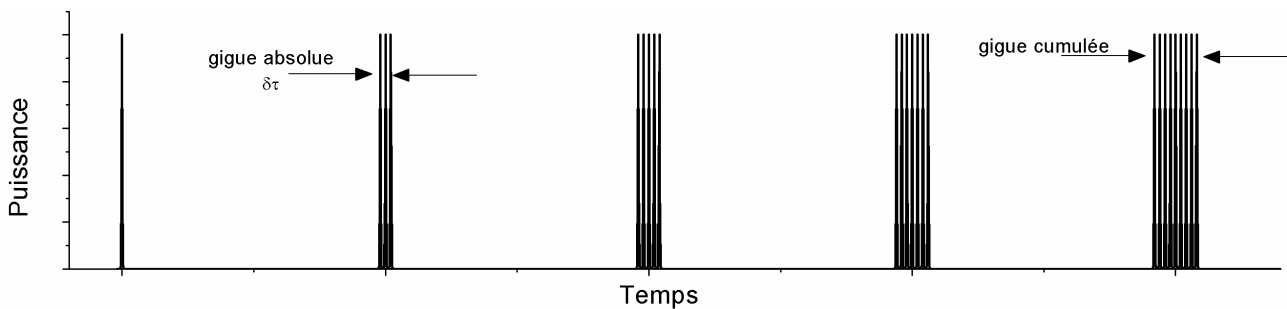


Figure IV.3 Schéma représentant la superposition de plusieurs chronogrammes utilisée pour une détermination graphique de la gigue cumulée

I.1.2 Gigue cumulée

En 1996, Mandeville et Dinndorf présentent leurs travaux sur la gigue d'un système de mesure LIDAR utilisant comme source un microlaser Nd:YAG pompé par fibre et déclenché passivement par un cristal de Cr:YAG à une fréquence de répétition de 500 Hz [IV-3]. La réalisation d'une cartographie précise d'une zone (c'est-à-dire l'acquisition d'une image de l'objet à analyser) nécessite de recueillir 10^4 mesures successives pour l'obtention d'une image de résolution 100×100 pixels. L'écart temporel entre deux impulsions successives est de $200 \pm 10 \mu s$ soit une gigue de 5%. Etant donné le déclenchement passif du laser, l'émission d'une impulsion se produit dès que l'inversion de population atteint le seuil d'émission (c'est-à-dire dès le blanchiment de l'absorbant saturable). L'émission est suivie de l'opacification de l'absorbant saturable, puis d'une nouvelle accumulation d'atomes dans l'état excité, la prochaine impulsion sera émise après $200 \pm 10 \mu s$.

Ainsi, pour une impulsion générée "en avance" de $5 \mu s$ (c'est-à-dire après $195 \mu s$ de pompage), l'impulsion suivante sera affectée par sa gigue temporelle propre (soit $200 \pm 10 \mu s$) mais également par le décalage de l'impulsion émise en avance (soit un déficit de temps de $5 \mu s$). Dans ces conditions, le décalage temporel se cumule à la génération de chaque nouvelle impulsion, ce qui se traduit par une variation importante du délai total entre deux émissions éloignées.

Ainsi, avec l'exemple d'une gigue absolue de $200 \pm 10 \mu s$, après une quarantaine d'impulsions successives, l'incertitude sur le temps probable d'émission dépasse le délai entre deux impulsions (voir le schéma de la figure IV.4).

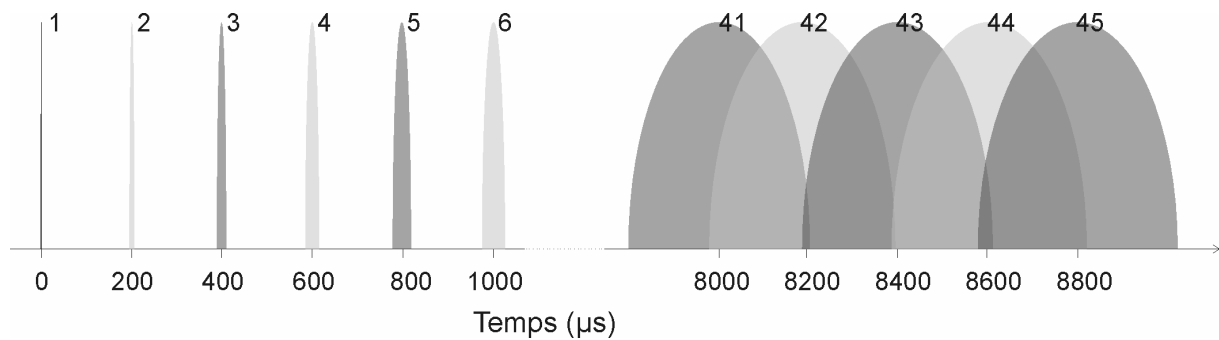


Figure IV.4 Probabilité d'émission d'une impulsion laser délivrant des impulsions toutes les $200 \pm 10 \mu s$ en fonction du nombre d'émissions

Cette accumulation de retard (ou d'avance) à chaque émission peut mener à d'importantes erreurs de mesure sur tout système non synchronisé qui nécessite un nombre important de mesures successives. Afin de rechercher un moyen de prévenir cette accumulation de gigue temporelle, nous allons maintenant étudier ses causes.

I.1.3 Causes de la gigue

Il existe deux causes complémentaires à la gigue des lasers déclenchés. La première concerne l'émission laser qui se construit à partir de l'émission spontanée de photons par le milieu amplificateur placé dans l'oscillateur. Ce processus étant statistique (distribution de Boltzmann), un laser déclenché présentera toujours une gigue temporelle incontournable. La seconde résulte de ce premier constat : dès lors que le début de la construction d'une impulsion résulte d'un processus statistique, le seuil d'émission du laser n'est pas une valeur fixe mais plutôt une limite basse à partir de laquelle la probabilité d'émission croît fortement. Cette zone forme une fenêtre d'inversion de population à l'intérieur de laquelle l'émission laser démarre (voir la figure IV.5). La hauteur de cette fenêtre dépend de la vitesse d'accumulation d'énergie dans la cavité, c'est-à-dire en grande partie de la puissance de pompe. Arvidsson et al. introduisent une représentation graphique similaire à celle que je présente en figure IV.5 [IV-4].

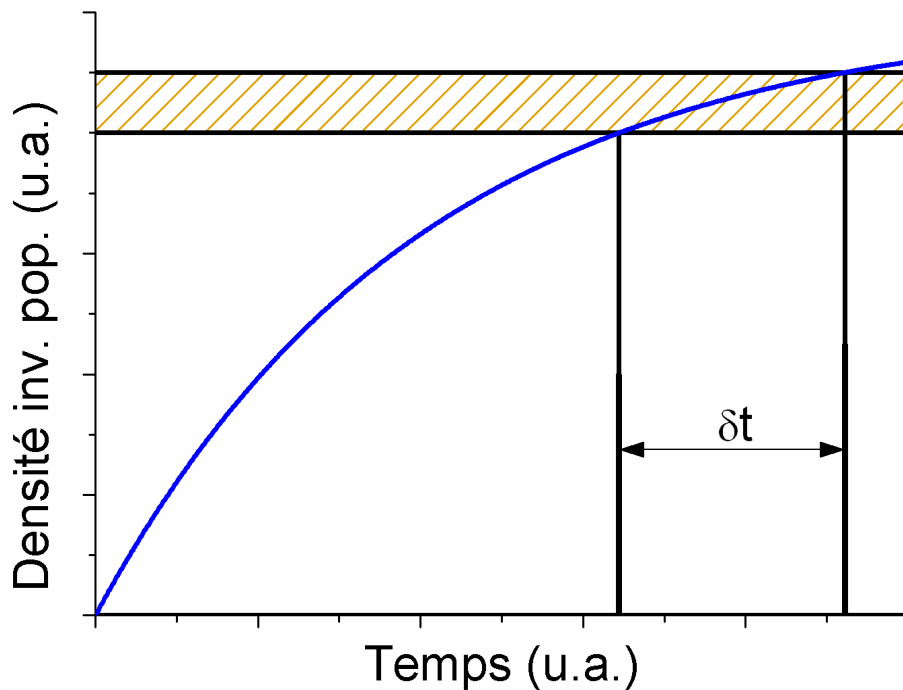


Figure IV.5 Tracé de l'accumulation de gain dans la cavité laser en fonction du temps ; la zone hachurée représente la fenêtre de densité d'inversion de population autorisant l'émission laser ; δt représente l'incertitude sur le moment d'émission

L'épaisseur de cette zone d'incertitude liée au seuil d'émission dépend des paramètres du laser : temps de vie de l'état excité du milieu à gain τ_{MG} , taux de pompage délivré par la diode de pompe W_p ainsi que sa fluctuation ΔW_p et du niveau de seuil de la densité d'inversion de population N_{seuil} , selon la relation suivante formulée par Khurgin et al. [IV-5] :

$$\delta t = \frac{\tau_{MG}}{1 - W_p \tau_{MG} / N_{seuil}} \frac{\Delta P_p}{P_p} \quad (IV.1)$$

avec P_p la puissance de pompe initiale proportionnelle à W_p .

Il apparaît dans cette équation que la puissance de pompe et sa fluctuation sont des paramètres cruciaux pour réduire la gigue temporelle dans un laser déclenché passivement (le pompage par diode étant un cas très courant dans les microlasers, j'emploierai systématiquement le terme de diode pour désigner la source de pompage).

En observant la figure IV.5, on déduit facilement qu'une pente de la courbe du gain plus abrupte que celle présentée induit nécessairement une diminution de la gigue temporelle. Un tel comportement est schématisé dans la figure IV.6 où l'on peut comparer la gigue pour deux puissances de pompe différentes.

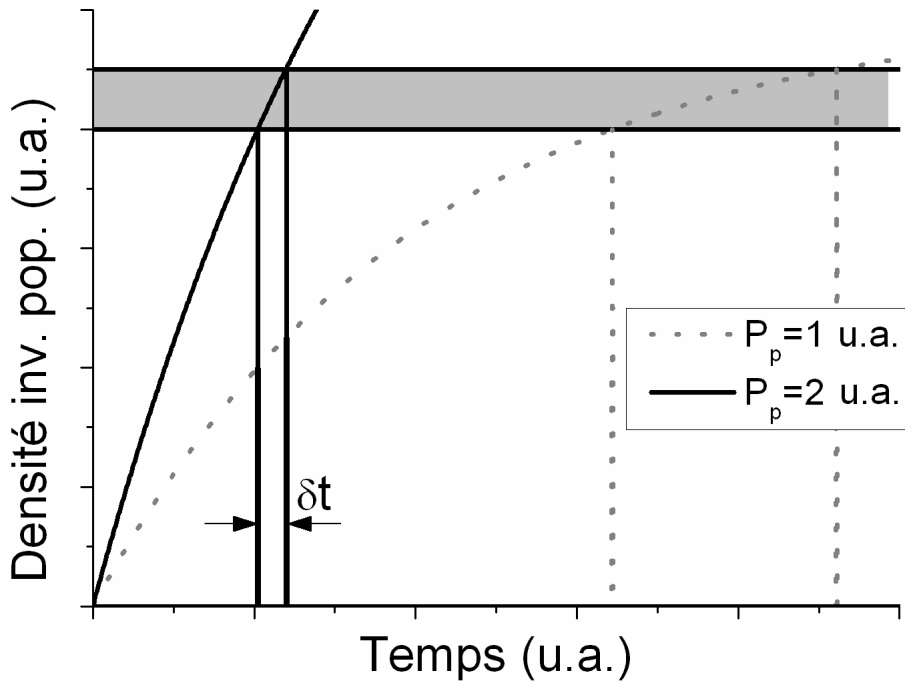


Figure IV.6 Schéma représentant la courbe de gain ainsi que la gigue temporelle pour deux puissances de pompe différentes

Les diodes de pompes typiquement utilisées dans les microlasers ont une puissance de quelques watts ce qui empêche d'obtenir une courbe de gain très abrupte (donc une gigue très faible). De plus, ces diodes sont multimodes, ce qui provoque une fluctuation du niveau de pompage et s'oppose à la réduction de la gigue. Ainsi Mandeville justifie l'importance de la gigue qu'il mesure (5%) [IV-3] comparée à celle moindre observée par Zayhowski (inférieure à 0,5%) [IV-6] par le fait qu'aucune précaution particulière visant à isoler thermiquement et mécaniquement

la pompe n'a été prise dans la configuration expérimentale dont il traite. S'il est donc envisageable de réduire la gigue d'un laser donné en assurant une grande stabilité thermique et spectrale de la diode de pompe, une gigue comprise entre quelques dixièmes de pourcents [IV-6] et quelques pourcents [IV-3] sera systématiquement mesurable pour des microlasers utilisant les diodes de pompe actuellement disponibles sur le marché.

Afin de réduire la gigue des lasers déclenchés passivement, de nombreuses méthodes, que je vais maintenant présenter, ont été imaginées.

I.2 Etat de l'art sur la diminution de la gigue

I.2.1 Techniques exploitant une modulation du gain

Afin de réduire la gigue temporelle d'un microlaser, le déclenchement passif par absorbant saturable a été jumelé à un déclenchement actif par la commutation du gain. Cette méthode consiste à moduler la puissance délivrée par la diode de pompe afin de provoquer l'émission. La puissance de pompe est délivrée selon deux régimes :

- un niveau bas pour lequel l'inversion de population croît lentement afin d'accumuler l'énergie dans la cavité (sans dépasser le seuil laser) ;
- un niveau haut pour lequel l'inversion de population croît rapidement et permet de franchir brusquement le seuil d'émission.

Ce mode de fonctionnement consiste à forcer le passage du seuil d'émission à une date donnée. Il est illustré graphiquement en figure IV.7. Ce procédé permet d'éviter la gigue cumulée puisque chaque émission est déclenchée activement par une horloge externe au laser.

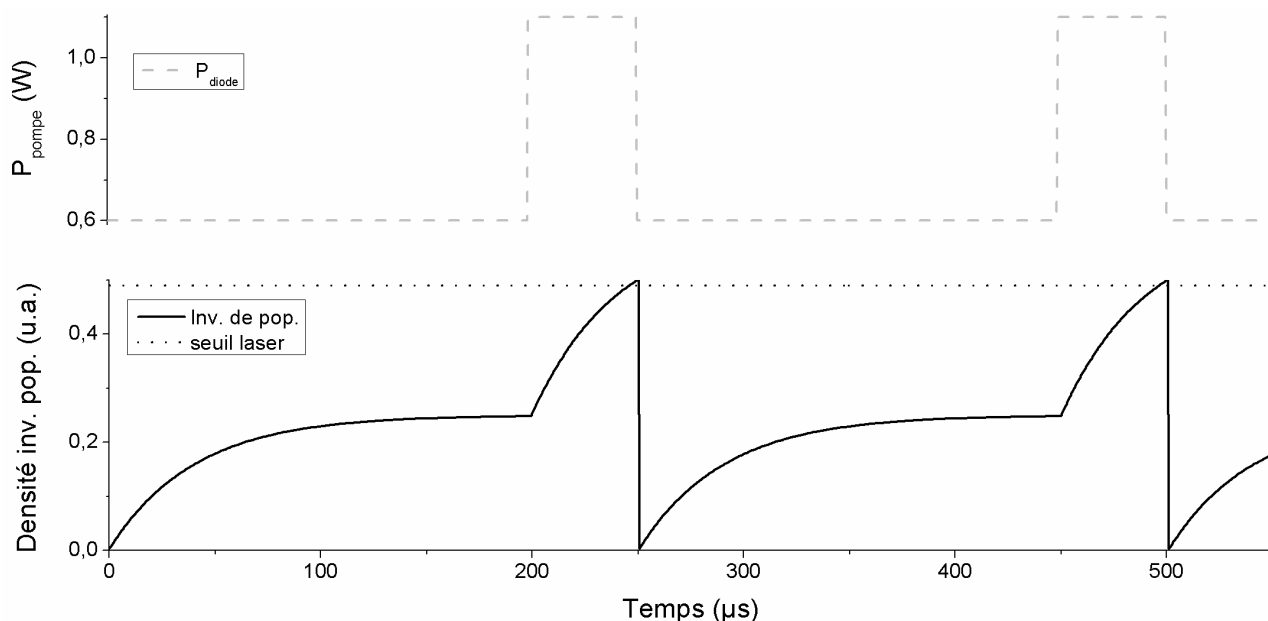


Figure IV.7 Schéma représentant la variation de puissance de pompe et l'inversion de population correspondante afin de réaliser un déclenchement par le gain

Un capteur signalant l'émission d'une impulsion lumineuse doit être associé à un système de synchronisation afin de commander la redescende du niveau de pompage haut au niveau de pompage bas. Pour une fréquence de répétition souhaitée, le niveau bas doit être inférieur au niveau de pompe pour lequel le laser émet spontanément (*free-running*) à cette cadence.

Mandeville et al. ont utilisé un circuit électronique pour synchroniser la variation du niveau de pompe à une horloge externe et à l'émission d'une impulsion du microlaser [IV-3]. Cette configuration a permis de constater que la gigue diminue quand le niveau bas est augmenté pour approcher le seuil d'émission "naturel" du laser. Il est alors possible d'obtenir une gigue relative de 5% sans aucune gigue cumulée.

Plus récemment, Khurgin et al. ont utilisé deux diodes de pompe distinctes pour pomper un cristal de YAG dopé en néodyme : une diode délivre une impulsion de pompe peu énergétique de longue durée (500 μs), la seconde une impulsion beaucoup plus brève (1 μs) de forte puissance crête [IV-5]. L'impulsion longue fournit 99% de l'énergie de pompe. Avec une telle configuration, la gigue temporelle absolue a pu être diminuée d'un facteur supérieur à 10 (de 6 μs à 0,5 μs). Les auteurs évoquent la possibilité de n'utiliser qu'un seul laser à condition de disposer de contrôles électroniques permettant de délivrer les niveaux de pompe appropriés.

Un comportement similaire a pu être observé dans un laser solide avec pour milieu amplificateur un cristal de Nd:CGGG (grenat de calcium/gallium/germanium dopé néodyme) de 1,5 mm d'épaisseur déclenché passivement par un cristal de Cr:YAG de 1 mm d'épaisseur [IV-7].

La diode de pompe émet à une longueur d'onde de 809 nm. La puissance du flux lumineux est variable selon le mode de pompage : 1,09 W en mode continu, entre 0,69 W et 1,1 W en mode de pompage pseudo-impulsionnel. Les impulsions générées à 1064 nm ont une durée de 11 ns pour une énergie de 3,5 μ J. La gigue relative chute de 8,6% en mode de pompage continu à 0,06% en mode pseudo-impulsionnel. Cette diminution de la gigue s'accompagne toutefois d'une diminution de la cadence de répétition du laser qui passe de 3,9 kHz à 192 Hz.

Enfin, Diep Lai et al. ont étudié une technique qui consiste à moduler la puissance de la diode de pompe, mais contrairement au déclenchement par la commutation du gain classique, les niveaux haut et bas sont tous les deux supérieurs (figure IV.8) au seuil d'émission en fonctionnement passif [IV-8].

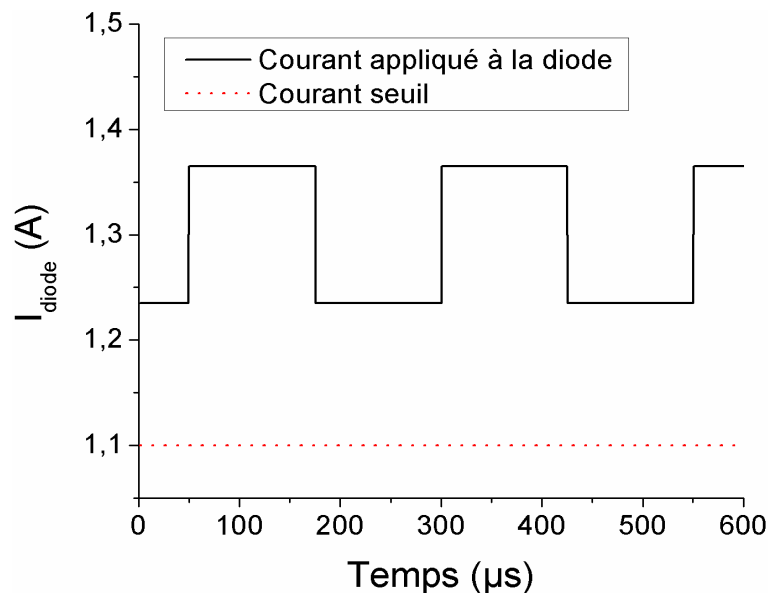


Figure IV.8 Schéma représentant la modulation du courant de la diode de pompe proposé par Diep Lai et al. afin de stabiliser le taux de répétition d'un microlaser [IV-8]

Cette technique nécessite de connaître a priori la fréquence de répétition du laser pour le courant appliqué à la diode et de moduler ce courant selon une période proche du délai entre deux impulsions. Par exemple, pour un courant $I_{moy}=1,3$ A modulé de ± 65 mA, le délai entre deux impulsions τ est compris entre 243 et 273 μs . Les auteurs ont appliqué une modulation de période 250 μs et ont obtenu une stabilité du taux de répétition (c'est-à-dire une gigue relative) de 10^{-5} (durant 3 minutes d'acquisition). Ces résultats obtenus avec un laser massif déclenché (cavité de 9 cm) sont transposables à la technologie des microlasers : un microlaser Nd:YAG déclenché par un absorbant saturable Cr:YAG pompé selon cette technique a permis de générer des impulsions de 2 ns à 54 kHz avec une gigue relative de 10^{-6} .

I.2.2 Techniques exploitant une modulation active des pertes

La gigue des microlasers déclenchés passivement est liée aux fluctuations :

- de la puissance délivrée par la diode de pompe,
- de la valeur du seuil laser, due aux effets thermiques intracavités (modification des zones de stabilité du résonateur).

Nous venons de voir qu'une modulation active du gain dans la cavité permet de réduire la gigue, mais il est également possible d'ajouter un système de modulation passif des pertes (absorbant saturable) au système de modulation actif pour obtenir un déclenchement à la fois passif et actif.

I.2.2.1 Modulation optique

En 1996, Dascalu et al. ont démontré que le blanchiment de l'absorbant saturable dans un laser déclenché passivement peut être provoqué par l'injection d'une impulsion laser externe dans le cristal absorbant saturable [IV-9]. Le montage expérimental qu'ils ont utilisé est schématisé en figure IV.9 : le milieu amplificateur (barreau laser) est un cristal de YAG dopé néodyme, le pompage par lampe se fait en dessous du seuil d'oscillation laser et le déclenchement actif se fait en adressant une impulsion laser (générée par une diode) sur l'absorbant saturable Cr:YAG.

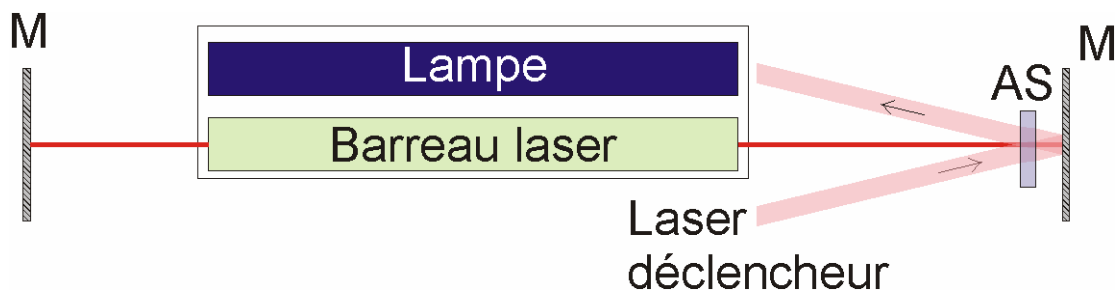


Figure IV.9 Schéma représentant le système de modulation des pertes dues à l'absorbant saturable (AS) à l'aide d'une impulsion laser

Les auteurs montrent que ce déclenchement provoqué par une source laser externe est possible mais n'étudient pas la gigue temporelle d'un tel système. Qui plus est, pour éviter d'injecter le signal de déclenchement dans le barreau amplificateur de l'oscillateur (ce qui perturberait l'émission laser), la distance entre le barreau amplificateur et l'absorbant saturable doit être importante (plusieurs centimètres) ce qui implique une durée d'impulsion conséquente ($\Delta t \approx 326ns$).

Cette technique a été adaptée aux microlasers et brevetée par Thony et al. en 1995 [IV-10]. Cette invention consiste à piloter un milieu absorbant saturable indépendant du milieu à gain (c'est-à-dire excluant les lasers codopés en ions actifs laser et en ions d'absorbants saturables) par l'injection d'un faisceau d'amorçage de sa saturation (typiquement émis par une diode laser). L'injection de ce faisceau dans la couche d'absorbant saturable peut avoir lieu selon différentes méthodes : gravure de la surface de l'absorbant pour réfléchir le faisceau au sein de celui-ci, gravure d'une microlentille au sein du milieu à gain pour focaliser le faisceau d'amorçage dans l'absorbant, éclairage par la tranche, etc.

I.2.2.2 Modulation électro-optique

Dans un microlaser déclenché activement par Zayhowski et al., l'application d'un courant d'1 kV sur un cristal de tantalate de lithium permet de générer des impulsions avec un taux de répétition variable entre 5 et 500 kHz, une gigue absolue inférieure à 0,5 ns, soit une gigue relative de quelques 10^{-6} à quelques 10^{-4} [IV-11]. Ce microlaser (dont j'ai parlé au §III.2.1 du premier chapitre) a la particularité d'être formé de deux sous cavités Fabry-Pérot, possédant un miroir commun, dont l'une possède le milieu amplificateur tandis que l'autre contient le déclencheur électro-optique (qui consiste en un cristal de tantalate de lithium placé entre deux électrodes). L'application d'une forte tension (1 kV) entre les électrodes modifie la longueur du second résonateur et minimise ainsi les pertes globales du système ce qui engendre l'émission d'une impulsion. Les interférences qui permettent l'oscillation laser sur la cavité complète (c'est-à-dire les deux sous cavités) dépendent notamment de la longueur effective de la cavité contenant le déclencheur, laquelle est modifiée par la tension appliquée, mais également par la température. Aussi, afin d'éviter les instabilités dans l'oscillation laser, le contrôle en température d'un tel laser doit être extrêmement précis ($\pm 0,1^\circ\text{C}$).

I.2.2.3 Modulations active et passive cumulées

Nous allons maintenant voir le cas d'un déclenchement hybride actif/passif utilisant un modulateur électro-optique.

Hansson et Arvidsson ont utilisé un cristal de niobate de lithium inséré entre le milieu amplificateur (Nd:YVO_4) et l'absorbant saturable (Cr:YAG) d'un microlaser [IV-5, IV-12]. Le cristal de LiNbO_3 joue le rôle d'une cellule de Pockels, c'est-à-dire qu'il change la transmission du flux lumineux au sein de la cavité (figure IV.10).

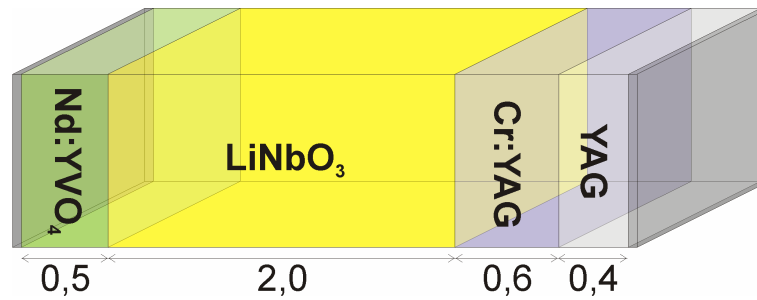


Figure IV.10 Schéma du microlaser à déclenchement hybride actif/passif réalisé par Hansson et Arvidsson [IV-4, IV-11] ; les dimensions sont indiquées en millimètres

Il ressort de leurs travaux que pour un courant de contrôle de 650 V, pour une fréquence de répétition de 25 kHz, la gigue absolue peut être diminuée jusqu'à 65 ps (soit une gigue relative inférieure à $2 \cdot 10^{-6}$). Les impulsions laser émises ont une durée de 3 ns. Les auteurs ont également montré qu'une variation de température de 6°C augmente sensiblement la gigue mais que celle-ci demeure inférieure à 120 ps (absolue) soit $3 \cdot 10^{-6}$ en gigue relative. Il faut néanmoins souligner, que l'implantation du modulateur actif dans la cavité augmente la longueur de celle-ci ce qui se traduit par l'émission d'impulsions longues (>1 ns).

Plus récemment, Wang et al. ont démontré que l'insertion d'un modulateur acousto-optique (déclenchement actif) dans une cavité contenant un cristal de YAG codopé en ions néodymes et chromes (déclenchement passif) permet d'obtenir des performances intermédiaires entre les lasers déclenchés actifs et passifs [IV-13]. Les auteurs comparent les performances d'un déclenchement passif, actif et hybride actif/passif. La gigue temporelle la plus importante est mesurée pour le laser passif : 20 à 30% (délai entre impulsions de $100 \pm 20 \mu s$) ; le déclenchement actif permet d'obtenir une gigue de 0,32% ($61,96 \pm 0,2 \mu s$) ; enfin la combinaison des deux techniques permet de réduire cette gigue à 0,1% ($400 \pm 0,4 \mu s$). Etant donné la grande longueur de la cavité, les impulsions ont une durée typique supérieure à la dizaine de nanosecondes. Les auteurs démontrent de plus qu'il existe des fréquences optimales de fonctionnement du modulateur acousto-optique pour lesquelles la gigue est minimale et qu'entre ces valeurs la gigue temporelle peut augmenter considérablement (jusqu'à un facteur 6).

Dans tous les travaux cités précédemment, le modulateur actif des pertes est inséré dans la cavité du microlaser. Nous avons vu que ce type de montage permet d'obtenir une gigue temporelle faible de typiquement quelques 10^{-4} à 10^{-6} du délai entre impulsions successives. Cependant ce type de configuration cause un allongement de la longueur de la cavité, ce qui induit une durée d'impulsion relativement longue (>1 ns). Qui plus est, étant donné cet allongement de la longueur de cavité, il est difficile d'obtenir une oscillation monomode longitudinale. Les fluctuations de

température provoquent une variation de la longueur effective de cavité, ce qui peut changer la dynamique d'oscillation des modes longitudinaux en cours de fonctionnement. Dans le cas où plusieurs modes longitudinaux peuvent osciller, faire émettre le laser sur un mode unique précis impose un contrôle interférentiel de la longueur de cavité, cette technique nécessite alors un contrôle strict de la température de la cavité (entre 0,1 et 6°C dans les papiers évoqués). De plus, l'émission de plusieurs modes longitudinaux implique l'apparition d'une instabilité en amplitude causée par les battements temporels entre ces mêmes modes.

Afin de concilier une minimisation de la gigue temporelle des lasers déclenchés avec une émission d'impulsions courtes, j'ai élaboré un système original à deux cavités imbriquées que je vais maintenant décrire.

I.2.3 Technique exploitant une réinjection passive

Plus récemment, Nodop et al. ont utilisé une ligne à retard pour réinjecter une fraction d'une impulsion précédemment émise dans la cavité d'un microlaser déclenché par un SESAM [IV-14]. Le montage expérimental employé est reproduit en figure IV.11.

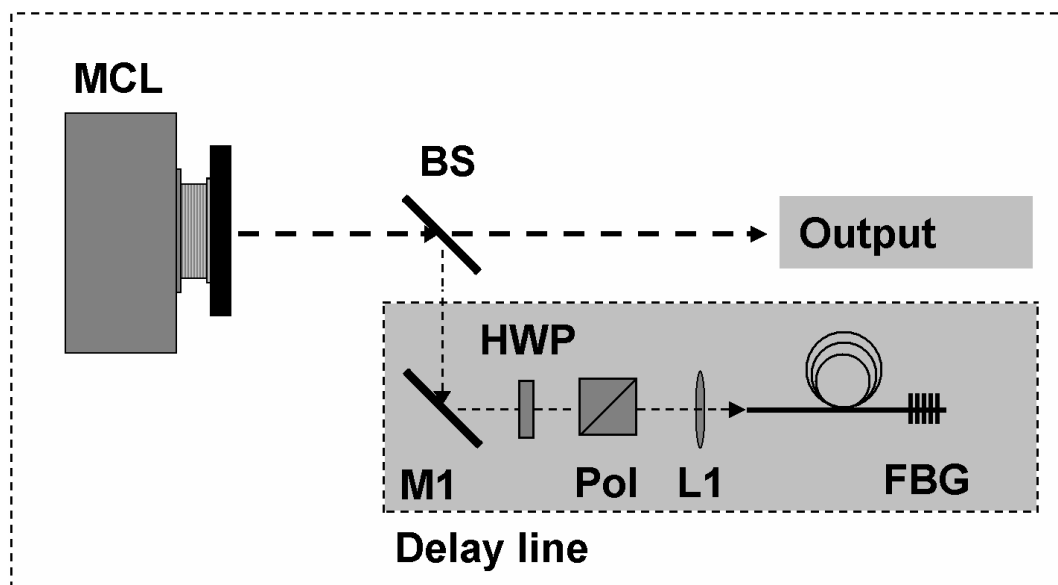


Figure IV.11 Reproduction du schéma expérimental utilisé par Nodop et al. [IV-14].
MCL : microlaser, BS : lame séparatrice ; M : miroir ; HWP : lame quart d'onde ; Pol :
polariseur ; L : lentille ; FBG : réseau de Bragg fibré

Cette configuration fait qu'une impulsion n'est plus construite à partir du bruit d'émission spontanée mais à partir d'un germe qui provient d'une impulsion précédente. Cette technique permet de réduire la gigue temporelle de quelques nanosecondes à une vingtaine de picosecondes pour des impulsions de 200 ps de durée.

Etant donné qu'une nouvelle impulsion est générée après un aller-retour dans une cavité secondaire, le temps entre deux impulsions successive dépend de la longueur de cette sous cavité. Ainsi, des lignes à retard de longueur comprise entre 360 et 100 m ont permis d'obtenir des fréquences de répétition comprise entre 289 et 1034 kHz. L'obtention de fréquence de répétition moins soutenues nécessiterait une longueur de ligne à retard plus importante : ainsi une fréquence de 10 kHz serait possible avec une fibre de 10 km et une fréquence de 1 kHz avec une fibre de 100 km. Cette méthode est par conséquent particulièrement adaptée pour des sources ayant une fréquence de répétition très rapide (l'article présente les résultats pour des fréquences de plusieurs centaines de kilohertz).

II SOURCE LASER A DEUX CAVITES IMBRIQUEES

Nous avons vu qu'une combinaison de déclenchements actif et passif d'un laser impulsif représente une méthode efficace de réduction de la gigue temporelle. J'ai développé une méthode originale de combinaison de déclenchement actif et passif dans une source laser constituée de deux cavités imbriquées.

II.1 Principe du laser à deux cavités imbriquées

Le système laser que je décris est représenté schématiquement en figure IV.12, et est constitué de deux cavités imbriquées l'une dans l'autre avec un miroir commun (M_1) et le même milieu amplificateur.

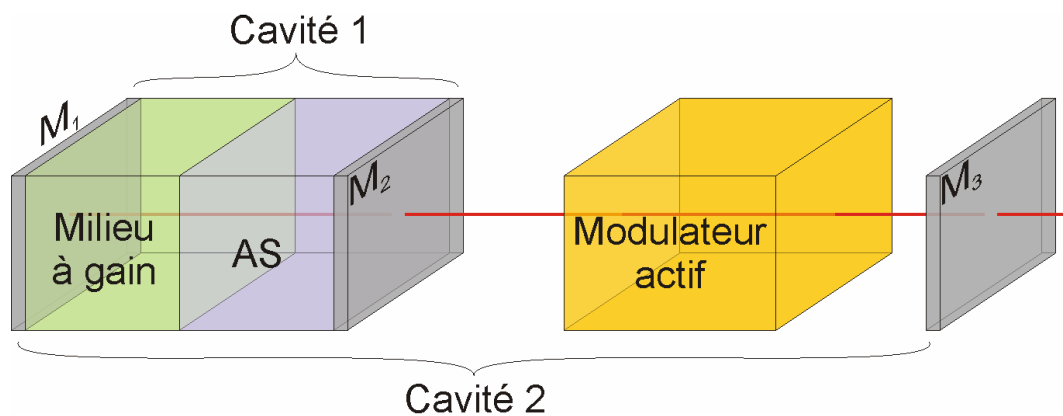


Figure IV.12 Schéma de principe d'une source laser à deux cavités imbriquées : la cavité 1 contient un modulateur passif des pertes (AS : Absorbant Saturable), la cavité 2 un modulateur actif

La cavité 1 est une cavité identique à celle (déjà décrite) des microlasers : deux miroirs diélectriques (M_1 et M_2) sont déposés sur les faces planes parallèles d'un milieu à gain et d'un absorbant saturable de type $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, la longueur de cette cavité est millimétrique (voire plus courte) ce qui implique l'émission d'un mode longitudinal unique.

La cavité 2 est constituée des miroirs M_1 et M_3 , sa longueur est grande (métrique) par rapport à la précédente. Cette différence de taille permet de relâcher les contraintes sur les pertes engendrées par le filtrage spectral des deux résonateurs. Le mode unique de la microcavité peut alors osciller sans perte dans le second résonateur. La cavité 2 contient donc la cavité 1 ainsi qu'un modulateur actif des pertes (voir le schéma de la figure IV.12). On peut également inclure dans

cette cavité d'autres éléments (modules d'amplification, milieu non linéaire, etc.) dont je parlerai dans le paragraphe III traitant d'autres exploitations possibles de ce système à deux cavités couplées.

Le pompage par diode de la cavité 1 est ajusté à un niveau inférieur à son seuil d'émission tandis que le modulateur actif est actionné afin d'introduire de fortes pertes dans le second résonateur. Dans ces conditions, aucune émission laser n'est obtenue. La désactivation du modulateur actif rend celui-ci transparent. Le signal d'émission spontanée se propage jusqu'au miroir M_3 sur lequel il est réfléchi, puis est réinjecté dans la cavité 1. Si le niveau énergétique dans la cavité 1 après la réinjection dépasse le seuil d'émission laser, une impulsion est alors construite dans la cavité 1, puis est émise. Cette impulsion bénéficie des avantages inhérents à une microcavité : émission d'une impulsion brève, sur le mode transverse fondamental TEM_{00} et longitudinalement monomode. Le fait que l'émission dépende de l'activation d'un modulateur permet de supprimer la gigue temporelle cumulée.

Etant donné les longueurs respectives des deux cavités, les fonctions de transfert liées à chacune d'elles sont très différentes en terme de filtrage spectral. Les modes de la cavité 1 sont larges (>200 MHz) et nettement séparés en fréquence (≈ 150 GHz) alors que les modes de la cavité 2 sont beaucoup plus étroits (≈ 200 kHz) et proches en fréquences (≈ 150 MHz). La figure IV.13 représente un mode de la cavité 1 sur une plage de fréquence d'un gigahertz, ce qui correspond à 7 modes la cavité 2.

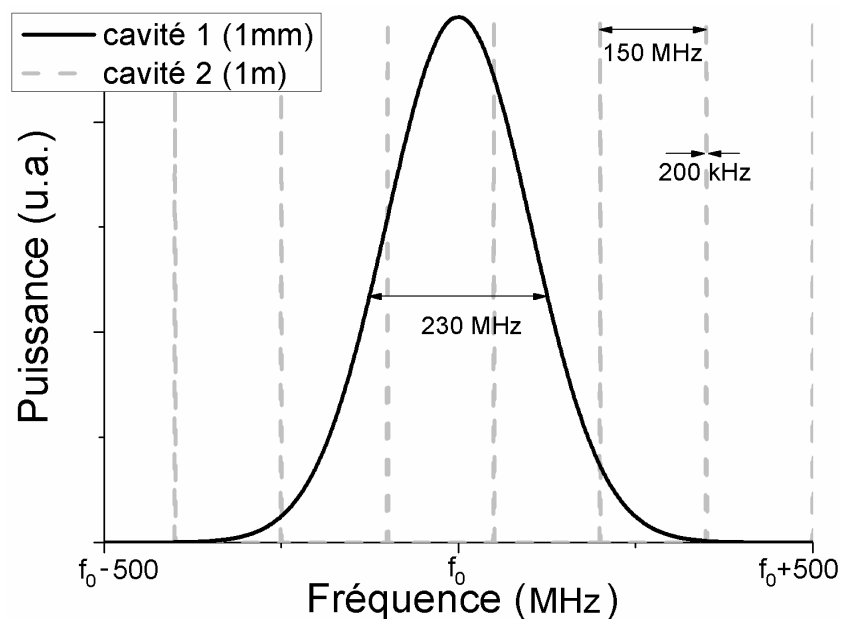


Figure IV.13 Modes des cavités 1 & 2 : quatre modes de la cavité 2 se trouvent dans la bande de fréquence d'un mode la cavité 1

Le fait qu'un mode de la microcavité soit plus large que l'écart entre deux modes de la cavité 2 permet d'obtenir systématiquement un recouvrement entre eux et donc une excitation systématique de la microcavité par la lumière oscillant dans la cavité longue. La variation de la longueur effective des cavités due aux effets thermiques n'a alors que très peu d'influence. L'oscillation monomode dans la cavité courte garantit également l'émission monomode transverse. Néanmoins, la stabilité spatiale de la cavité longue est une condition indispensable à l'obtention d'une émission stable du système complet.

II.2 Simulation du laser à deux cavités imbriquées

Afin d'estimer la possibilité de diminution de la gigue dans un tel système, j'ai simulé numériquement l'évolution des différentes populations dans la microcavité : nombre de photons φ , inversion de population du milieu amplificateur N , population de l'absorbant saturable dans l'état fondamental N_f et excité N_e . Pour respecter la convention d'écriture de la littérature, on utilisera ces quantités comme étant données par unité de volume. Ces calculs nécessitent la résolution des équations couplées d'évolution que je vais maintenant présenter.

II.2.1 Equations couplées d'évolution

Les équations que je présente ici sont celles décrivant le comportement des populations dans la cavité d'un microlaser : un parcours complet de la cavité correspond à un aller-retour dans celle-ci, le diamètre effectif du mode laser (A_{eff}) est sensiblement identique dans le milieu amplificateur et dans l'absorbant saturable [IV-15]. Le nombre de photons dans la cavité est influencé par trois phénomènes : l'émission stimulée, les pertes et l'émission spontanée, selon l'équation IV.1.

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\varphi}{t_r} \left(2\sigma N l - 2\sigma_f N_f l_{AS} - 2\sigma_e N_e l_{AS} - \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L \right) + \varphi_{sp} \quad (IV.1)$$

avec φ le nombre de photons par unité de volume et t_r le temps de parcours de la cavité. Les différents termes de cette équation correspondent aux phénomènes suivants :

- l'émission stimulée d'un photon par le milieu amplificateur ($2\sigma N l$), où σ est la section efficace d'émission du milieu amplificateur, l sa longueur, et N son inversion de population ;

- l'absorption par l'absorbant saturable dans l'état fondamental ($2\sigma_f N_f l_{AS}$) et excité ($2\sigma_e N_e l_{AS}$), où σ_i ($i=f,e$) est la section efficace d'absorption du niveau i , N_i la population de l'absorbant saturable dans l'état i , et l_{AS} la longueur de l'absorbant saturable ;
- les pertes dues au couplage de sortie de la cavité ($\ln(1/R)$) et les pertes optiques intrinsèques de la cavité (L) ;
- l'émission spontanée $\phi_{sp} = \sigma N l / A_{eff} t_r$.

L'inversion de population dans le milieu amplificateur croît avec le pompage optique et décroît avec l'émission.

$$\frac{dN}{dt} = W_p - 2c\sigma N\phi - \frac{N}{\tau} \quad (IV.2)$$

avec c la vitesse de la lumière, W_p le taux de pompage qui dépend de la puissance de pompe P_p , de l'énergie par photon de pompe $h\nu_p$, de l'absorption des photons de pompe α , de la longueur du cristal amplificateur l et du diamètre du faisceau de pompe A_p selon la relation $W_p = P_p (1 - \exp(-2\alpha l)) / h\nu_p A_p l$. L'émission stimulée est représentée par le terme $2c\sigma N\phi$, et la désexcitation spontanée par le terme N/τ où τ est le temps de vie de l'état excité.

Enfin l'absorbant saturable est décrit par un modèle à quatre niveaux (représenté en figure IV.14), particulièrement adapté aux cristaux de YAG dopés en ions chrome [IV-16, IV-18]. Dans ce modèle, un absorbant saturable est initialement dans son état fondamental, l'absorption d'un photon excite le système depuis le niveau fondamental f vers une bande énergétique haute h . La bande h subit une relaxation rapide vers le niveau énergétique excité e . A partir du niveau e , le système peut se désexciter vers le niveau fondamental f ou absorber un nouveau photon et être excité vers une bande d'énergie plus grande g .

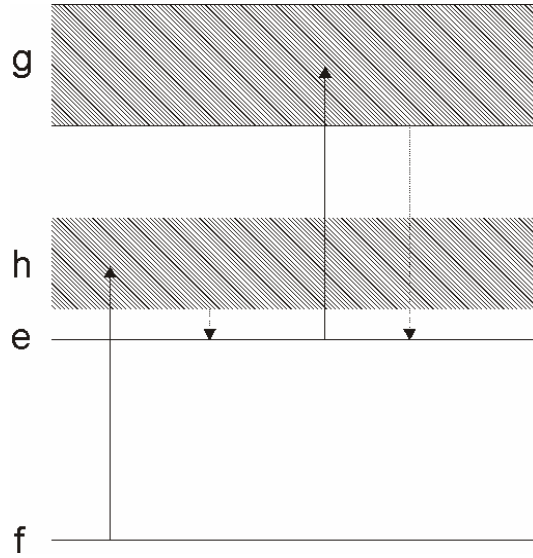


Figure IV.14 Diagramme énergétique d'un absorbant saturable à 4 niveaux

L'équation d'évolution de la population d'électrons de l'absorbant saturable dans l'état fondamental N_f est :

$$\frac{dN_f}{dt} = \frac{N_e}{\tau_{AS}} - 2c\sigma_f N_f \varphi \quad (\text{IV.3})$$

où N_e est la densité de population de l'absorbant saturable dans l'état excité, accessible simplement grâce à la relation $N_e + N_f = \text{cste} = N_0$, τ_{AS} est le temps de vie de cet état excité, le dernier terme du membre de droite représentant l'excitation par un photon de l'absorbant saturable.

Remarque : dans la plupart des articles traitant de la résolution de ces équations pour un microlaser, le but est de calculer la durée et la puissance crête des impulsions générées. Les auteurs se placent alors dans un cas où l'inversion de population est au-delà du seuil d'émission, et négligent l'émission spontanée φ_{sp} , le taux de pompage W_p , ainsi que la désexcitation spontanée du milieu à gain et de l'absorbant saturable [IV-17 à IV-20].

II.2.2 Conditions initiales et paramètres utilisés

J'ai choisi de considérer pour origine du temps le début du pompage du laser. On fixe les conditions initiales réalistes suivantes :

- aucun photon n'est présent dans la cavité $\varphi(0) = 0$,
- le milieu amplificateur est dans son état fondamental $N(0) = 0$,

→ l'absorbant saturable est également à l'état fondamental $N_f(0) = N_0$ et $N_e(0) = 0$.

Les paramètres de la simulation, proches des paramètres d'un microlaser Nd:YAG déclenché par un absorbant saturable Cr:YAG, sont détaillés dans la table IV.1.

Tableau IV.1 Paramètres d'une cavité microlaser Nd:YAG déclenchée par Cr:YAG

l	1 mm
l_{AS}	0,7 mm
σ	$6,6 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2$
σ_f	$4,3 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2$
σ_e	$8,2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2$
τ	230 μs
τ_{AS}	4 μs
L	2 %
λ_p	808 nm
α	600 m^{-1}

La puissance de la diode de pompe P_p est un paramètre variable de la simulation, ainsi que la réflectivité R du coupleur d'extraction. Afin de simuler la transparence du modulateur actif de la cavité 2, j'ai choisi d'augmenter brusquement cette réflectivité selon une loi d'évolution que je préciserai au paragraphe II.2.3.3.

II.2.3 Méthode et résultats numériques

II.2.3.1 Méthode de résolution

Afin de résoudre les équations couplées d'évolution des populations dans la cavité, j'ai utilisé un solveur numérique à pas variable de type ODE (de l'anglais *Ordinary Differential Equation*) utilisant la méthode de Runge Kutta (ODE45 ou ODE23).

Mes premiers travaux ont exploité le solveur ODE45 (Runge Kutta d'ordre 4-5) qui est la méthode couramment utilisée par défaut. Il s'avère que le solveur ODE23 (Runge Kutta d'ordre 2-3) nécessite une durée de calcul moindre (figure IV.15.b) pour des résultats seulement très légèrement différents (figure IV.15.a) : l'écart sur la durée des impulsions est inférieur à 1,2% et celui sur les puissances crête est inférieur à 0,8%. L'instant d'émission est identique selon les deux méthodes à un facteur $2 \cdot 10^{-6}$ près (<100 ps). Etant donné que je mène une étude sur les délais entre impulsions, pour lesquels les deux solveurs affichent des résultats équivalents, j'ai choisi d'utiliser le solveur

ODE23. La comparaison de l'évolution des densités de photons et des durées de calcul de ces deux solveurs est visible dans la figure IV.15.

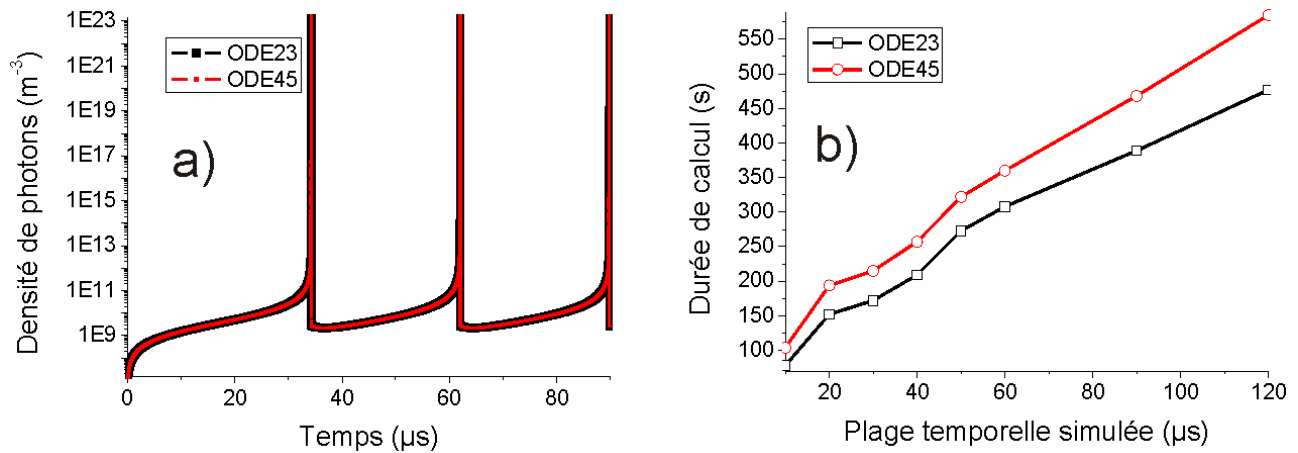


Figure IV.15 Comparaison des résultats obtenus avec les solveurs ODE23 et 45 : (a) évolution de la densité de photons, (b) temps de calcul

II.2.3.2 Laser purement passif

Le premier test du programme de simulation a consisté à vérifier que l'évolution des populations dans la cavité correspond bien à celle connue des microlasers : le pompage cause une augmentation de l'inversion de population, qui provoque la génération de photons, jusqu'au seuil de blanchiment de l'absorbant saturable. Une fois ce seuil atteint, l'absorbant saturable devient très brutalement transparent. L'émission stimulée cause alors une croissance rapide du nombre de photons, et l'inversion de population s'épuise soudainement. Une fois l'impulsion émise, le processus recommence. Ce comportement est observable sur les courbes de la figure IV.16.

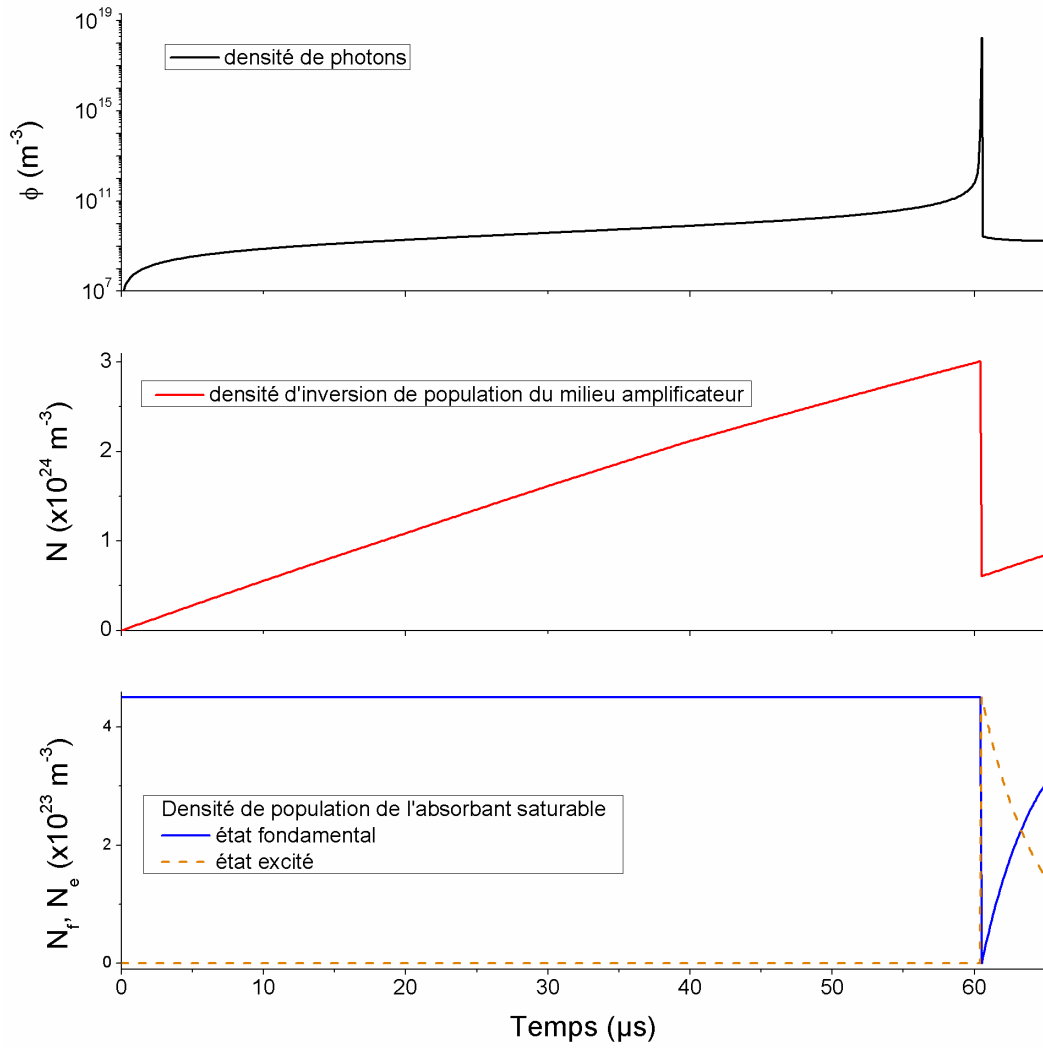


Figure IV.16 Evolution (a) de la densité de photon, (b) du gain et (c) des populations de l'absorbant saturable (AS) jusqu'à l'émission de la première impulsion

Ces résultats, obtenus pour une puissance de pompe de $P_p=3 \text{ W}$ et une réflectivité $R=90\%$, reproduisent le comportement typique d'un microlaser.

Dans cette configuration ($P_p=3 \text{ W}$), la première impulsion est générée au bout d'environ $60 \mu\text{s}$. Par la suite, étant donné que l'inversion de population ne redescend pas à un niveau nul après l'émission, la génération d'une nouvelle impulsion est plus rapide, comme on peut le constater sur le graphe IV.17. Le délai entre deux impulsions successives est d'environ $50 \mu\text{s}$.

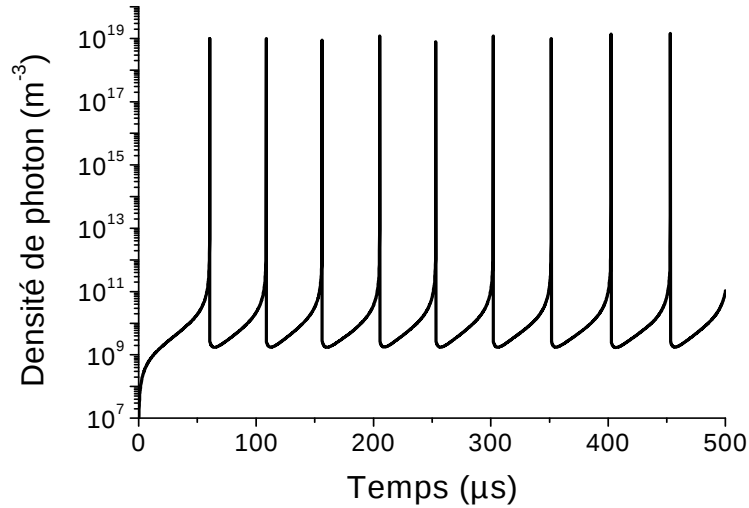


Figure IV.17 Train de 10 impulsions obtenu pour une puissance de pompe de 3 W

Afin d'étudier la gigue de notre système, nous allons maintenant travailler avec une puissance de pompe plus élevée ($P_p=5$ W) pour réduire le délai interimpulsion, ce qui ne change pas la dynamique du système mais permet de réduire notablement le temps de calcul. Les impulsions générées grâce à une puissance de pompe de 5 W sont séparées par un délai de $27,76 \mu s$. Sur la figure IV.18, on peut voir la variation de ce délai au fil du temps, c'est-à-dire la gigue entre impulsions successives. On constate que cette gigue est inférieure à 2 ns soit plus de trois ordres de grandeur plus petite que la gigue réelle d'un microlaser. Cette gigue trouve sa source uniquement dans le bruit numérique de simulation puisqu'aucun bruit sur la puissance de pompe n'est encore simulé.

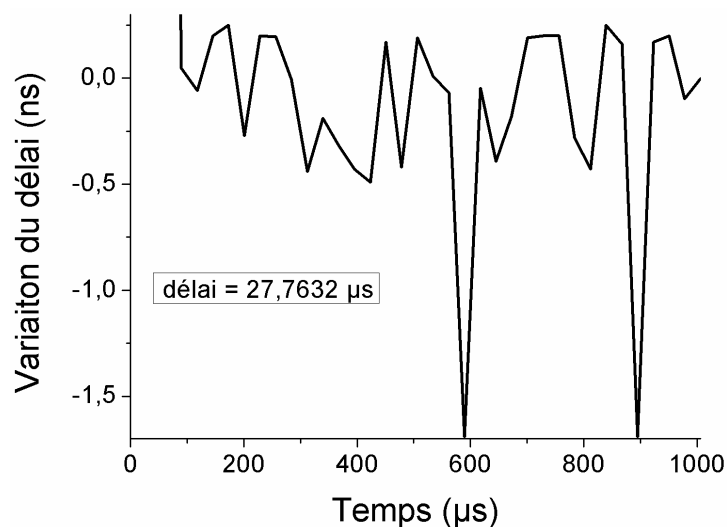


Figure IV.18 Variation du délai interimpulsion due au bruit numérique pour une puissance de pompe de 5 W

Afin d'obtenir une gigue numérique qui concorde avec les données expérimentales des microlasers, on va utiliser un terme numérique aléatoire qui va modifier la puissance de pompe d'un facteur η . L'équation IV.2 devient alors :

$$\frac{dN}{dt} = \eta W_p - 2c\sigma N\varphi - \frac{N}{\tau} \quad \text{avec} \quad \eta = 1 + \frac{\Delta W_p}{W_p} \quad (\text{IV.4})$$

La variation au cours du temps de la puissance de pompe ΔW_p doit être relativement longue comparée au pas temporel de calcul, sans quoi sa contribution moyenne est nulle. Etant donnée que la dérive en puissance de la diode de pompe est typiquement de quelques dizaines de microsecondes, j'ai choisi de calculer un nouveau terme aléatoire η toutes les 30 μ s.

La figure IV.19 montre graphiquement l'évolution du délai entre deux impulsions successives pour différentes variations du taux de pompage ΔW_p . Les différentes valeurs de la gigue correspondante (absolue et relative) sont récapitulées dans le tableau IV.2.

Tableau IV.2 Gigue temporelle pour un laser dont la puissance de pompe de 5 W varie d'un facteur ΔW_p au cours du temps

ΔW_p (%)	gigue absolue (μs)	gigue relative (%)
20	25,5	91,7
10	4,7	17,1
5	2,5	9,0
2,5	1,1	4,0
1	0,5	1,8

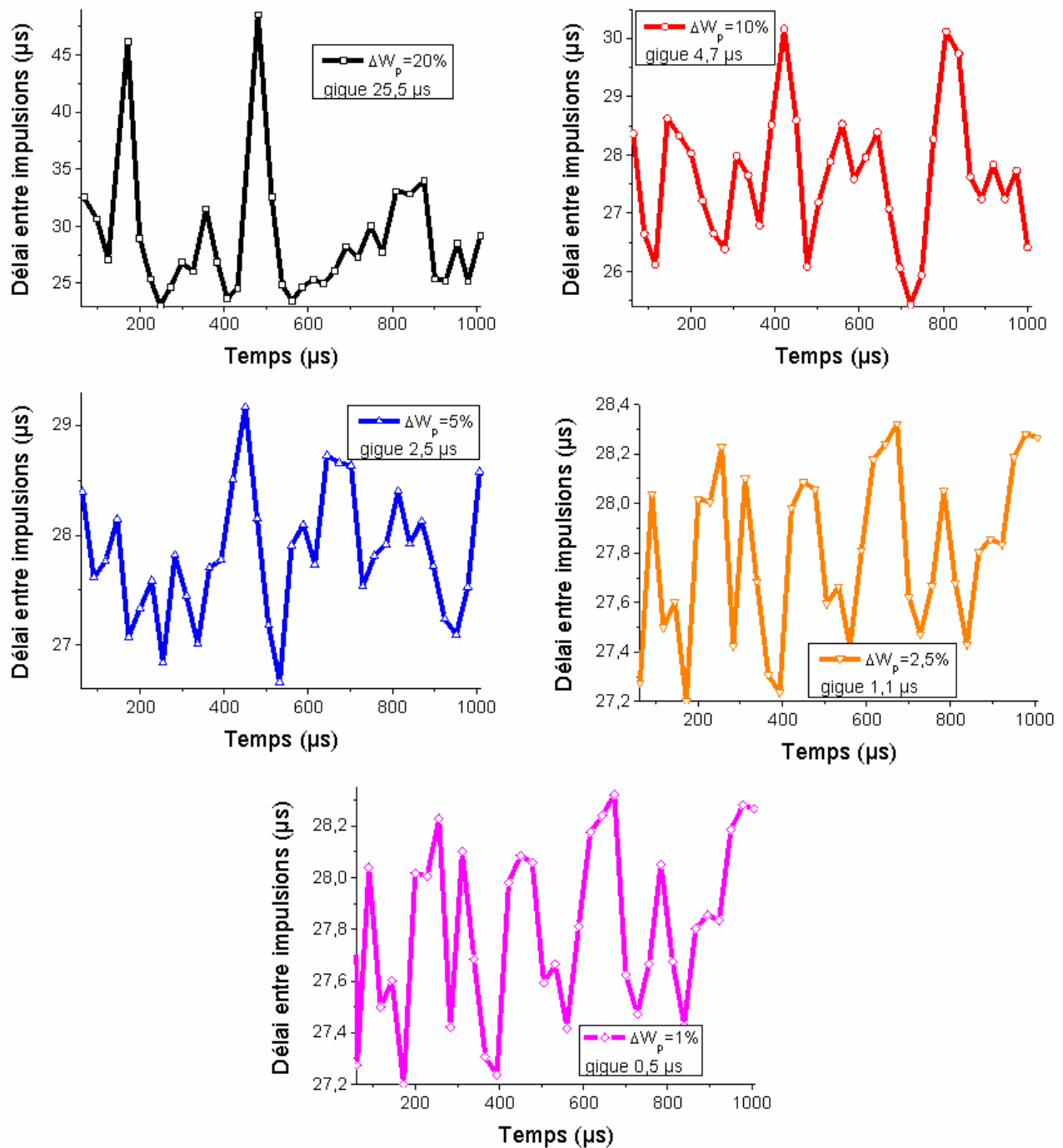


Figure IV.19 Variation de l'écart temporel entre deux impulsions, obtenu pour une puissance de pompe de 5 W variant d'une quantité ΔW_p

On constate que, dans le modèle numérique, une puissance de pompe de $5 \pm 0,25$ W (cas réaliste des diodes utilisées dans les microlasers) correspond à une gigue de quelques pourcents d'un cycle d'émission, ce qui concorde avec les données expérimentales de l'état de l'art que j'ai présenté précédemment, qui relatent une gigue relative de 0,5 à 10%.

II.2.3.3 Laser hybride actif/passif

Afin de simuler le déclenchement actif de la cavité 2, j'ai choisi de considérer une cavité unique de type microlaser (Fabry-Pérot) avec un coefficient de réflectivité variable du miroir d'extraction. Cette configuration nécessite de remplacer le miroir de forte réflectivité ($R_{\text{haut}}=0,9$) par un miroir avec un coefficient de réflexion moindre ($R_{\text{bas}}=0,7$), de laisser se mettre en place l'inversion de population, puis d'augmenter brutalement la réflectivité.

J'ai tout d'abord comparé les résultats obtenus pour deux types de variation de la réflectivité :

- une évolution instantanée de type fonction d'Heavyside avec $R=0,7$ si $t < t_0$ et $R=0,9$ si $t > t_0$ où t_0 est le temps auquel on active le modulateur actif,
- une évolution progressive en forme de fonction arc tangente variant de $R=0,7$ à $R=0,9$ en quelques nanosecondes (temps de montée typique d'un modulateur acousto-optique).

Ces deux lois d'évolution de la réflectivité sont représentées graphiquement en figure IV.20.

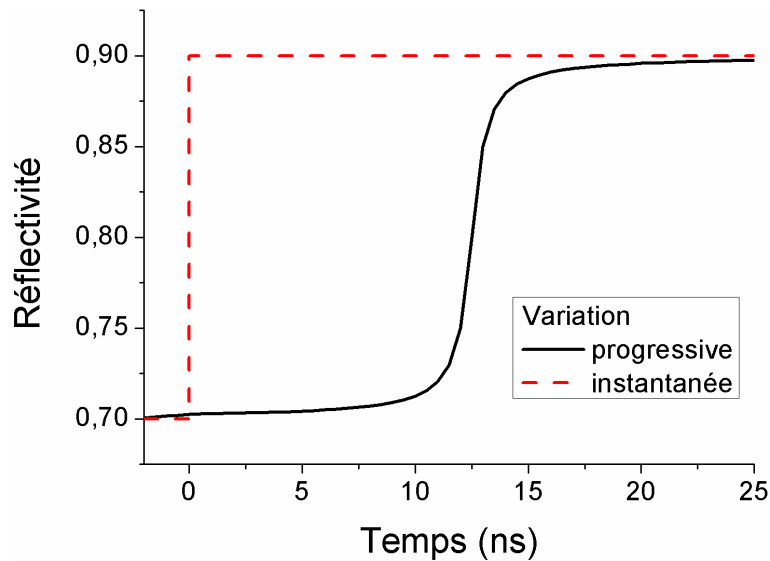


Figure IV.20 Variation de la réflectivité pour deux temps de montée : évolution progressive en arc tangente (trait plein) et évolution instantanée (en pointillés)

Les résultats en terme de gigue temporelle sont sensiblement identiques, aussi je présenterai des résultats obtenus pour un cas simplifié où la réflectivité varie instantanément. Les figures IV.21 à IV.24 présentent une comparaison obtenue numériquement de la gigue absolue d'un laser à déclenchement hybride actif/passif à celle d'un laser purement passif pour différentes valeurs de fluctuation de la puissance de pompe W_p . Les valeurs de gigue sont récapitulées dans le tableau IV.3.

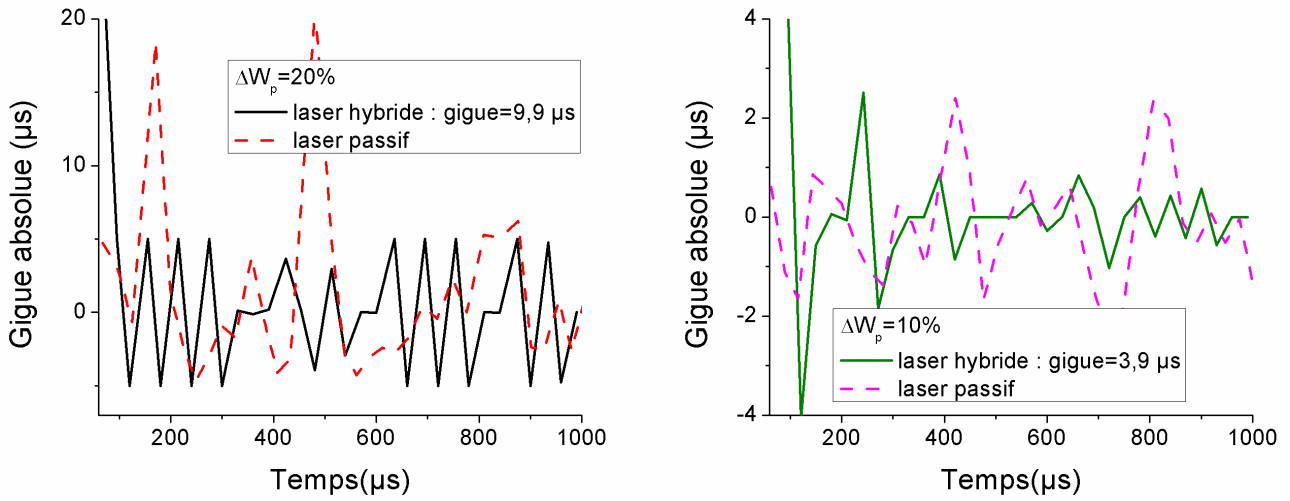


Figure IV.21 Gigue temporelle absolue pour $\Delta W_p = 20\%$ (gauche) et $\Delta W_p = 10\%$ (droite)

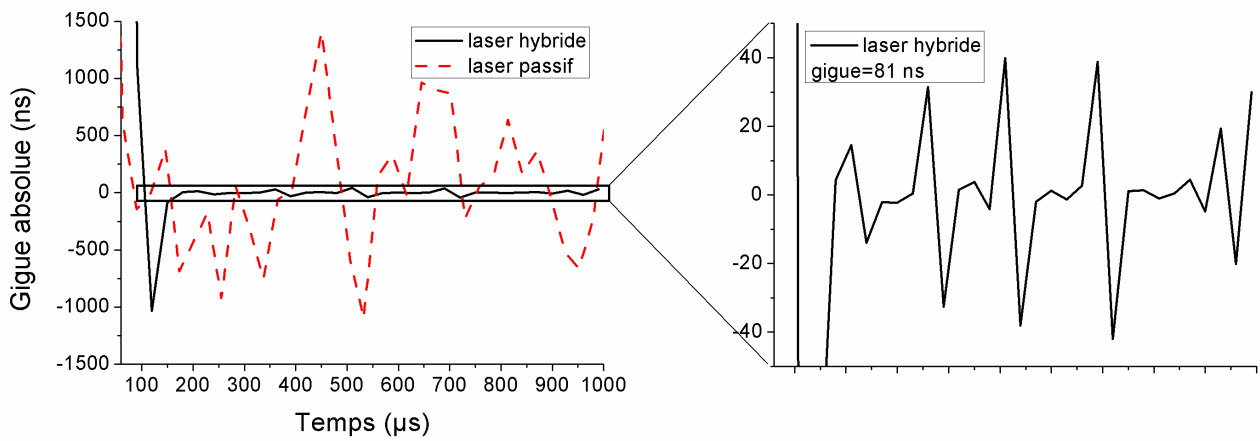


Figure IV.22 Gigue temporelle absolue pour $\Delta W_p = 5\%$

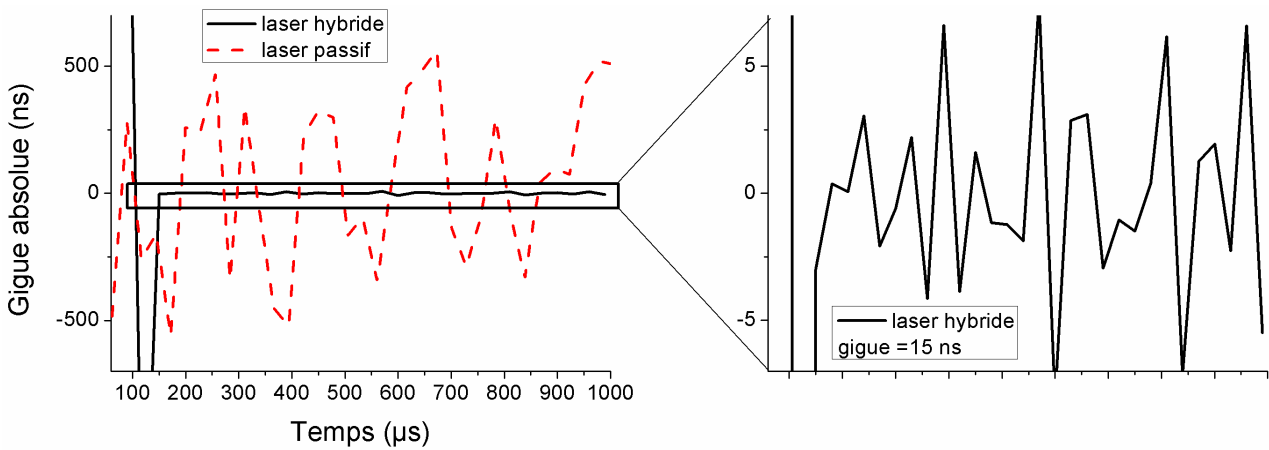


Figure IV.23 Gigue temporelle absolue pour $\Delta W_p = 2.5\%$

Enfin on peut voir en figure IV.24 la gigue temporelle simulée pour un laser hybride dont la puissance de pompe varie très peu ($\Delta W_p=1\%$). Dans ce cas la gigue relative est de 0,01%.

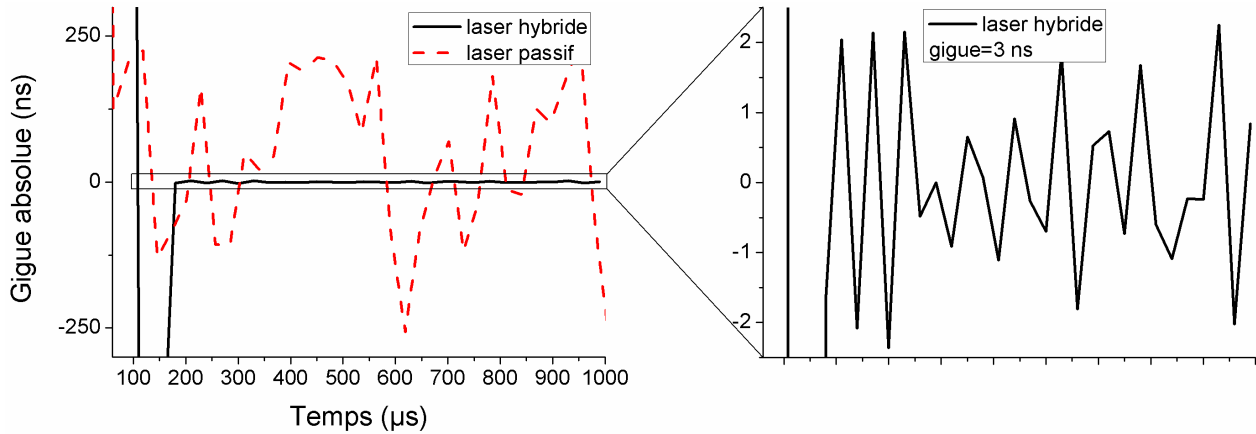


Figure IV.24 Gigue temporelle absolue pour $\Delta W_p = 1\%$

On constate une importante réduction de la gigue relative entre un laser passif et un laser hybride actif/passif (tableau IV.3). On prévoit ainsi que pour un laser dont la puissance de pompe varie de quelques pourcents (cas réaliste), la gigue pourra être diminuée de deux ordres de grandeur.

Tableau IV.3 Gigues temporelles relatives et absolues pour des configurations passives et hybrides actives/passives pour différentes fluctuations de la puissance de pompe ΔW_p

ΔW_p (%)	gigue relative (%)		gigue absolue (s)	
	laser passif	laser hybride	laser passif	laser hybride
20	91,7	33	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$9,9 \cdot 10^{-6}$
10	17,1	13	$4,6 \cdot 10^{-6}$	$3,9 \cdot 10^{-6}$
5	9	0,27	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$8,1 \cdot 10^{-8}$
2,5	4	0,05	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$
1	1,8	0,01	$5 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-9}$

On vérifie également que les impulsions générées dans cette cavité ont une durée compatible avec celle d'impulsions émises par un microlaser. Etant donné que la cavité simulée est de longueur millimétrique, les impulsions devraient avoir une durée subnanoseconde. La fluctuation de la durée d'impulsion au cours du temps ainsi qu'un exemple de profil temporel d'une impulsion sont visibles en figure IV.25. On constate que les impulsions trouvées ont une durée variable comprise entre 145 et 170 ps.

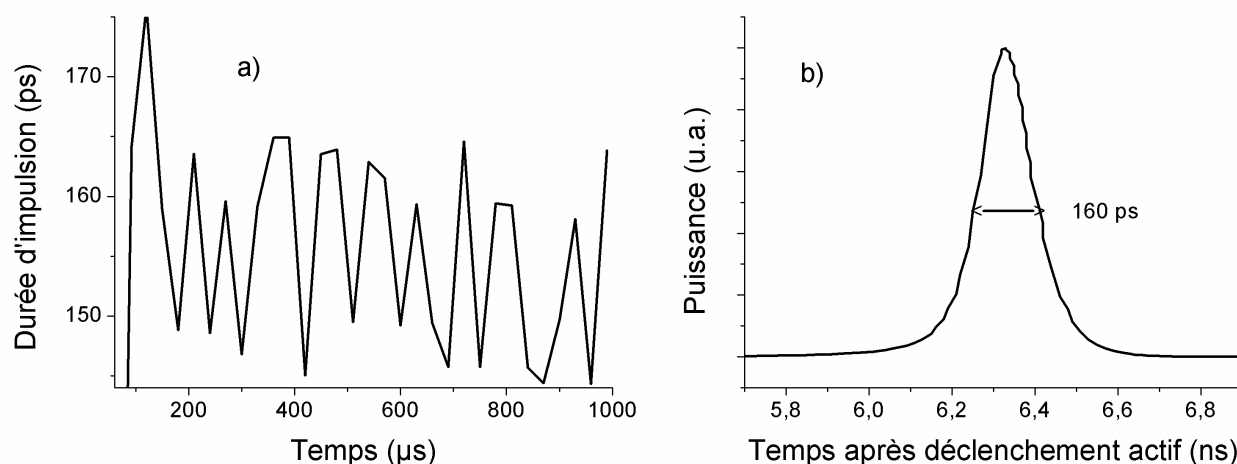


Figure IV.25 Evolution de la durée des impulsions générées pour $\Delta W_p = 1\%$ (a) et profil temporel d'une impulsion (b)

L'ensemble de ces résultats de simulations numériques tend à montrer qu'une brusque diminution des pertes dans la cavité longue (équivalent d'une augmentation de la réflectivité du miroir d'extraction) aboutit à une diminution significative (par un facteur compris entre 2,5 et 180 selon la fluctuation du taux de pompage W_p) de la gigue relative par rapport à celle d'un microlaser passif.

II.3 Etude expérimentale du laser à deux cavités imbriquées

Afin d'obtenir un laser avec une gigue temporelle réduite, j'ai réalisé le montage expérimental d'un système hybride actif/passif à double cavité, représenté en figure IV.26.

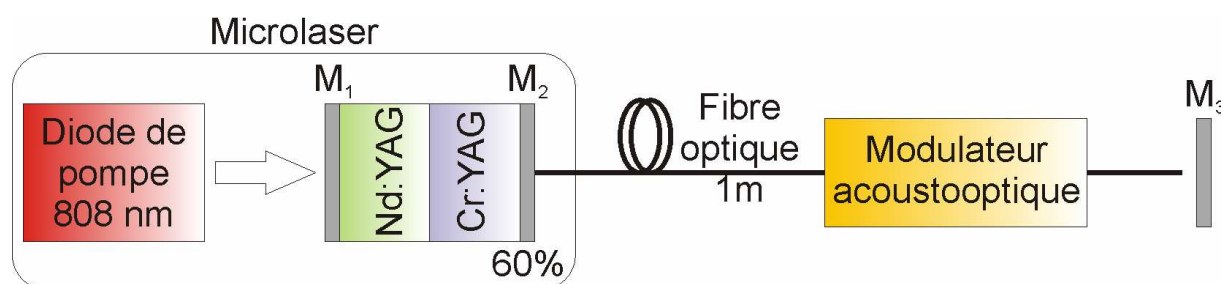


Figure IV.26 Montage expérimental d'un laser déclenché hybride actif/passif; le microlaser fibré est une source disponible dans le commerce

La cavité courte comprise entre les miroirs M_1 et M_2 (l'analogue de la cavité 1 du schéma IV.12) est constituée par un microlaser disponible dans le commerce (Horus Laser) pour lequel nous avons choisi un miroir de couplage d'extraction M_2 de réflectivité égale à $R \approx 60\%$. La

puissance de pompe est accordable entre zéro et quelques watts, ce qui permet de se placer en dessous ou au dessus du seuil laser, et dans ce cas d'adapter la cadence de répétition du laser.

A l'aide d'un oscilloscope numérique large bande (Tektronix TDS 3032), nous avons mesuré la gigue absolue de ce laser. Nous avons vérifié qu'elle dépend de la puissance délivrée par la diode de pompe : pour une puissance forte (correspondant à un taux de répétition supérieur à 6,9 kHz) la gigue absolue est d'environ 8 μ s (soit une gigue relative supérieure à 5%). A faible puissance ($f_{\text{rép}} \approx 1,55$ kHz) la gigue absolue est beaucoup plus élevée, comme on peut le voir sur la figure IV.27 qui présente l'évolution de la gigue en fonction de la fréquence de répétition du laser (et par conséquent de la puissance de pompe).

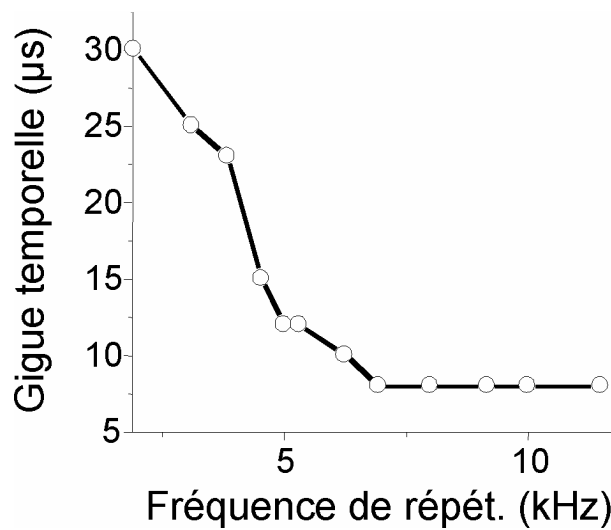


Figure IV.27 Evolution de la gigue en fonction de la fréquence de répétition du microlaser

La sortie du microlaser est directement couplée dans une fibre optique monomode (modèle HI980 de chez Corning, $\lambda_c = 980 \pm 50$ nm, ON=0,2) soudée à un modulateur acousto-optique (MAO) fibré (temps de montée=5 ns, pertes "ON"=6 dB, pertes "OFF"=0,7 dB) suivi d'un miroir de haute réflectivité à 1064 nm (miroir M_3 sur IV.26). L'introduction de cette fibre monomode à la longueur d'onde laser permet de réaliser un filtrage spatial garantissant une émission monomode transverse.

La puissance de pompe est ajustée à un niveau en deçà du seuil laser de la microcavité seule. Aucun signal laser n'est généré quand le modulateur est activé (pertes importantes). La commutation du modulateur (pertes basses) provoque une soudaine réduction des pertes dans la cavité longue. Le signal continu de faible niveau (émission spontanée) issu de la cavité courte est alors réfléchi par le miroir M_3 et réinjecté dans le microlaser où il permet le franchissement du seuil laser. Le délai entre la commutation du modulateur et la génération d'une impulsion est présenté sur la figure IV.28.a et la gigue temporelle sur la figure IV.28.b.

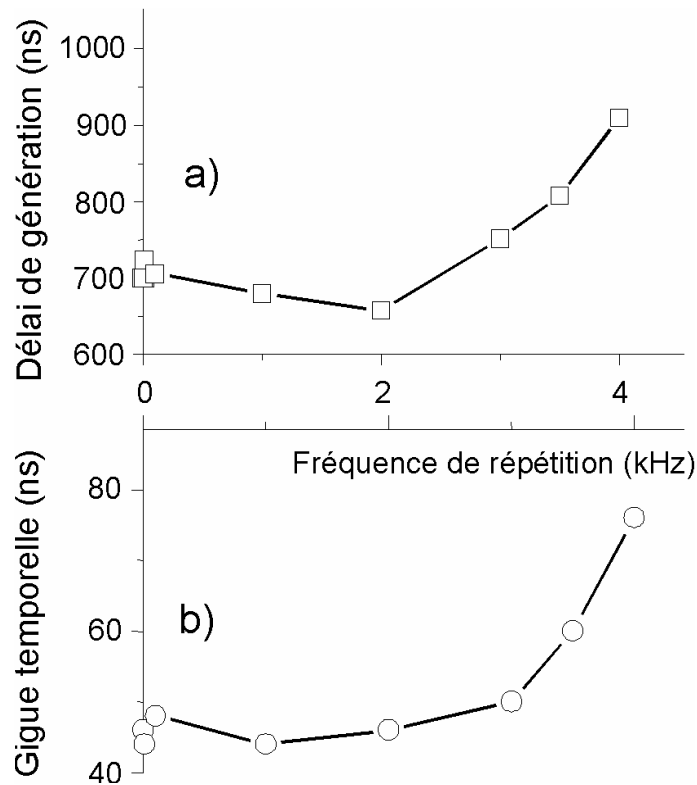


Figure IV.28 Délai de génération d'impulsion (a) et évolution de la gigue (b) en fonction de la fréquence de répétition d'un système microlaser à déclenchement hybride actif/passif

On constate que la gigue temporelle absolue est dans tous les cas inférieure à 80 ns, ce qui représente une amélioration au minimum par un facteur 125. A une fréquence de répétition de 1 kHz, la gigue absolue est d'environ 45 ns, soit une réduction par un facteur 200. Dans tous les cas, la gigue relative est inférieure à 0,03%, avec une valeur minimale de $5 \cdot 10^{-6}$ pour une très faible fréquence de répétition (environ 100 Hz). Ces résultats s'avèrent en très bon accord avec les meilleures performances prévues par les calculs numériques.

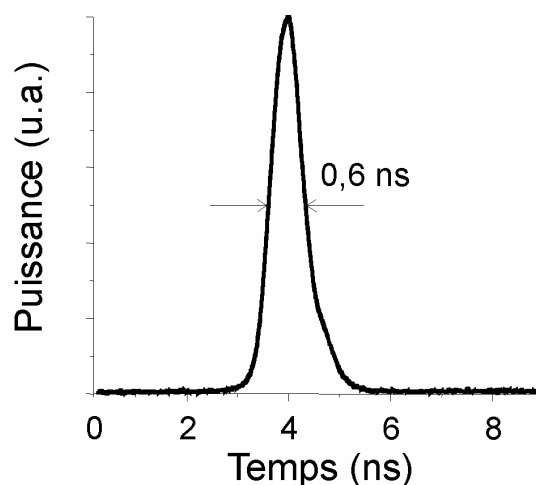


Figure IV.29 Profil temporel d'une impulsion générée dans un laser hybride actif/passif

La durée des impulsions émises par ce système à faible gigue est du même ordre de grandeur que celle du microlaser simple, c'est-à-dire environ 600 ps (figure IV.29). Cette durée est beaucoup plus importante que celle obtenue numériquement, en effet les paramètres de la cavité simulée correspondent à ceux des cavités étudiées numériquement dans l'état de l'art [IV-15 à IV-20]. L'utilisation de paramètres correspondant à un microlaser réel représenterait une augmentation conséquente du temps de calcul (la dynamique d'évolution des population ϕ , N , N_e et N_g étant beaucoup plus lente) pour des résultats sensiblement identiques en terme de gigue temporelle qui est la donnée à laquelle je me suis intéressé. Aussi je n'ai pas jugé utile de reproduire mes simulations pour un microlaser plus "réaliste".

Cette configuration d'un laser à déclenchement hybride actif/passif permet donc d'obtenir un train d'impulsions avec une gigue absolue très faible (quelques nanosecondes) et une gigue cumulée nulle. Les impulsions sont générées dans la cavité courte du microlaser et bénéficient ainsi des avantages de ce type de cavité : durée d'impulsion subnanoseconde (voir le profil temporel d'une impulsion en figure IV.29), mode spatial TEM_{00} , spectre étroit (picométrique), puissance crête élevée (supérieure au kilowatt)...

Enfin, étant donnée la longueur importante de la cavité longue (de l'ordre du mètre) qui contient le modulateur actif de pertes, il est possible d'insérer, en plus de ce modulateur, divers éléments dans cette cavité. Nous allons maintenant voir deux configurations basées sur ce type de double cavité.

Il est important de noter que la valeur de la gigue résiduelle dépend des pertes par propagation au sein de la seconde cavité. Plus les pertes sont faibles plus la puissance issue de l'émission spontanée après réflexion sur le miroir M3 de fond de cavité est forte et plus la gigue sera faible.

Le premier point limitant de ce genre de cavité est l'extraction de la puissance laser. En effet, pour réduire la gigue temporelle, la différence de réflectivité entre les miroirs M_2 et M_3 doit être la plus élevée possible. Dans ces conditions, la réflectivité du miroir M_2 est minimisée tandis que celle du M_3 est maximisée (proche de 100%). Il faut donc faire un compromis entre la réduction de la gigue temporelle et l'extraction de la puissance laser.

De manière additionnelle, la fréquence de récurrence de la source dépend du gain laser. L'obligation de pomper en dessous du seuil de la microcavité ne permet pas d'obtenir une réduction de la gigue temporelle pour une fréquence supérieure à 4 kHz. Cet inconvénient peut néanmoins être contourné en déclenchant la source de pompe très peu de temps avant la commutation du modulateur acousto-optique. Sur ce principe, une gigue temporelle de l'ordre de 50 ns a été mesurée pour une fréquence de répétition de 10 kHz.

Le temps de création de l'impulsion laser (figure IV.28.a) dépend lui aussi de la fréquence de récurrence (gain laser) et des pertes de la cavité 2. Une minimisation a été obtenue pour une fréquence de 2kHz (700 ns) grâce à l'ajustement de la puissance de pompe. L'augmentation de la fréquence de récurrence obtenue par un déclenchement conjugué de la diode de pompe et du modulateur nécessite alors un réajustement systématique à chaque fréquence de répétition.

III AUTRES EXPLOITATIONS DU SYSTEME A DOUBLE CAVITE

Le système à double cavité présenté précédemment permet de générer des trains d'impulsions subnanosecondes avec une faible gigue temporelle. Dans le montage schématisé en figure IV.25, on constate que la cavité longue dans laquelle est située le déclencheur actif peut contenir des éléments supplémentaires permettant de modifier les propriétés du signal laser généré. Ainsi j'ai travaillé sur la possibilité de pratiquer un élargissement spectral dans une fibre microstructurée placée entre le modulateur et le miroir M_3 (voir figure IV.30), ou encore sur la substitution du modulateur acousto-optique et du miroir M_3 par un miroir monté sur un microsystème opto-électromécanique (figure IV.40).

III.1 Source laser blanche à faible gigue temporelle

Nous avons souligné au chapitre I que la génération de spectres larges, dits supercontinuum, représente un intérêt certain dans diverses techniques d'imagerie. L'ampleur des phénomènes non linéaires qui mènent à la génération d'un tel continuum est fortement fonction de la densité optique de puissance (voir annexe A). Celle-ci dépend notamment d'un confinement important dans un milieu non linéaire (dans une fibre optique ou une fibre optique microstructurée) ou d'une puissance instantanée élevée (puissance crête d'une impulsion laser). Le montage d'un laser à déclenchement hybride actif/passif démontré plus haut (figure IV.26) comporte un tronçon fibre en sortie du modulateur acousto-optique. On peut modifier ce montage pour inclure une fibre hautement non linéaire de type fibre microstructurée air/silice (FMAS) à la suite de ce tronçon, tel que représenté en figure IV.30. Je présente également sur cette figure une photographie (prise au microscope électronique à balayage) de la face de la FMAS employée.

L'efficacité de conversion en fréquence étant très fortement dépendante des puissances mises en jeu, l'effet non linéaire aura donc lieu uniquement lors du passage de l'impulsion laser, c'est-à-dire après déclenchement de la microcavité. L'introduction de la fibre non linéaire avant le déclenchement a uniquement pour effet d'augmenter les pertes lors de la propagation, ce qui accroît légèrement la gigue temporelle.

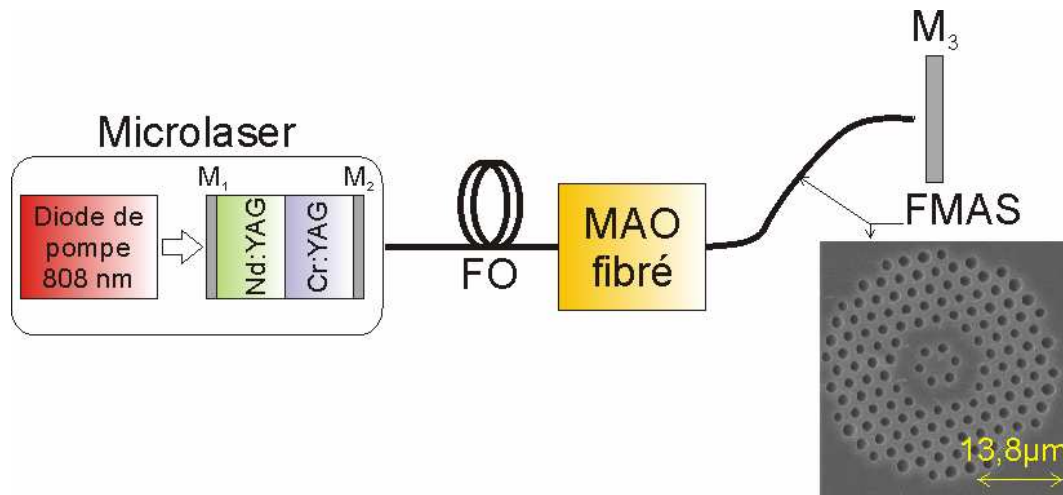


Figure IV.30 Schéma expérimental d'une source blanche à déclenchement hybride.
FO : fibre optique, MAO : modulateur acousto-optique, FMAS : fibre microstructurée air-silice ;
en gris : photographie en MEB de la face de la fibre

La fibre microstructurée, développée par la société PERFOS, comporte deux cœurs concentriques comme on peut le voir sur l'image obtenue par microscopie électronique (dans le coin inférieur droit de la figure IV.30). Le cœur circulaire au centre de la fibre a un diamètre d'environ $4,5 \mu\text{m}$, il est dopé en germanium de sorte que la différence d'indice avec la silice pure est $\Delta n = 15,3 \cdot 10^{-3}$. L'écart moyen entre les trous d'air (le *pitch* en anglais) est de $2,77 \mu\text{m}$ et leur diamètre est de $1,43 \mu\text{m}$ en moyenne. Ces caractéristiques ont été choisies afin que la fibre soit monomode à 1064 nm (figure IV.31.a). Les modes présentés sur la figure IV.31 sont les supermodes de la structure de la fibre.

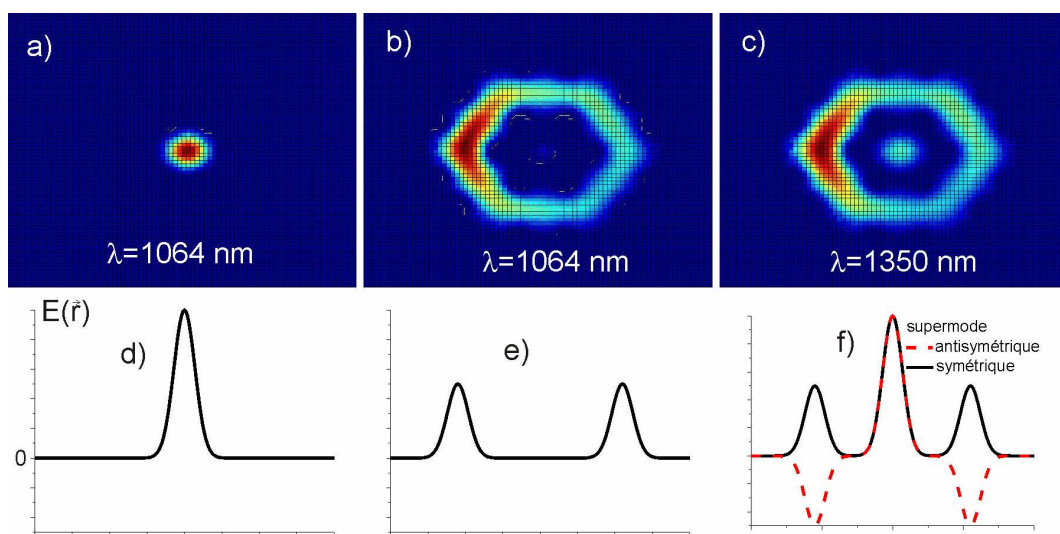


Figure IV.31 Supermodes se propageant dans la fibre : en haut, la répartition énergétique spatiale du mode ; en bas, la distribution du champ correspondant

Le terme "supermode" désigne une répartition transverse du champ électromagnétique qui peut se propager sans déformation dans la structure complète de la fibre (deux cœurs concentriques, figure IV.32.a), alors que le terme "mode" est applicable pour une structure modifiée comprenant uniquement un cœur central circulaire (figure IV.32.b) ou un cœur annulaire (figure IV.32.c).

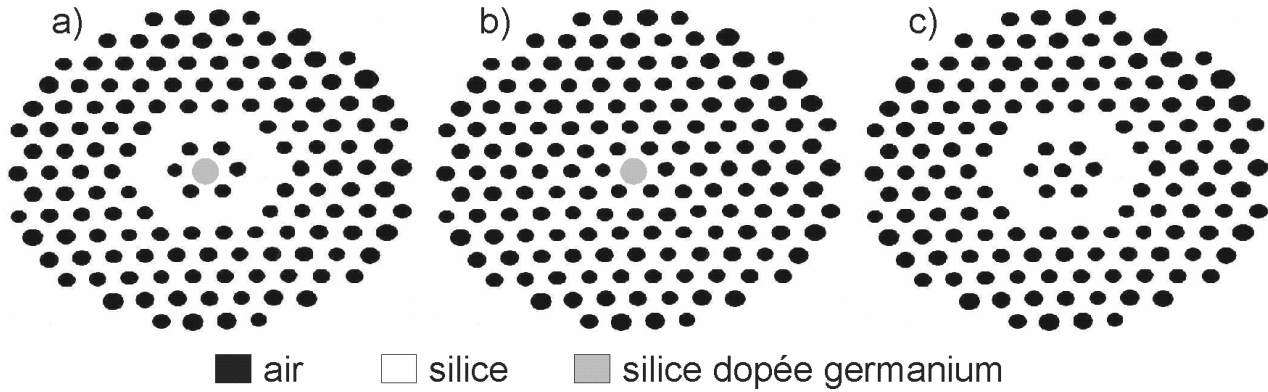


Figure IV.32 Structures de fibres utilisées pour calculer les indices : (a) des supermodes, (b) du mode circulaire central et (c) du mode annulaire

A partir de la photo MEB numérisée, on crée les différentes structures présentées sur la figure IV.32. A l'aide du logiciel COMSOL, on fixe pour chaque zone un indice de réfraction calculé à l'aide de l'équation empirique de Sellmeier :

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (\text{IV.5})$$

avec les coefficients de Sellmeier $B_{1,2,3}$ et $C_{1,2,3}$ présentés dans le tableau IV.4.

Tableau IV.4 Coefficients de Sellmeier employés pour calculer l'indice de la silice

B_1	$6,961633.10^{-1}$
B_2	$4,079426.10^{-1}$
B_3	$8,974794.10^{-1}$
C_1	$6,84043.10^{-2}$
C_2	$1,16241.10^{-1}$
C_3	$9,896161$

L'indice du cœur central en silice dopé germanium est augmenté de 10^{-3} par rapport à celui de la silice pure.

La discrétisation spatiale de toutes les structures étudiées est effectuée selon un même maillage (voir figure IV.33) :

- une maille très fine (≈ 60 nm) pour l'ensemble de la zone guidante, c'est-à-dire à l'intérieur du cercle délimité par la périphérie du cœur annulaire, ainsi que pour les interfaces air/silice,
- une maille plus lâche ($0,2$ à 1 μm) pour la zone de silice non guidante et les zones d'air.

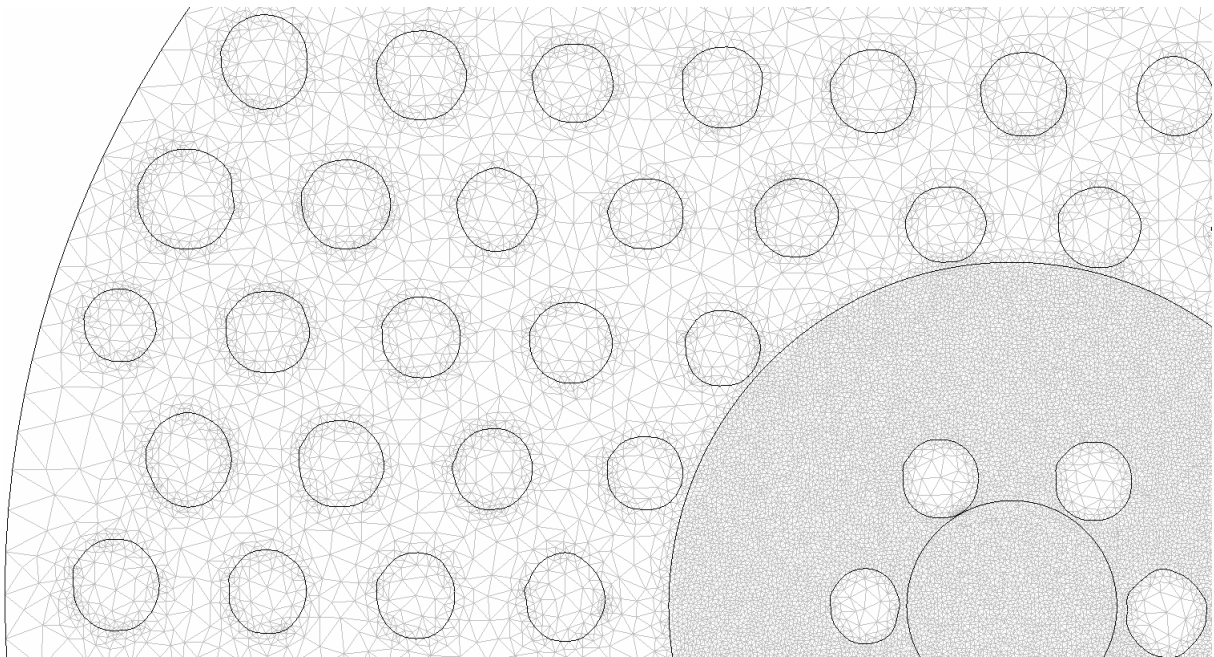


Figure IV.33 Maillage appliqué à la structure complète de la FMAS

A partir de ce modèle numérique de la FMAS, on peut calculer les indices effectifs des modes et supermodes qui peuvent se propager dans les différentes structures. Les résultats de ce calcul sont présentés en figure IV.34.

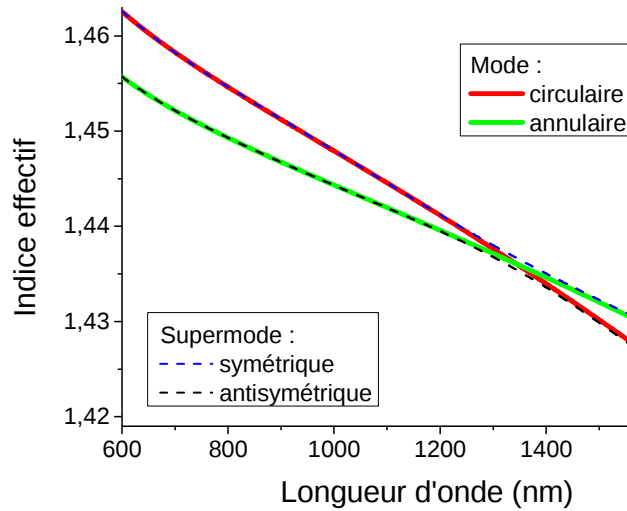


Figure IV.34 Courbes d'indice des différents supermodes de la FMAS à deux coeurs concentriques

On constate qu'aux courtes longueurs d'onde ($\lambda < 1300$ nm) le supermode symétrique (champ dans le cœur circulaire et annulaire en phase) se superpose avec le mode circulaire et le mode antisymétrique (champs dans le cœur circulaire et annulaire en opposition de phase) se superpose au mode annulaire. A contrario, aux grandes longueurs d'onde ($\lambda > 1400$ nm), le supermode symétrique possède le même indice que le mode annulaire et le supermode antisymétrique se confond avec le mode annulaire. A la longueur d'onde $\lambda = 1350$ nm les modes circulaire et annulaire se couplent.

A partir des indices présentés sur la figure IV.34, on peut calculer par dérivation numérique :

$$\rightarrow \text{la vitesse de groupe } \frac{1}{v_g} = c \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right),$$

$$\rightarrow \text{la dispersion } D \approx \frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \text{ (figure IV.35).}$$

La courbe de dispersion liée à un supermode de la fibre comporte trois zéros de dispersion à 950, 1350 et 1650 nm. On constate que la longueur d'onde de couplage optimal entre les deux coeurs est obtenue vers 1,55 μm .

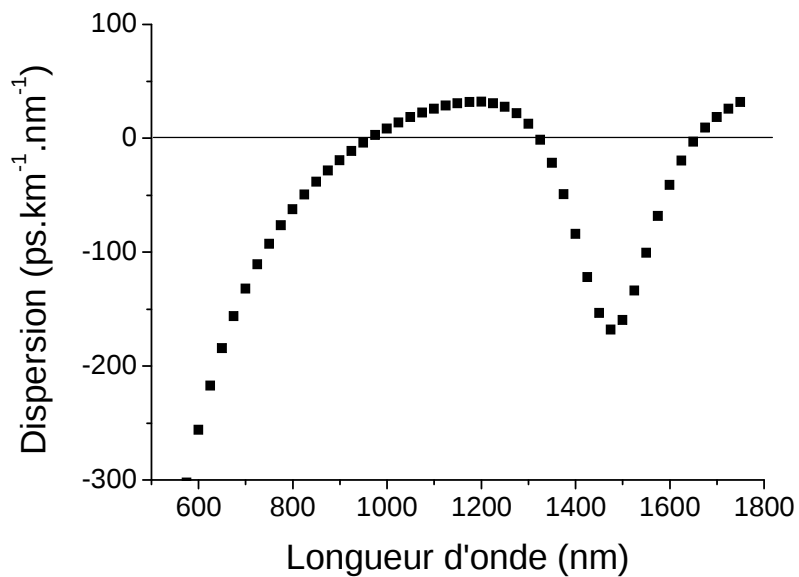


Figure IV.35 Dispersion du mode fondamental de la FMAS à deux coeurs concentriques

L'onde de pompe permettant l'élargissement spectral (1064 nm) est située en régime de dispersion anormale proche du premier zéro de dispersion. Dans ces conditions les effets d'automodulation de phase et d'instabilité de modulation démarrent le processus d'élargissement. Des mélanges paramétriques permettent alors d'accroître le spectre vers le domaine visible tandis que des effets de type solitonique élargissent le spectre dans l'infrarouge.

La présence du second zéro de dispersion autour de 1350 nm a pour effet de stopper la progression du spectre. Wai en 1986 [IV-21], puis Akhmediev et al. en 1995 [IV-22] ont décrit les mécanismes non linéaires gouvernant ce comportement. Le principe en est le suivant : le pompage d'une fibre en régime de dispersion anormal induit la formation d'ondes solitoniques qui se décalent en fréquence sous l'effet du gain Raman. Ce décalage vers les hautes longueurs d'onde est stoppé par le second zéro de dispersion (1350 nm dans le cas de notre fibre) au-delà duquel le décalage en fréquence n'est plus possible. En effet, à mesure que la fréquence des solitons s'approche d'un point de dispersion nulle, l'influence de la dispersion d'ordre trois devient sensible et provoque une perturbation du régime solitonique puisque la dispersion n'est alors plus compensée par les effets non linéaires [IV-21, IV-22]. Il est par conséquent possible d'induire un transfert de l'énergie vers une onde située au-delà de la longueur d'onde de dispersion nulle. Une puissance suffisante de cette onde peut même provoquer une conversion spectrale au-delà de la zone de dispersion normale jusqu'au zéro de dispersion suivant, comme l'ont prédit Serkin et al. en 1993 [IV-23]. La gamme de longueur d'onde de dispersion normale peut alors être comparée à une barrière de potentiel, c'est pourquoi on parle d'effet tunnel spectral. Cet effet tunnel spectral a été étudié par Poletti et al. dans

des fibres microstructurées air/silice présentant des zones de dispersion normale de différentes largeurs entourées de zones de dispersion anormale [IV-24].

Dans notre cas, on pompe la fibre en régime subnanoseconde, l'impulsion de pompe relativement longue cause une instabilité du régime solitonique. L'impulsion se scinde très vite en multiples sous éléments temporels femtosecondes donnant naissance à un rayonnement très incohérent et une phase spectrale très brouillée. Dans ces conditions l'onde dispersive, engendrée près du point de dispersion nulle, ne possède pas les caractéristiques quasi-monochromatiques d'une onde engendrée grâce à un accord de phase stable, et usuellement le taux de conversion fréquentielle de la pompe vers l'onde dispersive ne dépasse pas quelques pourcents [IV-25].

Cependant, le fait que la fibre microstructurée présente une résonance spatiale transverse entre ses deux coeurs en plus de la résonance spectrale (zéro de dispersion) améliore fortement ce taux de conversion vers l'onde dispersive, et la quantité d'énergie concentrée dans le pic autour de 1550 nm est supérieur à 40% dans le meilleur des cas, (figure IV.36). Cette efficacité varie suivant la durée et la puissance crête de l'impulsion injectée, ainsi que selon la longueur de la fibre. Une étude plus poussée concernant cet effet de double résonance spectrale et spatiale est en cours afin de décrire précisément la dynamique d'évolution de cette conversion non linéaire atypique.

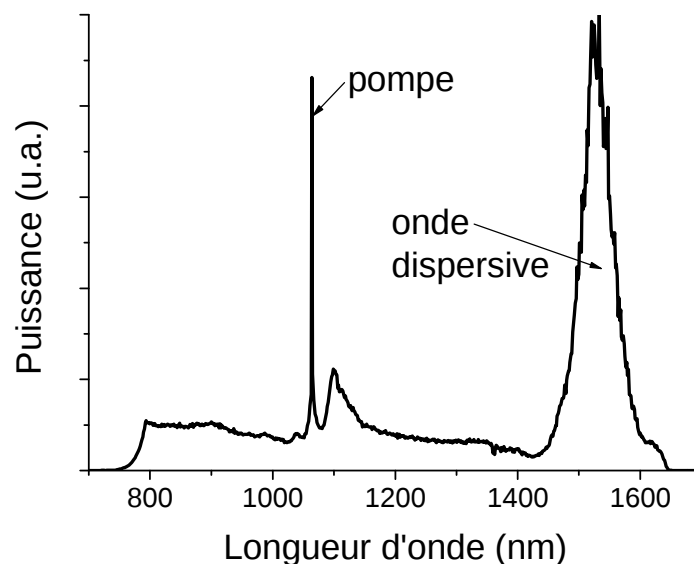


Figure IV.36 Profil spectral d'une impulsion générée dans un laser hybride actif/passif contenant une fibre optique microstructurée à deux cœurs concentriques

L'insertion d'une fibre microstructurée dans un système laser à deux cavités imbriquées permet de générer des impulsions brèves (subnanosecondes), avec une large bande spectrale

(>1000 nm) et une gigue temporelle faible (gigue relative de l'ordre de 10^{-4}). Un autre avantage important est de pouvoir extraire facilement l'énergie tout en conservant une surtension importante de la cavité 2 à la longueur d'onde laser. Les caractéristiques spectrales et temporelles d'un tel système sont résumées dans la figure IV.37.

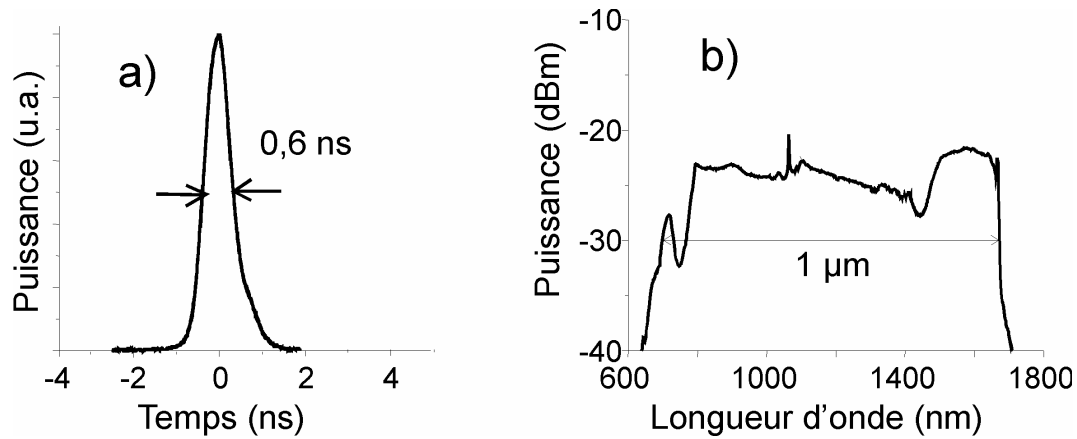


Figure IV.37 Profils temporel (a) et spectral (b) d'une impulsion émise par un système laser à deux cavités imbriquées contenant un milieu non linéaire

Les mesures de la gigue temporelle ainsi que le temps de création de l'impulsion sont données dans les figures IV.38 et IV.39. On constate que l'augmentation des pertes par propagation au sein de la fibre microstructurée cause un accroissement par un facteur 2 de la gigue temporelle et du retard de création de l'impulsion.

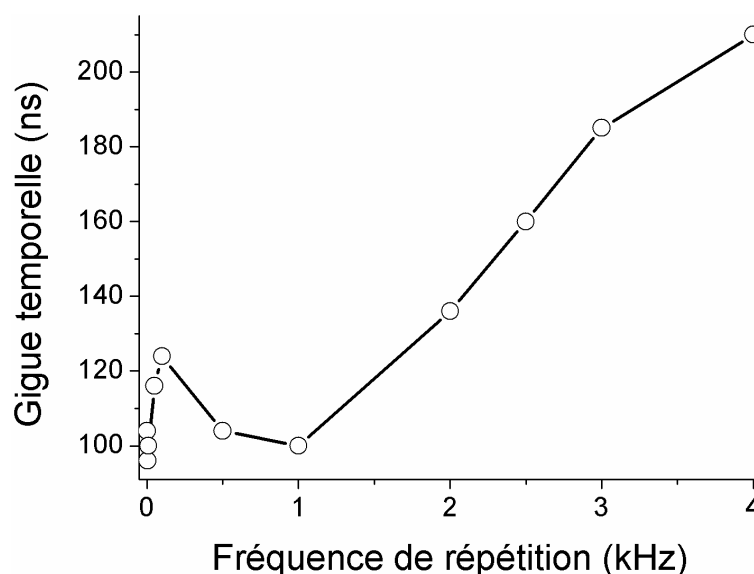


Figure IV.38 Evolution de la gigue temporelle en fonction de la fréquence de répétition d'un laser large bande à déclenchement hybride

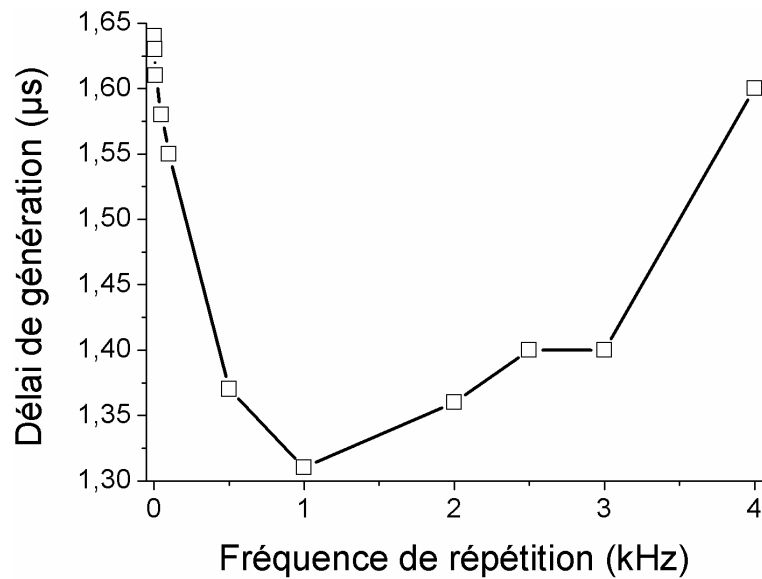


Figure IV.39 Evolution du délai de génération d'une impulsion laser large bande à déclenchement hybride en fonction de la fréquence de récurrence

Cette idée de cavités couplées à déclenchements actif et passif donnant naissance à un spectre large a été brevetée en collaboration avec la société CILAS. Ce brevet permet non seulement de contourner les brevets liés à la fabrication des microlasers mais également ceux relatant la génération de continua.

Monsieur N. Mothe a repris ce concept de source et travaille actuellement sur la mise au point d'un prototype qui sera testé sur un cytomètre en flux dédié au diagnostic hématologique (collaboration avec la société ABX). Cette personne est rentrée en incubation en juillet 2010 dans le but de commercialiser ce genre de source.

Les travaux liés à ces développements seront publiés plus tard dans un journal international à comité de lecture.

III.2 Miroir microsystème opto-électromécanique

Nous avons vu précédemment dans ce chapitre que le système de laser à double cavité imbriquées utilise un modulateur passif (typiquement le cristal Cr:YAG d'un microlaser) ainsi qu'un modulateur actif. Les MOEMS (*Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems*) sont des miroirs opto-électromécaniques d'une taille submillimétrique, qui sont de plus en plus souvent utilisés comme déclencheurs actifs dans des systèmes lasers [IV-26 à IV-30]. En effet, ces commutateurs sont petits (environ 10^{-2} mm²), légers, fiables, avec d'importants taux de répétition (quelques dizaines à centaines de kilohertz). Leur consommation et leur prix sont également très faibles ce qui en fait des dispositifs très intéressants pour la mise au point de lasers miniatures.

La première utilisation de MOEMS pour déclencher activement un laser date de 2005 et a été proposée par Joeng et al. qui ont placé un tel réflecteur en tant que miroir de fond de cavité dans un laser fibré utilisant une fibre à double gaine dopée ytterbium [IV-26]. Cette configuration a permis l'obtention d'impulsions microsecondes avec un taux de répétition de 18,6 kHz.

Par la suite, Crunteanu et al. ont démontré successivement la génération d'impulsions de 300 ns puis de 8 ns en utilisant des fibres optiques dopées respectivement en ions erbium et ytterbium [IV-27 à IV-30]. Ces techniques reposent sur l'emploi d'amplificateurs fibrés comme milieux à gain, ce qui implique une longueur conséquente de fibre optique (typiquement une dizaine de centimètres à quelques mètres). Les impulsions émises ont par conséquent une durée de plusieurs nanosecondes.

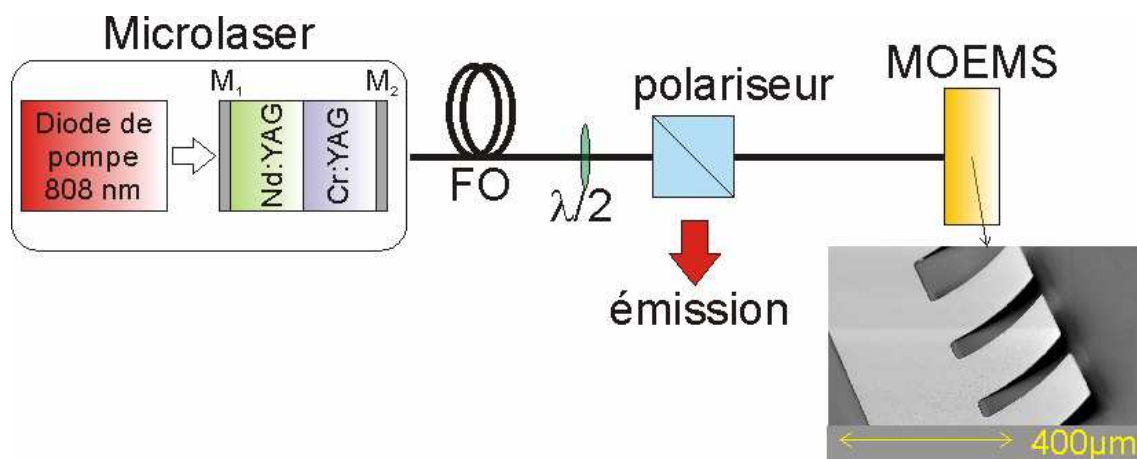


Figure IV.40 Schéma d'un laser à déclenchement hybride actif/passif exploitant un miroir MOEMS en tant que déclencheur actif

Dans le but de réduire la durée des impulsions obtenues avec ce genre de miroir électromécanique, nous l'avons implanté dans le système à cavités couplées toujours en combinant un effet de déclenchement passif et actif (figure IV.40). L'extraction de la cavité longue est assurée par l'association d'une lame demi-onde et d'un polariseur de Glan-Thompson. Le MOEMS utilisé est de type cantilever de dimensions 100x200 μm^2 (voir la photographie MEB dans le coin inférieur droit de la figure IV.40). La membrane du MOEMS est composée d'une couche épaisse (1 μm) d'or, la courbure est assurée par une couche de chrome, enfin une couche fine (100 nm) d'or assure une réflectivité importante. Au repos, la membrane est courbe et défléchit la lumière incidente, l'application d'une tension électrique de 50 V provoque l'activation du MOEMS qui réfléchit alors le signal lumineux dans la fibre optique.

Les impulsions produites par cette source activée via un MOEMS ont une énergie proche de $2\text{ }\mu\text{J}$ soit une puissance crête supérieure à 3 kW , pour un taux de répétition de $1,67\text{ kHz}$. La durée des impulsions est celle des impulsions typiquement produites par un microlaser ($\approx 564\text{ ps}$). La figure IV.41 présente un train d'impulsions délivrées par cette source ainsi que le profil temporel d'une de ces impulsions.

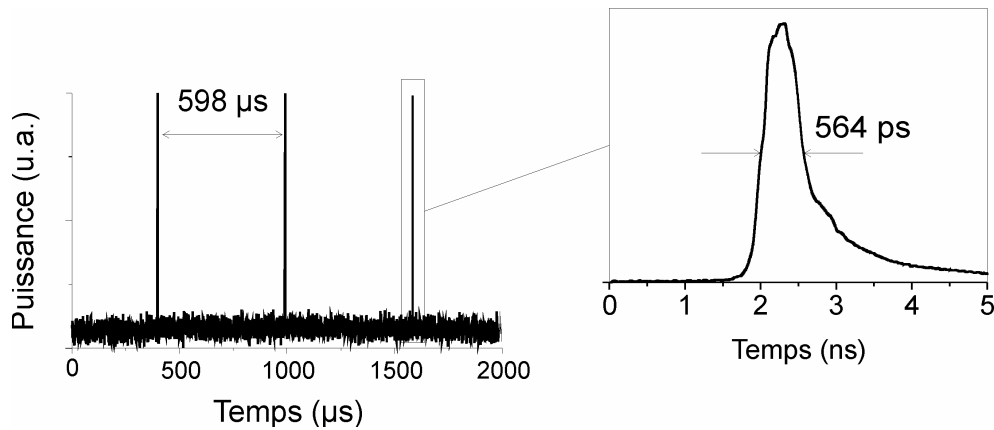


Figure IV.41 Train d'impulsions générées par un laser à déclenchement hybride actif/passif exploitant un MOEMS ; encart : profil temporel d'une impulsion

Ces impulsions subnanosecondes sont à ma connaissance les plus brèves jamais générées dans un système déclenché par l'utilisation d'un MOEMS. Au delà de la gigue liée au déclenchement laser, il faudra tenir compte de la gigue propre des microsystèmes qui dépend de la forme de l'actionneur, de sa fréquence de répétition et de la tension d'alimentation [IV-31].

CONCLUSION

Dans ce chapitre, j'ai présenté les différentes techniques permettant de réduire la gigue temporelle de systèmes laser impulsionnels déclenchés :

- modulation active du gain laser via un contrôle électronique de la puissance de la diode de pompe,
- modulation active des pertes de la cavité.

Cette dernière méthode permet typiquement une amélioration d'un facteur 100 à 10000 de la gigue. Cependant les techniques employées dans l'état de l'art comportent divers défauts : augmentation de la durée des impulsions quand la cavité est allongée, nécessité d'un contrôle fin de la température pour les cavités courtes afin de conserver une longueur effective de cavité qui permette l'oscillation sur un mode longitudinal unique.

Afin de surmonter ces défauts, j'ai étudié une technique de déclenchement hybride alliant, dans deux cavités imbriquées, une modulation active et passive des pertes. Le fort déséquilibre entre les longueurs des cavités permet l'introduction de plusieurs éléments permettant notamment la conversion de fréquence de la radiation centrale tout en assurant un déclenchement minimisant la gigue temporelle (facteur de diminution compris entre 10 et 200 selon la fréquence de récurrence). Le temps de création de l'impulsion est également fortement diminué. La durée des impulsions engendrées dans ce système laser est similaire à celle d'impulsions émises par des microlasers ($< 1\text{ ns}$). Aucun contrôle drastique en température n'est nécessaire, néanmoins une bonne stabilité au cours du temps nécessitera de thermostatier l'enceinte laser. La minimisation de la gigue temporelle dépend directement du flux lumineux qui sature le milieu à gain après un aller-retour dans les deux cavités et donc des pertes de celles-ci.

Du fait de sa structure, il apparaît difficile d'extraire la radiation principale oscillant dans les cavités lasers sans dégrader la gigue temporelle, mais l'insertion d'un milieu non linéaire (fibre microstructurée) dans la cavité longue permet de s'affranchir du problème et d'obtenir un élargissement spectral intracavité conséquent ($> 1000\text{ nm}$), résultant ainsi en l'obtention d'une source laser "blanche". L'implantation d'un cristal permettant une conversion plus monochromatique est également possible ce qui étend les possibilités de ce genre de source.

Enfin, l'emploi de microsystèmes opto-électromécaniques (MOEMS) en tant que modulateurs actifs de pertes a permis de créer la première source déclenchée par MOEMS capable de délivrer des impulsions subnanosecondes.

PERSPECTIVES

La méthode de diminution de la gigue temporelle par modulation des pertes peut être combinée avantageusement à la modulation active du gain par contrôle de la puissance de pompe. Des essais concluants ont été menés par monsieur Nicolas Mothe à XLIM. Des fréquences de récurrences de 10 kHz ont été obtenus avec une gigue de l'ordre de 60 ns.

Il est également envisageable d'insérer dans la cavité longue un amplificateur qui permettrait ainsi d'obtenir des impulsions avec une puissance crête bien plus élevée que les quelques kilowatts atteignables actuellement.

Cette invention a été reprise par un post-doctorant dans le but de commercialiser ces sources qui répondent à des besoins très spécifiques. Un test sur un système de diagnostic cellulaire en cytométrie en flux est en cours dans l'entreprise Horiba ABX.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

- [IV-1] **Coddington et al.**, "Coherent optical link over hundreds of metres and hundreds of terahertz with subfemtosecond timing jitter," *Nat. Photonics* **1**, p.283 (2007)
- [IV-2] **Paschotta** "Timing jitter and phase noise of mode-locked fiber lasers," *Opt. Exp.* **18**, p.5041 (2010)
- [IV-3] **Mandeville et al.**, "Characterization of passively Q-switched microchip lasers for laser radar," *Proc. SPIE* **2748**, p.358 (1996)
- [IV-4] **Arvidsson et al.**, "A combined actively and passively Q-switched microchip laser," *Proc. SPIE* **3265**, p. 106 (1998)
- [IV-5] **Khurgin et al.**, "Cost-effective low timing jitter passively Q-switched diode-pumped solid-state laser with composite pumping pulses," *Appl. Opt.* **41**, p.1095 (2002)
- [IV-6] **Zayhowski et al.**, "Diode-pumped passively Q-switched picosecond microchip lasers," *Opt. Lett.* **19**, p.1427 (1994)
- [IV-7] **Shatalov et al.**, "Reduction of the pulse repetition period jitter of a diode-pumped passively Q-switched solid-state laser," *Radiophys. And Quant. Electron.* **52**, p.305 (2009)
- [IV-8] **Diep Lai et al.**, "Stabilization of the repetition rate of passively Q-switched diode-pumped solid-state lasers," *App. Phys. Lett.* **79**, p.1073 (2001)
- [IV-9] **Dascalu et al.**, "Integration of a passive Q-switched, externally controlled, quasicontinuous or continuous pumped Nd:YAG laser," *Opt. Eng.* **35**, p.1247 (1996)
- [IV-10] **Thony et al.**, "Cavité microlaser et microlaser solide impulsionnel à déclenchement passif et à commande externe," *Brevet EP 0 742 613 B1* (1996)
- [IV-11] **Zayhowski et al.**, "Diode-pumped microchip lasers electro-optically Q switched at high pulse repetition rates," *Opt. Lett.* **17**, p.1201 (1992)
- [IV-12] **Hansson et al.**, "Q-switched microchip laser with 65 ps timing jitter," *Electron. Lett.* **36**, p.1123 (2000)

- [IV-13] **Wang et al.**, "Timing jitter and pulse width reduction in a hybrid Q-switched Cr,Nd:YAG laser," Chin. Phys. Lett. **23**, p.1800 (2006)
- [IV-14] **Zayhowski**, "Passively Q-switched microchip lasers", chapitre **1** in "Solid-state lasers and applications" par Sennaroglu, CRC Press (2007)
- [IV-15] **Burshtein et al.**, "Excited-state absorption studies of Cr⁴⁺ ions in several garnet host crystals," IEEE Journ. Quant. Elec. **34**, p.292 (1998)
- [IV-16] **Degnan**, "Optimization of passively Q-switched lasers," IEEE Journ. Quant. Elec. **31**, p.1890 (1995)
- [IV-17] **Xiao et al.**, "A generalized model for passively Q-switched lasers including excited state absorption in the saturable absorber," IEEE Journ. Quant. Elec. **33**, p.41 (1997)
- [IV-18] **Dong et al.**, "Cr,Nd:YAG self-Q-switched laser with high efficiency output", Optics & Lasers Technology **34**, p.589 (2002)
- [IV-19] **Dong et al.**, "Numerical simulation of a diode-laser-pumped self-Q-switched Cr,Yb:YAG microchip laser", Opt. Rev. **12**, p.170 (2005)
- [IV-20] **Wai et al.**, "Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers," Opt. Lett. **11**, p.464 (1986)
- [IV-21] **Akhmediev et al.**, "Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers," Phys. Rev. A **51**, p.2602 (1995)
- [IV-22] **Serkin et al.**, "Soliton spectral tunnelling effect," Electron. Lett. **29**, p.12 (1993)
- [IV-23] **Poletti et al.**, "Soliton Spectral Tunneling in Dispersion Controlled Holey Fibers," Phot. Tech. Lett. **20**, p.1414 (2008)
- [IV-24] **Roy et al.**, "Dispersive waves emitted by solitons perturbed by third-order dispersion inside optical fibers," Phys. Rev. A **79**, p.023824-1 (2009)
- [IV-25] **Joeng et al.**, "Q-switching of Yb³⁺-doped fiber laser using a novel micro-optical waveguide on micro-actuating platform light modulator," Opt. Exp. **13**, p.10302 (2005)
- [IV-26] **Crunteau et al.**, "Deformable micro-electro-mechanical mirror integration in a fibre laser Q-switch system ," J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **8**, p.S347 (2006)

- [IV-27] **Bouyge et al.**, "Integration of micro-electro-mechanical deformable mirrors in doped fiber amplifiers," J. Microsys. Tech. **13**, p.1607 (2007)
- [IV-28] **Bouyge et al.**, "Synchronized tunable Q-switched fiber lasers using deformable achromatic microelectromechanical mirror," IEEE Photon. Tech. Lett. **20**, p.991 (2008)
- [IV-29] **Fabert et al.**, "8 ns pulses from a compact fiber laser Q-switched by MOEMS," CLEO/IQEC, **CFB6** (2009)
- [IV-30] **Allen** "Micro electro mechanicals system deisgn," CRC Press (2005)

CONCLUSION GENERALE

Depuis leur première démonstration en 1989, les microlasers sont devenus des sources d'intérêt croissant : leur compacité, leur robustesse, leur faible consommation et leur bas coût en font des candidats idéaux pour un grand nombre d'applications embarquées où la portabilité est un atout majeur. Cependant, les performances de ces sources sont limitées, ce qui les rend incompatibles avec des applications demandant des durées d'impulsions picosecondes ou des taux de répétition extrêmement stables. Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit traitent de l'optimisation des performances de ces microlasers afin de les rendre compatibles avec des applications comme la détection LIDAR, la cytométrie en flux ou la spectroscopie CARS.

Dans un premier temps, j'ai rappelé quels étaient les besoins pour ces différentes applications, ainsi que les performances des sources existantes à l'heure actuelle. Nous avons pu constater que les lasers à verrouillage de modes longitudinaux génèrent des impulsions qui peuvent convenir mais sont des sources volumineuses et coûteuses. A contrario, les microlasers déclenchés sont adaptés d'un point de vue logistique mais les impulsions et les stabilités en fréquence qu'ils délivrent ne correspondent pas aux besoins mentionnés.

Afin d'obtenir des impulsions picosecondes stables à partir de ces microlasers, j'ai présenté dans les chapitres II et III des méthodes pour diminuer la durée des impulsions. Tout d'abord, nous avons vu que des techniques connues, comme la compression par compensation de dispersion, sont difficiles à mettre en œuvre en régime subnanoseconde. C'est pourquoi j'ai développé une nouvelle méthode de découpe temporelle. Nous avons vu qu'au début des années 80, la rotation non linéaire de polarisation dans une fibre optique a été employée pour profiler des impulsions lasers picosecondes. Le raccourcissement global d'impulsion ne dépassait pas alors un facteur 2,5. Par la suite, il a été démontré que dans certains régimes de propagation (impulsions puissantes se propageant dans un milieu faiblement biréfringent de courte longueur), la rotation non linéaire de polarisation présente des brusques variations qui n'ont à ma connaissance jamais été exploitées. J'ai décidé d'utiliser cette évolution rapide afin de pratiquer une découpe temporelle des impulsions issues d'un microlaser. Les résultats, aussi bien numériques qu'expérimentaux, montrent que cette technique permet d'obtenir des impulsions de durées accordables entre 60 et 650 picosecondes (cette dernière valeur étant la durée initiale des impulsions avant découpe), ce qui correspond à un facteur maximal de réduction de 11. Les impulsions ainsi générées ont une puissance crête

supérieure au kilowatt. Malgré l'intérêt que peut susciter cette technique, deux sources de limitation sont mises en évidence :

- a) pour un taux de découpage important, le phénomène de couplage cohérent (phénomène à l'origine des instabilités que j'exploite) devient extrêmement sensible au conditionnement de la fibre et le profil temporel de l'impulsion raccourcie montre des instabilités,
- b) le taux de découpe maximal accessible dépend de la puissance crête des impulsions injectées dans la fibre, à condition que celle-ci demeure inférieure au seuil de la génération de la diffusion Raman stimulée.

Ce phénomène de diffusion Raman est exploité au chapitre III. La partie la plus énergétique de l'impulsion (c'est-à-dire sa crête) subit une conversion en fréquence vers la longueur d'onde Stokes. Le signal résiduel à la longueur d'onde de pompe à 1064 nm, qui est une impulsion dont la partie centrale a subi une forte déplétion, est assimilable à une paire d'impulsions de durées réduites. Ces impulsions ont été soumises à la rotation non linéaire de polarisation lors de leur propagation dans la fibre, aussi une découpe temporelle comme celle étudiée au deuxième chapitre est possible. Nous avons constaté que cette découpe peut mener à la génération d'une paire d'impulsions de durée inférieure à la cinquantaine de picosecondes, ou d'une impulsion unique d'une trentaine de picosecondes. La puissance crête des impulsions ainsi générées est de plusieurs kilowatts, avec une stabilité supérieure à 96% sur une heure d'acquisition. Ainsi, les travaux résumés dans mes chapitres II et III montrent qu'un dispositif simple composé d'une fibre optique et de quelques éléments optiques peut servir à pratiquer une découpe temporelle d'impulsions délivrées par un microlaser. Alors que les études publiées par le passé faisaient état d'une réduction par un facteur 2,5 lorsque le couplage cohérent est négligé, le facteur de découpe maximal atteint est de 16. De plus une étude préliminaire a montré qu'une étape d'amplification pourra permettre d'atteindre des puissances crête proches du mégawatt.

Dans le chapitre IV, nous avons montré qu'un système de déclenchement hybride actif/passif dans un dispositif laser à deux cavités imbriquées permet de réduire considérablement la gigue temporelle des microlasers en conservant une durée d'impulsion subnanoseconde. Ainsi, une gigue de plusieurs microsecondes a pu être réduite à quelques dizaines de nanosecondes, ce qui convient pour l'analyse de cellules par cytométrie en flux. De plus, la longueur métrique de la seconde cavité diminue la nécessité d'un contrôle strict en température par rapport aux dispositifs déjà étudiés dans l'état de l'art. Enfin, cette seconde cavité peut être utilisée pour pratiquer des élargissements

spectraux ou encore être déclenchée par des méthodes originales comme celles basées sur l'emploi de MOEMS.

Au cours du printemps 2010, monsieur Nicolas Mothe, jeune docteur issu du laboratoire Xlim, a commencé à travailler à l'industrialisation (incubation de la société Lucifer) de telles sources qui combindraient les dispositifs de découpe temporelle, de déclenchement hybride, voire d'amplification et devraient donc être prochainement disponibles dans le commerce. Un premier prototype de source sans gigue est actuellement en test chez Horiba ABX au sein d'un cytomètre en flux dédié au diagnostic hématologique.

Finalement, les travaux rapportés dans cette thèse montrent que des dispositifs d'une grande simplicité expérimentale peuvent servir à modifier considérablement les performances des microlasers. Il semble donc possible d'obtenir des lasers bénéficiant des avantages des sources miniatures (bas coût, compacité, robustesse) capables de délivrer des impulsions :

- de durée accordable entre le régime picoseconde et subnanoseconde,
- avec des puissances crête comprises entre quelques kilowatts et le mégawatt,
- générées avec une faible gigue temporelle
- quasi-monochromatique ou au contraire de spectre fortement élargi.

Mes travaux de recherche ont donné lieu à deux publications internationales dans des journaux à comité de lecture, quatre conférences internationales, deux conférences nationales ainsi que deux brevets (CNRS/CILAS/Université de Limoges).

LISTE DES PUBLICATIONS

Revue internationale à comité de lecture :

FLORENT DOUTRE, DOMINIQUE PAGNOUX, VINCENT COUDERC, ALESSANDRO TONELLO,
BERTRAND VERGNE, ALAIN JALOCHA

Large temporal narrowing of subnanosecond pulses in a low-birefringence optical fiber
Optics Letters / Vol. 33, No. 16, p. 1789 (2008)

FLORENT DOUTRE, DOMINIQUE PAGNOUX, VINCENT COUDERC, ALESSANDRO TONELLO,
ALAIN JALOCHA

Shortening pulses from subnanosecond to picosecond by means of ultrafast temporal filtering in an optical fiber
Optics Letters / Vol. 34, No. 14, p. 2087 (2009)

Conférences internationales :

FLORENT DOUTRE, DOMINIQUE PAGNOUX, VINCENT COUDERC

Laser pulse reshaping by means of nonlinear effects in a low birefringence optical fiber
European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference CLEO Europe/IQEC, Munich, Allemagne (2009)

FLORENT DOUTRE, VINCENT COUDERC, DOMINIQUE PAGNOUX, ALAIN JALOCHA, JEAN-CLAUDE DE MISCAULT

Picosecond microchip Q-switched laser
4th International symposium on optronics in defence and security OPTRO, Paris, France (2010)

FLORENT DOUTRE, VINCENT COUDERC, DOMINIQUE PAGNOUX

Hybrid design of a broadband Q-switched laser source with low timing jitter
14th International conference "Laser Optics 2010", St Petersburg, Russie (2010)

FLORENT DOUTRE, AURELIAN CRUNTEANU, VINCENT COUDERC, DOMINIQUE PAGNOUX

Picosecond pulse generation in a Q-switched laser by using a micro-opto-electromechanical mirror

14th International conference "Laser Optics 2010", St Petersburg, Russie (2010)

Conférences nationales :

FLORENT DOUTRE, VINCENT COUDERC, DOMINIQUE PAGNOUX, PAUL HENRI PIOGER, BERTRAND VERGNE

Découpe temporelle d'impulsion au moyen d'effets non linéaires dans une fibre optique

26^{ièmes} Journées nationales d'optique guidée JNOG, Grenoble (2007)

FLORENT DOUTRE, DOMINIQUE PAGNOUX, VINCENT COUDERC

Exploitation du couplage cohérent pour la découpe temporelle d'impulsions lasers dans une fibre optique

11^{ième} Colloque sur les lasers et l'optique quantique COLOQ, Mouans-Sartoux (2009)

FLORENT DOUTRE, NICOLAS MOTHE, DOMINIQUE PAGNOUX, VINCENT COUDERC

Source laser à cavités multiples pour la génération d'une lumière polychromatique sans gigue temporelle : application à la cytométrie en flux

29^{ièmes} Journées nationales d'optique guidée JNOG, Besançon (2010)

FLORENT DOUTRE, AURELIAN CRUNTEANU, VINCENT COUDERC, DOMINIQUE PAGNOUX

Génération d'impulsions picosecondes dans une cavité déclenchée grâce à un miroir électro-mécanique

29^{ièmes} Journées nationales d'optique guidée JNOG, Besançon (2010)

Brevets :

FLORENT DOUTRE, VINCENT COUDERC, PHILIPPE LEPROUX, DOMINIQUE PAGNOUX

Génération et système laser à sous cavités couplées

Demande de brevet France N° 09/02987 déposé le 9 juin 2009 (CNRS, Université de Limoges, société CILAS)

Extension PCT demandée le 13/04/2010

FLORENT DOUTRE, VINCENT COUDERC, PHILIPPE LEPROUX, DOMINIQUE PAGNOUX

Système d'émission d'une lumière polychromatique à sous cavités couplées

Demande de brevet France N° 09/02986 déposé le 19 juin 2009 (CNRS, Université de Limoges, société CILAS)

Extension PCT demandée le 13/04/2010

ANNEXE A : GENERATION DE SUPERCONTINUUM

Un supercontinuum (SC) optique est un signal lumineux ayant un spectre extrêmement large (typiquement plusieurs centaines de nanomètres), généré à partir d'une onde laser quasi-monochromatique dont on élargit le spectre. On emploie souvent le terme de "laser blanc" lorsque ce spectre englobe tout le domaine visible. A la différence d'une source large bande incohérente (lampe à incandescence, tubes fluorescents...), un supercontinuum présente une grande cohérence spatiale, particulièrement quand il est engendré dans une fibre optique infiniment monomode. La cohérence temporelle de l'onde spectralement élargie est généralement détériorée par rapport à l'impulsion d'origine mais garde néanmoins des propriétés de corrélation bien supérieures à celle d'une source incohérente de type lampe.

Les élargissements spectraux sont obtenus suite à l'injection d'un faisceau laser puissant dans un milieu non linéaire, c'est-à-dire dont la réponse du matériau au passage de l'onde lumineuse ne peut être décrit comme une fonction linéaire du champ électromagnétique de cette onde. Cette réponse se caractérise par le vecteur du moment dipolaire du matériau $\mathbf{P}$, qui dépend du champ $\mathbf{E}$ de l'onde lumineuse selon la relation 1 [BOYD] :

$$\begin{aligned}\mathbf{P} &= \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \\ \mathbf{P}_L &= \varepsilon_0 \chi_1 \mathbf{E} \\ \mathbf{P}_{NL} &= \varepsilon_0 (\chi_2 : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi_3 : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots)\end{aligned}$$

$\mathbf{P}_L$ est la composante linéaire du moment dipolaire, $\mathbf{P}_{NL}$ sa composante non linéaire. ε_0 est la permittivité diélectrique du vide et χ la susceptibilité électrique du matériau. Les indices de χ correspondent à l'ordre de la non-linéarité. La susceptibilité décroît fortement avec l'augmentation de son ordre ($\chi_i \gg \chi_{i+1}$), aussi on ne prend généralement en compte que l'effet non linéaire d'ordre le plus bas. On voit que la réponse non linéaire $\mathbf{P}_{NL}$ ne dépend pas linéairement du champ, mais de ses puissances, soit au premier ordre du développement de l'intensité du signal lumineux plutôt que de son champ. Ainsi, lorsque l'excitation lumineuse est très intense (lors de l'usage de lasers de puissance, à la crête d'une impulsion), les non-linéarités qui surviennent dans le milieu de propagation jouent un rôle crucial dans la description de l'évolution du champ. L'un des effets les plus spectaculaires des non-linéarités est la génération de supercontinua.

Historiquement, le premier continuum a été engendré par des impulsions picosecondes dans un verre BK7 [ALFANO-1]. Depuis, il a été démontré que de nombreux matériaux sont appropriés

à la génération de supercontinuum : milieux non guidants solides [ALFANO-2, CORKUM-1, BRODEUR, SALIMINIA], liquides [BRODEUR, ALFANO-2, LI] ou gazeux [CORKUM-2, GOSNELL, ILKOV], guides d'ondes dans les solides massifs (démonstrations théoriques) [FEDOTOVA, YIN], fibres optiques [LIN, ILEV, BIRKS, LEON-SAVAL], et fibres optiques microstructurées air-silice (FMAS) [RANKA, COEN, PROVINO, GENTY, DUDLEY, ADOVKIN, LEON-SAVAL, WADWORTH, CHAMPERT, TOMBELAINE]. Ces FMAS montrent des caractéristiques attrayantes pour la génération de SC : important confinement de la lumière (ce qui permet d'obtenir une concentration importante de puissance optique sur une surface réduite de matériau, soit une forte densité surfacique de puissance) qui exacerbe les effets non linéaires, et maîtrise du profil de dispersion de la fibre (via le choix de ses paramètres opto-géométriques) qui autorise un contrôle partiel de l'élargissement. Du fait de ces avantages, les FMAS sont devenues le milieu non linéaire de prédilection pour les élargissements spectraux étendus.

Bien que la source lumineuse laser à l'origine du SC, dite de pompe, puisse être continue [ADOVKIN], il est beaucoup plus courant d'employer des sources impulsionnelles, capables de délivrer des puissances crête largement plus grandes que la puissance moyenne. En effet, les effets non linéaires gouvernant l'élargissement étant dépendants de l'intensité du signal lumineux, il est préférable d'exploiter les très fortes puissances crête de l'impulsion.

Les phénomènes physiques qui gouvernent les élargissements dans une fibre sont la dispersion et les effets non linéaires (principalement d'ordre 3, appelés effets χ_3) [AGRAWAL] :

- la diffusion Raman,
- l'automodulation de phase et la modulation de phase croisée,
- les mélanges paramétriques (mélange à quatre ondes, onde dispersive...).

La prédominance de l'un ou plusieurs de ces effets dépend principalement du régime impulsionnel de l'onde de pompe [PROVINO]. Par exemple, en régime femtoseconde, l'élargissement est principalement dû à l'automodulation de phase, alors qu'en régime pico et nanoseconde la diffusion Raman et le mélange à quatre ondes sont prépondérants. Le régime de dispersion influe également fortement sur la génération du SC [AKHEEESH]. Notons au passage que même s'ils sont usuellement négligeables, les effets non linéaires d'ordre 2 (χ_2) de type génération de seconde harmonique (SHG) peuvent survenir dans une fibre optique suite à une brisure locale de symétrie de la matrice de silice [FUJI]. Les interactions entre le signal de pompe et sa seconde harmonique peuvent alors permettre la génération d'un continuum équivalent à celui obtenu par un pompage à deux longueurs d'onde distinctes [TOMBELAINE].

A l'origine, la nécessité d'avoir de fortes puissances crête tout en conservant une énergie par impulsion inférieure au seuil de dommage optique de la fibre semblait imposer l'utilisation d'impulsions ultrabrèves (femtoseconde à picosecondes) telles que celles émises par les lasers à verrouillage de modes. Cependant de nombreux travaux ont depuis démontré la possibilité d'obtenir des SC via l'emploi de lasers déclenchés subnanosecondes [DUDLEY, LEON-SAVAL, WADWORTH, CHAMPERT, TOMBELAINE] avec des puissances crête moindres (de l'ordre du kilowatt).

BIBLIOGRAPHIE ALPHABETIQUE DE L'ANNEXE

- [ADOVKIN] Avdokhin et al., "Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers," Opt. Lett. 28, p.1353 (2003)
- [AGRAWAL] Agrawal, "Nonlinear fiber optics", Academic press, Third edition, (2001)
- [AKHEELES] Akheesh et al., "Continuous-wave pumping in the anomalous- and normal-dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation," Opt. Lett. 30, p.61 (2005)
- [ALFANO-1] Alfano et al., "Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass", Phys. Rev. Lett. 24, p.548 (1970)
- [ALFANO-2] Alfano et al., "Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses," Phys. Rev. Lett. 24, p.592 (1970)
- [BIRKS] Birks et al., "Supercontinuum generation in tapered fibers," Opt. Lett. 25, p.1415 (2000)
- [BOYD] Boyd, "Nonlinear optics," Academic Press (1992)
- [BRODEUR] Brodeur et al., "Band-gap dependence of the ultrafast white-light continuum," Phys. Rev. Lett. 80, p.4406 (1998)
- [CHAMPERT] Champert et al., "White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system", Opt. Exp. 12, p.4366 (2004)
- [COEN] Coen et al., "White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber," Opt. Lett. 26, p.1356 (2001)
- [CORKUM-1] Corkum et al., "Generation of infrared supercontinuum covering 3-14 μm in dielectrics and semiconductors," Opt. Lett. 10, p.624 (1985)
- [CORKUM-2] Corkum et al., "Supercontinuum generation in gases," Phys. Rev. Lett. 57, p.2268 (1986)
- [DUDLEY] Dudley et al., "Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping," JOSA B, 19, p.765 (2002)
- [FEDOTOVA] Fedotova et al., "Supercontinuum generation in planar rib waveguides enabled by anomalous dispersion," Opt. Exp. 14, p.1512 (2006)

- [FUJI] Fujii et al., "Sum-frequency light generation in optical fibers", Opt. Lett., 5, p.48 (1980)
- [GENTY] Genty et al., "Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers," Opt. Expr. 10, p.1083 (2002)
- [GOSNELL] Gosnell et al., "Supercontinuum generation at 248 nm using high-pressure gases," Opt. Lett. 15, p.130 (1990)
- [ILEV] Ilev et al., "Highly efficient wideband continuum generation in a single-mode optical fiber by powerful broadband laser pumping," Appl. Opt. 35, p.2548 (1996)
- [ILKOV] Ilkov et al., "Supercontinuum generation versus optical breakdown in CO₂ gas," Opt. Lett. 18, p.681 (1993)
- [LEON-SAVAL] Leon-Saval et al., "Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides," Opt. Exp. 12, p.2864 (2004)
- [LI] Li et al., "Temporal distribution of picosecond super-continuum generated in a liquid measured by a streak camera," Appl. Opt. 25, p.1869 (1986)
- [LIN] Lin et al., "New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy," Appl. Phys. Lett. 28, p.216 (1976)
- [PROVINO] Provino et al., "Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructured fibre," Electron. Lett. 37, p.558 (2001)
- [RANKA] Ranka et al., "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm," Opt. Lett. 25, p.25 (2000)
- [SALIMINIA] Saliminia et al., "Ultra-broad and coherent white light generation in silica glass by focused femtosecond pulses at 1.5 μm ," Opt. Exp. 13, p.5731 (2005)
- [TOMBELAINE] Tombelaïne et al., " Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holey fibers by SHG-induced modulation instabilities," Opt. Exp. 13, p.7399 (2005)
- [WADSWORTH] Wadsworth et al., "Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres," Opt. Exp. 12, p.299 (2004)
- [YIN] Yin et al., "Soliton fission and supercontinuum generation in silicon waveguides," Opt. Lett. 32, p.391 (2007)

RESUME

Cette thèse traite de l'amélioration de certaines caractéristiques des impulsions lumineuses émises par un microlaser. D'une part, on exploite le fait que ces impulsions injectées dans une fibre optique subissent une rotation non linéaire de leur polarisation et une diffusion Raman. Un double filtrage spectral et en polarisation permet de pratiquer une découpe temporelle permettant un raccourcissement ajustable de leur durée jusqu'à un facteur 16 (de 600ps à 32ps).

D'autre part, une source à double cavité imbriquée incluant un microlaser est déclenchée par un procédé hybride actif/passif. Cette configuration originale présente une gigue temporelle inférieure de deux ordres de grandeur à celle d'un microlaser passif seul.

Ces techniques permettent l'émission d'impulsions brèves, stables, avec une gigue réduite à partir de sources miniatures peu coûteuses, particulièrement attrayantes pour des applications de télédétection comme la cytométrie en flux, le LIDAR ou la spectroscopie CARS.

ABSTRACT

This thesis deals with the improvement of microchip laser pulses characteristics. On one hand, we exploit the fact that pulses injected in an optical fiber experiment both nonlinear polarisation rotation and Raman scattering. A dual spectrum and polarization filtering allows a temporal cut-off permitting a tunable shortening of their duration up to a factor 16 (from 600ps to 32ps).

On the second hand, a double nested cavity source including a microchip laser is Q-switched by a hybrid active/passive process. This original configuration shows a timing jitter reduced by two orders of magnitude compared to a microchip laser on its own.

These techniques allow the emission of pulses with short duration, high stability, low timing jitter from miniature low-cost sources, especially attractive for remote sensing applications like flow cytometry, LIDAR or CARS spectroscopy.