UNIVERSITÉ DE LIMOGES XLIM — UMR 7252

Année : 2015

SYNTHÈSE DES TRAVAUX

pour obtenir le

DIPLÔME D'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Discipline : Optique

présenté et soutenu par

Ludovic Grossard

le 4 novembre 2015

Optique cohérente et non-linéaire : des processus élémentaires à l'imagerie haute résolution en astronomie

Composition du jury

Présidente : Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT Professeur, laboratoire XLIM, Limoges *Rapporteurs* : Patricia SEGONDS Professeur, Université Joseph Fourier, Institut Néel, Grenoble Éric LANTZ Professeur, Université de Franche-Comté, Institut Femto ST, Besançon Guy MILLOT Professeur, Université de Bourgogne Franche-Comté Examinateurs : Denis MOURARD Astronome, observatoire de la Côte d'Azur, Nice Vincent COUDERC Directeur de recherche, laboratoire XLIM, Limoges Laurent DELAGE Professeur, laboratoire XLIM, Limoges François REYNAUD Professeur, laboratoire XLIM, Limoges

Mis en page avec la classe thloria.

Sommaire

	viduelle	
1. Currio	ulum vitæ	
2. Résumé des activités d'enseignement, d'animation et d'innovation pédagogique 7		
2.1	Enseignements d'optique	
2.2	Enseignements d'informatique	
2.3	Autres enseignements	
2.4	Innovations pédagogiques	
2.5	Animation scientifique et pédagogique	1
3. Résur	né des activités administratives	1
3.1	Activités administratives pour le département Mesures Physiques	1
3.2	Missions pour l'IUT du Limousin	2
33	Activités administratives pour le laboratoire XLIM	2
0.0	1	
4. Résur	né des activités de recherche	2
4. Résun 5. Produ	né des activités de recherche ction scientifique	2 3
4. Résun 5. Produ 6. Encad	né des activités de recherche ction scientifique rements scientifiques	2 3 4
 4. Résun 5. Produ 6. Encad 6.1 	né des activités de recherche ction scientifique rements scientifiques Participation à l'encadrement de thèses	2' 3 4 4
 4. Résun 5. Produ 6. Encad 6.1 6.2 	né des activités de recherche ction scientifique rements scientifiques Participation à l'encadrement de thèses Stages de DEA / Master Recherche	2 3 4 4 4
 4. Résun 5. Produ 6. Encad 6.1 6.2 6.3 	né des activités de recherche ction scientifique rements scientifiques Participation à l'encadrement de thèses Stages de DEA / Master Recherche Stage de maîtrise	2 3 4 4 4 4 4
 4. Résun 5. Produ 6. Encad 6.1 6.2 6.3 7. Contra 	né des activités de recherche ction scientifique rements scientifiques Participation à l'encadrement de thèses Stages de DEA / Master Recherche Stage de maîtrise	2 3 4 4 4 4 4 4 4
 4. Résun 5. Produ 6. Encad 6.1 6.2 6.3 7. Contra 7.1 	né des activités de recherche ction scientifique rements scientifiques Participation à l'encadrement de thèses	2' 3' 4' 4' 4' 4' 4' 4' 4'

Structurations temporelles et spatiales de sources laser par des processus d'optique linéaire et non-linéaire 53

8.1	Corrélations temporelles dans le rayonnement d'un laser biaxial	56
8.2	Laser à trois miroirs applicable à la génération optique de microondes	59
	i	

SOMMAIRE

8.3	Mesure des aberrations thermiques dans un laser en fonctionnement	63
8.4	Publications et conférences	69
enéra	ition de supercontinua dans des fibres optiques	93
9.1	Génération de supercontinua par double pompage dans les fibres optiques	~ ~
	microstructurées	93
9.2	Élargissement spectral par création d'une pompe secondaire dans la fibre	
	optique	98
9.3	Encadrement et publications	100
	8.3 8.4 9.1 9.2 9.3	 8.3 Mesure des aberrations thermiques dans un laser en fonctionnement 8.4 Publications et conférences

Interféromètre à somme de fréquences appliqué à l'imagerie haute résolution en astronomie 115

10. Contexte de l'interférométrie à somme de fréquences 10.1 Imagerie haute résolution 10.2 Différents types d'interféromètres pour l'imagerie haute résolution 10.3 Technique de la clôture de phase 10.4 Apports de l'optique guidée et intégrée 10.5 Concepts de l'interféromètre à somme de fréquences	117 117 118 119 121 124
11. Démonstration de la conservation du terme de clôture de phase en fort flux 11.1 Contexte et objectifs de l'étude 11.2 Principaux résultats 11.3 Encadrement et publications	129 129 130 132
12. Fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences en régime de comp tage de photons	- 143
12.1 Acquisition des termes de contraste et de clôture de phase en régime de comptage de photons	144
 12.2 Analyse en laboratoire de la cohérence spatiale d'un corps noir avec un interféromètre à somme de fréquences	147 156
13. Démonstrations de principe sur site	173
13.1 Tests de sensibilité d'un bras interférométrique à l'observatoire du Mauna Kea	174
13.2 Mise en place et test d'un interféromètre à somme de fréquences sur le réseau de télescopes CHARA	177
13.3 Encadrements et publications	193
14. Conversion non-linéaire d'une source infrarouge large bande par une pomp	e
	207
14.1 Quelques elements theoriques sur la somme de frequences	208
14.2 Conversion a un doublet spectral par deux pompes monochromatiques	214 219
14.4 Simulations numériques et perspectives	210 222

14.5	Conclusion	231
14.6	Encadrements et publications	231
15. Persp	ectives	255
15.1	Montée en longueur d'onde : expérimentations en laboratoire à 3,39 μ m	256
15.2	De nouveaux cristaux non-linéaires pour une conversion non-linéaire à	
	10 μm	258
15.3	Vers une analyse spectrale par une modulation de chemin optique pour	
	chaque raie de pompe	261
Bibliographi	e	265

Publications incluses dans le manuscrit

Temporal statistics of the light emitted by a bi-axial laser resonator	71
Dual frequency tunable cw Nd :YAG laser	80
Iterative reconstruction of thermally induced phase distortion in a Nd3+ :YVO4 laser .	85
Raman cascade suppression by using wide band parametric conversion in large nor-	
mal dispersion regime	102
Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holey fibers by SHG-induced	
modulation instabilities	109
Phase closure retrieval in an infrared-to-visible upconversion interferometer for high	
resolution astronomical imaging	133
Contrast and phase closure acquisitions in photon counting regime using a frequency	
upconversion interferometer for high angular resolution imaging	158
Laboratory Demonstration of Spatial-Coherence Analysis of a Blackbody through an	
Up-Conversion Interferometer	167
Application of frequency conversion of star light to high resolution imaging interfe-	
rometry. On-sky sensitivity test of a single arm of the interferometer	195
ALOHA 1.55 µm Implementation on the CHARA Telescope Array : On-sky sensitivity	
tests	200
Demonstration of a frequency spectral compression effect through an up-conversion	
interferometer	233
Effect of spectral sampling on the temporal coherence analysis of a broadband source	
in a SFG interferometer	243
	Temporal statistics of the light emitted by a bi-axial laser resonator Dual frequency tunable cw Nd :YAG laser Iterative reconstruction of thermally induced phase distortion in a Nd3+ :YVO4 laser Raman cascade suppression by using wide band parametric conversion in large nor- mal dispersion regime Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holey fibers by SHG-induced modulation instabilities Phase closure retrieval in an infrared-to-visible upconversion interferometer for high resolution astronomical imaging Contrast and phase closure acquisitions in photon counting regime using a frequency upconversion interferometer for high angular resolution imaging Laboratory Demonstration of Spatial-Coherence Analysis of a Blackbody through an Up-Conversion Interferometer Application of frequency conversion of star light to high resolution imaging interfe- rometry. On-sky sensitivity test of a single arm of the interferometer ALOHA 1.55 µm Implementation on the CHARA Telescope Array : On-sky sensitivity tests Demonstration of a frequency spectral compression effect through an up-conversion interferometer

Mes activités de recherche ont débuté fin 1997, lorsque j'ai commencé ma thèse de doctorat sous la direction de Bernard COLOMBEAU et Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT, dans le département « Optique Cohérente et Non-Linéaire » de l'IRCOM (Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes) à Limoges. Depuis 2001, j'occupe la fonction de Maître de Conférences à l'IUT du Limousin, dans le département Mesures Physiques à Limoges également. J'effectue mes activités de recherche dans le département photonique du laboratoire XLIM (UMR 7252).

Ce document est une synthèse de mes travaux de recherche et d'encadrement depuis mon arrivée dans le laboratoire, jusqu'en 2015. Il décrit également mes activités d'enseignement, d'animation et d'innovation pédagogique dans le département Mesures Physiques, ainsi que mes différentes responsabilités administratives passées et présentes, pour le laboratoire XLIM, le département Mesures Physiques, et la composante IUT du Limousin.

Ce document se compose de trois parties principales.

Tout d'abord, une notice individuelle, contenant mon curriculum vitæ ainsi qu'une frise chronologique replaçant mes différentes activités de recherche et responsabilités administratives lors de ces vingt dernières années. J'y décris ensuite mes activités d'enseignement dans le département Mesures Physiques. J'expose en particulier les nouveaux enseignements que j'ai été amené à mettre en place, ainsi que mes activités en matière d'animation et d'innovation pédagogique. Je présente ensuite mes responsabilités administratives dans le département, puis les différentes missions pour l'IUT du Limousin qui m'ont été confiées par les directeurs successifs de cette composante, et enfin mes responsabilités administratives pour le laboratoire XLIM. La suite de cette partie est composée d'un bref résumé de mes activités de recherche, puis de la liste de mes publications et communications, ainsi que les coencadrements d'étudiants que j 'ai effectués. Je termine cette partie par le récapitulatif de mes participations aux divers contrats de recherche et collaborations avec des laboratoires et entreprises nationaux et internationaux.

Les deux parties suivantes de ce manuscrit constituent une présentation plus détaillée de mes activités de recherche. Dans chacun des chapitres, je rappelle le contexte et les objectifs scientifiques. Je décris ensuite les principaux résultats obtenus. Je termine enfin par les coencadrements que j'ai effectués, et la liste des publications et communications liées à la thématique de recherche développées dans le chapitre en question. Pour terminer, j'ai inséré les publications les plus représentatives.

La deuxième partie de ce manuscrit est un bilan de mes activités de recherche principales pour la période allant de fin 1997 à 2007. Ces activités portaient sur la structuration temporelle et spatiale du rayonnement émis par des sources laser, par des processus d'optique linéaire et non-linéaire.

 Le chapitre 8 décrit mon travail de recherche effectué en thèse (1997–2001), portant d'une part sur le contrôle des propriétés spatiales et spectrales du rayonnement émis par un laser solide pompé par diode, d'autre part sur la caractérisation fine des effets thermiques liés au pompage dans ce type de cavité. Il s'agit d'un travail principalement expérimental, qui s'inscrit dans la thématique de recherche du laboratoire portant sur le contrôle et la combinaison cohérente de plusieurs lasers pour atteindre des brillances élevées.

— Le chapitre 9 présente une partie des travaux de recherche que j'ai effectués avec Vincent COUDERC sur la période 2002–2007. Ces travaux concernaient la génération de supercontinua dans le domaine du visible par des processus d'optique non-linéaire. Ces sources blanches de densité spectrale de puissance élevée, trouvent des applications très variées, que ce soit dans le domaine médical (diagnostic hématologique, dépistage de cancer par microscopie CARS...), ou encore dans l'identification d'agents chimiques (explosifs par exemple).

La troisième et dernière partie de ce manuscrit présente mes activités de recherche actuelles, portant sur l'utilisation de l'optique non-linéaire pour l'imagerie haute résolution en astronomie. Ce chapitre couvre la période 2007–2015.

- Le chapitre 10 présente le principe de l'interféromètre à somme de fréquences pour l'imagerie haute résolution en astronomie. J'y présente la thématique de recherche, ainsi que les travaux qui ont été effectués avant mon arrivée dans le groupe IRO (Imagerie Radar et Optique), dirigé par François REYNAUD et Laurent DELAGE.
- Les chapitres 11 et 12 décrivent les travaux de recherche qui ont été effectués en laboratoire. L'objectif était de vérifier que l'utilisation de l'optique non-linéaire, et notamment du processus de somme de fréquences dans des cristaux en niobate de lithium à domaines périodiquement inversés, est tout à fait compatible avec les principe de l'imagerie haute résolution par analyse de cohérence temporelle utilisée actuellement en astronomie, et permet d'étendre cette technique d'imagerie vers des gammes de longueurs d'onde difficilement accessibles actuellement pour les astronomes.
- Le chapitre 13 décrit les expérimentations que nous avons effectuées sur le ciel. Des collaborations avec les observatoires du Mauna Kea à Hawaï d'une part, et du Mont Wilson en Californie d'autre part, nous ont permis d'accéder aux grands instruments actuellement en exploitation, et d'y effectuer des tests d'intégration de notre interféromètre à somme de fréquences sur site. Des résultats expérimentaux très prometteurs sont décrits dans ce chapitre.
- Le chapitre 14 traite des travaux de recherche que nous effectuons actuellement en laboratoire pour augmenter la sensibilité de l'instrument que nous développons. En particulier, nous montrons comment l'utilisation d'une source de pompe multiraie pour laquelle le spectre d'émission est contrôlé, permet de convertir par somme de fréquences une large bande du spectre infrarouge de l'objet stellaire observé.
- Enfin, le dernier chapitre présente les perspectives à venir pour cette thématique de recherche. J'y présente brièvement les travaux réalisés dans le cadre de la thèse de Ludovic SZEMENDERA, qui concernent le passage de la longueur d'onde de fonctionnement de l'instrument de 1550 nm vers 3,39 µm, ainsi que les perspectives de montée vers des longueurs d'onde proches de 10 µm grâce à l'utilisation de cristaux non-linéaires de OP-GaAs. Ces technologies permettraient à notre instrument de montrer tout son potentiel dans l'imagerie haute résolution en astronomie, notamment dans la détection d'objets froids comme les naines brunes ou les exoplanètes. Je termine enfin en montrant comment il doit être possible d'effectuer l'analyse de la cohérente spatiale d'une source infrarouge résolue spectralement.

Notice individuelle

Curriculum vitæ

ÉTAT CIVIL

Ludovic GROSSARD ☎:0555457415 ☞:ludovic.grossard@unilim.fr ℃:http://ludovic.grossard.fr

Fonction : Maître de Conférences, section CNU 30 (milieux dilués et optique), IUT du Limousin, département Mesures Physiques

Unité de recherche : Département Photonique, XLIM UMR 7252, Directeur : D. BAILLARGEAT

FORMATION

1997-2000	Doctorat en Électronique des Hautes Fréquences Spécialité Optique. IRCOM (Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes), Univ. Limoges.
	« Corrélations temporelles et spatiales, structuration spectrale et distorsions thermiques dans l'émission d'un laser pompé par diodes »
	Directeurs de thèse : B. COLOMBEAU et A. DESFARGES-BERTHELEMOT
	Rapporteurs : J. P. HUIGNARD et H. MAILLOTTE
	mention très honorable
1996-1997	Scientifique du contingent
	Commissariat à l'Énergie Atomique - Direction des Applications Militaires
	Centre d'Études de Vaujours-Moronvilliers
	« Mesure de vitesses par interférométrie doppler laser »
1995-1996	DEA Acousto Opto Électronique et Mécanique des Structures
	Laboratoire d'Optique P. M. DUFFIEUX, Univ. de Franche Comté.
	« Caractérisation de nouveaux polymères non-linéaires par une technique Zscan »
	mention Bien
1994-1995	Maîtrise de physique - Univ. de Franche Comté.
	Stage : « Étude d'un microscope à fibre optique »
	mention Assez Bien

Emplois occupés		
depuis 2001	Maître de Conférences à l'IUT du Limousin, département Mesures Phy- siques	
	 nomination en qualité de Maître de Conférences Stagiaire à l'IUT du Limousin en septembre 2001, 	
	 titularisation en qualité de Maître de Conférences à l'IUT du Limou- sin en septembre 2002. 	
2000–2001	Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche à l'Université de Li- moges	
1998–2000	Vacataire à la Faculté des Sciences de Limoges, département Informatique (environ 80 h/an)	

ACTIVITÉS ASSOCIATIVES

- Animateur scientifique à la Société d'Astronomie Populaire de Limoges depuis 2003, http://saplimoges.fr. L'association a pour vocation de favoriser le regroupement des amateurs d'astronomie de Limoges et du Limousin. La Saplimoges a aussi un rôle de diffusion de l'astronomie auprès du grand public. Elle organise en Limousin plusieurs observations ouvertes à tous, essentiellement l'été à l'occasion de la Nuit des Étoiles ou lors d'événements marquants (éclipses, passages de comète), avec l'appui des médias régionaux. Sur le plan éducatif, du collège à l'université et aux classes préparatoires, l'association participe à l'éveil de la culture scientifique et à l'encadrement de travaux pratiques (TPE et TIPE) dans le domaine de l'astronomie.
- membre d'Alternatives87 depuis 1999, association pour la promotion du logiciel libre en Limousin, et actuel président (troisième mandat), http://alternatives87.eu.org. Alternatives87 est un regroupement d'enseignants, informaticiens amateurs et professionnels. L'association a pour objectif de défendre et promouvoir les logiciels libres dans la région de Limoges. Des ateliers sont régulièrement organisés, et plusieurs manifestations dédiées aux logiciels libres (et à la philosophie de partage des connaissances qui y est associée) sont organisées chaque année.
- membre de KDE eV, association internationale de programmeurs, traducteurs, artistes, qui développent l'environnement de bureau KDE, la principale alternative libre et grand public aux interfaces des systèmes d'exploitation conventionnels (Windows et Mac OS). Coordinateur de l'équipe francophone de traduction de KDE depuis 2000 (environ 40 traducteurs en France, Quebec, Suisse), http://fr.wikipedia.org/wiki/KDE

Représentation chronologique de mes activités de recherche et responsabilités administratives



Chapitre 1. Curriculum vitæ

Résumé des activités d'enseignement, d'animation et d'innovation pédagogique

J'occupe un poste de Maître de Conférences à l'Institut Universitaire de Technologie du Limousin depuis septembre 2002, dans le département Mesures Physiques. Mes activités d'enseignement concernent principalement l'optique et l'optronique d'une part, et l'informatique d'autre part. J'enseigne en première et seconde année¹ de DUT Mesures Physiques, ainsi qu'en licence professionnelle en alternance « Capteurs Instrumentation Mesures et Essais » qui est une des licences professionnelles du département. J'assure également un enseignement à distance concernant la qualité des sites web en DEUST webmaster et en licence professionnelle servicetique. Ces deux formations sont proposées par le Campus Virtuel TIC² de la faculté des Sciences de Limoges. En moyenne sur les cinq dernières années, j'effectue chaque année 350 heures d'enseignement en équivalent TD, dont 40% sous forme de travaux pratiques.

2.1 Enseignements d'optique

J'effectue l'enseignement d'optique en tandem avec Laurent DELAGE, Professeur des Universités également dans le département Mesures Physiques de l'IUT du Limousin. Peu après mon arrivée dans le département, nous avons restructuré complètement l'enseignement théorique dispensé en seconde année suite au changement de programme pédagogique national de Mesures Physiques. Nous avons également mis en place à la même époque une nouvelle série de Travaux Pratiques d'optique en 2^e année en cohérence avec l'enseignement théorique. J'assure jusqu'à aujourd'hui la coresponsabilité de cette série de travaux pratiques.

En 2008, j'ai repris l'enseignement d'optique géométrique (cours et travaux dirigés) qui était effectué jusque là par Frédéric TRON, professeur agrégé au département Mesures Physiques. Ce fut l'occasion de faire évoluer ce cours, et en particulier de le mettre davantage en cohérence avec l'enseignement d'optique de 2^e année. J'assure depuis cette date la coresponsabilité de la série de travaux pratiques associée à cet enseignement.

J'ai participé avec Laurent DELAGE aux différentes réunions du groupe de spécialistes « optique / optronique » qui a travaillé sur la définition du contenu pédagogique du programme pédagogique national de Mesures Physiques, en application depuis la rentrée 2013. Nous avons ensuite restructuré de manière significative notre enseignement d'optique sur les deux années de DUT pour le rendre conforme au nouveau programme.

Les tableaux suivants détaillent mes activités d'enseignement en optique. Le symbole (A) signifie que j'ai repris et adapté un enseignement préexistant, et (N) indique qu'il s'agit d'un enseignement que j'ai été amené à créer. Les enseignements sur fond gris sont ceux que je dispense actuellement.

^{1.} Il existe deux spécialités en seconde année de DUT Mesures Physiques de Limoges : Techniques Instrumentales, et Matériaux et Contrôles Physico-Chimiques. L'enseignement d'optique est commun à ces deux spécialités.

http://www.cvtic.unilim.fr/

Période	Enseignement
depuis 2001	Optique DUT Mesures Physiques 1 ^{re} année Travaux pratiques : optique géométrique, interférométrie, capteurs optiques, métrologie depuis 2008, cours et travaux dirigés : optique géométrique
depuis 2001	Optique DUT Mesures Physiques 2 ^e année Cours : photométrie, sources thermiques, lasers, fibres optiques, polarisation, spectroscopie, capteurs travaux dirigés / travaux pratiques : diffraction et optique de Fourier, in- terférométrie, polarisation, lasers, réseaux de fibres optiques, spectromètre à réseau de diffraction
2005 – 2010	fibres et composants optiquesALicence Professionnelle MMIC / IQSEE / CIMECours / travaux dirigés / travaux pratiques

Chapitre 2. Résumé des activités d'enseignement, d'animation et d'innovation pédagogique

2.2 Enseignements d'informatique

J'ai eu la chance de pouvoir enseigner dès mes années de doctorat. Mes premières heures d'enseignement ont été des travaux pratiques d'informatique outil – utilisation de Microsoft Word et Excel (ne le répétez pas aux membres de l'association Alternatives87, ils ne sont pas au courant!). Depuis, j'ai toujours conservé, en parallèle de mes enseignements d'optique, des enseignements d'informatique, que ce soit en programmation, acquisition de données, ou dans des domaines plus variés comme la qualité web ou la conception des systèmes d'information. Ces activités d'enseignement assez diversifiées sont à mettre en parallèle avec l'utilisation quotidienne que je peux avoir de l'outil informatique dans le cadre de mes travaux de recherche, mais aussi de mon engagement depuis plus de 15 ans dans la promotion des logiciels libres, au sein de l'association Alternatives87 (j'y côtoie depuis de nombreuses années des développeurs et ingénieurs sécurité de talent) et du projet KDE.

J'ai eu à plusieurs reprises l'occasion de mettre en place de nouveaux enseignements :

- en 2000, suite à une sollicitation d'Olivier TANTOT du département de physique de la Faculté des Sciences de Limoges, j'ai créé un module d'enseignement de traitement des données (cours / travaux dirigés / travaux pratiques) pour la maîtrise de Physiques et Applications de la Faculté des Sciences. Cet enseignement concernait la modélisation de phénomènes physiques en utilisant la librairie scientifique GSL (GNU Scientific Library³) et le langage de programmation C. J'ai assuré cet enseignement de 2000 à 2006.
- après être intervenu dans la série de travaux pratiques d'informatique en première année de DUT Mesures Physiques pendant 7 ans, j'ai repris en 2009 la responsabilité de la série de TP. J'ai alors totalement récrit le contenu de cette série de TP. Le langage C a

^{3.} http://www.gnu.org/software/gsl/

été abandonné, devenant de plus en plus difficile d'accès pour les étudiants de première année, au profit du langage Python, bien plus adapté au programmeur débutant, tout en étant un langage moderne et largement utilisé aujourd'hui. Depuis la rentrée 2013, j'assure également le cours et les travaux dirigés en informatique en première année de DUT.

- en 2010, j'ai mis en place un enseignement concernant la qualité web en collaboration avec Sylvain FLOURY, développeur web et consultant chez Althéa TEC (http://www. althea-groupe.com/). Il s'agit d'un enseignement entièrement à distance pour des étudiants de DEUST webmaster et de licence professionnelle Servicetique.
- en 2011, dans le cadre de l'ouverture de la nouvelle licence professionnelle « Capteurs Instrumentation Mesures et Essais », j'ai développé un module d'enseignement de mise à niveau en informatique scientifique. Ce module a lieu en tout début d'année, et permet aux étudiants provenant d'horizons divers d'avoir des notions sur la représentation, le traitement et le stockage des données.

Le tableau 2.1 rassemble mes enseignements en informatique passés et actuels.

2.3 Autres enseignements

J'ai enseigné au cours de ma carrière dans d'autres domaines que l'optique et l'informatique. Ce fut à chaque fois un enrichissement, et l'occasion de mettre en place un enseignement un peu plus transversal. Ce fut le cas par exemple avec l'enseignement de métrologie, qui est au cœur de la formation Mesures Physiques, et dans lequel je suis intervenu en travaux pratiques pendant quatre années. J'ai ajouté des liens plus fort entre l'enseignement d'informatique et de métrologie. Une séance de travaux pratiques d'informatique de première année s'appuie entre autre sur l'étude de la moyenne et l'écart type d'un signal électrique précédemment acquis, et reprend une séance de travaux pratiques de métrologie que les étudiants ont suivie quelques mois auparavant. De la même manière, nous nous sommes efforcés, lorsque cela est possible, d'ajouter une petite touche de métrologie dans les sujets de travaux pratiques d'optique en 2^e année. Cette omniprésence de la métrologie dans les autres matières de l'enseignement Mesures Physiques est d'ailleurs une orientation forte du nouveau Programme Pédagogique National Mesures Physiques⁴

Le tableau 2.2 récapitule ces enseignements divers.

2.4 Innovations pédagogiques

Le constat est souvent unanime, la majorité des étudiants que nous accueillons aujourd'hui fournissent trop peu de travail personnel d'apprentissage entre les séances de cours et de travaux dirigés, et n'ont pas une participation active suffisante aux enseignements au regard des attentes. Ce manque d'implication se traduit par une faible acquisition des connaissances, et une mauvaise rentabilité des séances passées en présentiel. C'est dans ce contexte

^{4.} http://unil.im/PPNMP2013

Période	Enseignement	
1998 - 2000	Informatique outil DEUG Sciences et Technologies toutes filières Travaux pratiques (Utilisation de Word et Excel)	
1998 – 2000	Programmation Turbo-Pascal DEUG MIAS Travaux pratiques	
1998 – 2000	Excel Licence Es Sciences Physiques Travaux dirigés et travaux pratiques	
1999 – 2000	Programmation en langage CALicence Électronique – Électrotechnique – AutomatiqueTravaux pratiques)
2000 - 2006	Traitement des données (programmation langage C)NMaîtrise de Physique et ApplicationsSCours / travaux dirigés / travaux pratiquesS)
2001 - 2002	Programmation en langage Pascal DUT Mesures Physiques 1 ^{re} année Travaux pratiques	
2005 – 2012	 Introduction à LATEX Conception des systèmes d'information : serveurs web et bases de données Animation de formation à distance de l'École Ouverte Francophone (certification professionnelle sur les logiciels libres)) -
2002 - 2009	Programmation en langage C DUT Mesures Physiques 1 ^{re} année Travaux pratiques	
depuis 2009	Programmation en langage PythonNDUT Mesures Physiques 1 ^{re} annéeTravaux pratiques (cours et travaux dirigés d'algorithmique à la rentrée 2013))
depuis 2010	Qualité d'un site webNDEUST webmaster et gestionnaire d'intranet 2e annéeFormation à distance de la Faculté des Sciences de Limoges)
depuis 2010	Qualité des services TICNLicence Professionnelle ServicetiqueEnseignement à distance de la Faculté des Sciences de Limoges)
depuis 2011	Informatique ScientifiqueNLicence Professionnelle Capteurs Instrumentation Mesures et EssaisCours / travaux dirigés / travaux pratiques)

Chapitre 2. Résumé des activités d'enseignement, d'animation et d'innovation pédagogique

Tableau 2.1 – Enseignements en informatique actuels et passés.

que j'ai choisi de mettre en place une expérimentation de pédagogie différente. Le premier objectif est d'augmenter la qualité de l'apprentissage, et la réussite des étudiants, en les im-

Période	Enseignement
2000 - 2004	Physique nucléaire DUT Mesures Physiques 1 ^{re} année Cours et travaux dirigés
2000 - 2008	Électrotechnique DUT Mesures Physiques 1 ^{re} année Travaux pratiques
2001 – 2005	Acquisition et traitement de données avec Labview programmation assembleur DUT Mesures Physiques 2 ^e année Travaux pratiques
2004 - 2008	Métrologie DUT Mesures Physiques 1 ^{re} année Travaux pratiques

Tableau 2.2 – Enseignements divers.

pliquant davantage dans leur propre formation (et par là même en les incitant fortement à augmenter quantité de travail fournie). Le second objectif est d'optimiser le temps passé en cours magistral en amphithéâtre, et en travaux dirigés. Pour cela, je me suis appuyé sur la pédagogie inversée, très populaire aux États-Unis, et qui commence à faire son apparition en France [Dufour 14, Chevalier 14]⁵. Plusieurs sites internet présentant cette pédagogie alternative ont fait leur apparition récemment⁶.

2.4.1 Principes de la pédagogie inversée

En pédagogie classique, la transmission du savoir se fait en présentiel, généralement lors de cours en amphithéâtre. L'enseignant est le « sachant » qui déverse son savoir à des apprenants, qui n'ont pas un rôle actif, et absorbent les connaissances pendant toute la durée du cours. La consolidation des connaissances et l'approfondissement se font alors en dehors des cours, tandis que l'étudiant se retrouve seul face à un contenu pédagogique qu'il n'a pas forcément compris lors du cours. Au mieux, cette phase à la maison demande du temps et du travail personnel, au pire elle est superficielle, voire inexistante.

En pédagogie inversée, le contenu pédagogique est mis à disposition des étudiants, sous la forme de courtes capsules vidéos (typiquement moins de 20 minutes) présentant une notion particulière. Des questionnaires en ligne accompagnent souvent les contenus de cours. Ils sont constitués de questions de compréhension ou d'exercices d'applications simples, de bas niveau cognitif. Ils permettent à l'enseignant d'avoir une bonne vision globale de la compréhension de son cours par l'ensemble des étudiants de la promotion grâce aux statistiques que proposent

^{5.} Ces articles sont disponibles en ligne :

http://unil.im/dufour2014 et http://unil.im/chevalier2014

^{6.} http://www.classeinversee.com, http://www.laclasseinversee.com/

aujourd'hui les outils numériques.

J'ai donc entrepris, pour l'année 2014-2015, d'adapter mon cours d'optique de première année de DUT à un fonctionnement en pédagogie inversée. Il s'agit d'un enseignement comprenant un peu moins de 9 heures de cours en amphithéâtre et 14 heures de travaux dirigés par étudiant. Six séances de travaux pratiques (sous la forme de séances de 3 h) viennent compléter cet enseignement.

2.4.2 Travail préparatoire à la maison

Pour mettre à disposition des étudiants le contenu pédagogique nécessaire à la préparation des séances en présentiel, je me suis appuyé sur la plate-forme Claroline (figure 2.1) que nous utilisons dans le département, et dont je fais une description plus détaillée page 19.

Dans un premier temps, j'ai découpé le contenu du cours en 15 notions (presque) indépendantes. Pour chaque notion, j'ai enregistré une vidéo dont la durée varie entre 10 et 20 minutes en fonction du contenu. Je m'appuie sur des diaporamas à trous que je remplis à la tablette graphique pendant la vidéo⁷.

J'ai ensuite préparé des questionnaires en ligne (QCM) proposant chacun une dizaine de questions simples sur les notions vues dans les vidéos de cours. Enfin, quelques exercices en ligne sont également disponibles. Il s'agit ici de petits exercices d'application directe du cours.

2.4.3 Adaptation du travail en présentiel

Une des difficultés principales lors de la mise en place de cette pédagogie est la scénarisation de la séance en présentiel. Ces séances, d'une durée de 1h15, se déroulent en amphithéâtre avec environ 80 étudiants. C'est cette scénarisation qui m'a demandé le plus de travail (plus que l'enregistrement des vidéos par exemple). Pour chaque séance de présentiel, j'ai opté pour le déroulement suivant :

- pour chaque vidéo de cours, projection d'une seule diapo résumant toutes les notions importantes de la vidéo. Démarre alors un dialogue avec les étudiants sur les questions qu'ils ont préparées pour la séance;
- correction des QCM en ligne. Je m'attarde sur les questions qui ont le moins bon taux de réussite;
- correction des petits exercices en ligne;
- le dernier quart d'heure de la séance est réservé pour un QCM papier noté, portant sur les notions du jour.

Les séances de travaux dirigés (par groupe de 26 étudiants maximum) ont également été adaptées. Nous avons réparti les étudiants en petits groupes. Chaque groupe travaille sur un sujet particulier, de manière collaborative. Les étudiants préparent une correction qu'ils présentent ensuite aux autres groupes.

^{7.} Les vidéos de cours ainsi que les fichiers pdf des diaporamas sont disponibles sous licence libre à cette adresse:http://unil.im/optiqueMP1

PARCOURS PÉDAGOGIQUE

Cours 4 (18 mars 2015)

Afin de préparer le prochain présentiel prévu le 18 mars, vous devez travailler les éléments du parcours pédagogique suivants

vidéo de cours sur la propagation de la lumière

vidéo de cours sur les dioptres
vidéo de cours sur les applications des diotpres

Afin d'évaluer votre compréhension de ces deux cours, vous devez effectuer les deux QCM mis à votre disposition. Nous reprendrons ensemble ces QCM lors du présentiel. Ce sera le moment de poser un maximum de questions et d'éclaircir des points du cours qui le nécessitent.

Vous avez également un certain nombre d'exercices à faire sur feuille. Il s'agit de petits exercices simples mettant en œuvre des notions vues dans le cours. Vous pouvez vérifier en ligne si vous avez trouvé le bon résultat en saisissant directement la valeur. Apportez vos solutions (détaillées) sur papier pour le présentiel. Nous ferons un corrigé ensemble.

Module	Progression
Vidéos de cours	
🖟 Vidéo : propagation de la lumière (7'13)	100%
🖟 Vidéo : les dioptres (14'48)	100%
🖟 Vidéo : les dioptres, applications (13'54)	100%
QCM (essais illimités)	
🗹 QCM6 : propagation de la lumière	100%
✓ QCM7 : les dioptres	100%
Exercices à faire sur feuille (essais illimités)	
🗹 4.a retard d'une impulsion laser	100%
🗹 4.b angle de réfraction	100%
🗹 4.c ouverture numérique et tache projetée	50%
Compléments	
🖟 Vidéo : effet mirage	100%
🖟 Vidéo : l'arc en ciel	100%
🖟 Complément sur la réfraction	100%
📓 Mirage en mediterranée	100%
Progression du parcours pédagogique :	96%

FIGURE 2.1 – Exemple de parcours pédagogique proposé en ligne aux étudiants pour préparer une séance en présentiel.

Le déroulement des séances de travaux pratiques n'a pas été modifié pour cette expérimentation, le fonctionnement étant déjà proche de la philosophie de la pédagogie inversée (enseignement très concret, par petits groupes, interaction forte entre l'enseignant et les étudiants, accompagnement personnalisé).

2.4.4 Bilan de l'expérimentation

Le bilan de cette expérimentation est très positif. L'objectif initial qui était principalement de rendre les étudiants plus actifs dans leur formation, et de les mettre au travail avant les séances en présentiel a été pleinement atteint. Nous avons pu quantifier ce travail à partir des statistiques des parcours pédagogiques fournis par la plate-forme. Nous avons senti une meilleure assimilation des notions de cours, bien que ce soit encore perfectible. Ceci s'est traduit par une hausse de la moyenne de la promotion au contrôle final de deux points par rapport à l'an passé, pour un sujet de difficulté sensiblement équivalente. Nous avons eu également un retour très positif des étudiants, qui ont particulièrement apprécié lors des séances en présentiel de ne se focaliser que sur les points difficiles. Le cours d'optique de première année de DUT Mesures Physiques sera reconduit sous cette forme à la rentrée 2015.

2.5 Animation scientifique et pédagogique

- encadrement des projets de fin d'étude : les étudiants de deuxième année de DUT réalisent un projet de fin d'étude pour une durée de 40 heures en présence des enseignants. Ces projets ont pour objectif de préparer l'étudiant à son stage de fin d'étude en entreprise. Il s'agit pour les étudiants de mettre en œuvre les connaissances acquises au cours de leurs deux années à l'IUT pour mener à bien la mise en place et l'étude d'une chaîne d'acquisition. Depuis mon arrivée dans le département Mesures Physiques, j'ai encadré chaque année⁸, avec mon collègue Laurent DELAGE, deux projets dans le domaine de l'optique (soit six étudiants), sur des sujets tels que l'étude et la conception d'un télémètre laser ou la réalisation d'un spectromètre à réseau piloté sous LabVIEW.
- suivi des stages : les étudiants terminent leur cursus par un stage en entreprise d'une durée de 10 à 12 semaines, le plus souvent sur un sujet lié à la mesure et l'instrumentation. Chaque année, je suis le tuteur pédagogique de deux à trois étudiants. J'assure le suivi de l'étudiant au cours de son stage, et je suis l'interlocuteur pour Mesures Physiques auprès de l'entreprise qui accueille l'étudiant stagiaire. Enfin je suis chargé de la notation du rapport de stage, et de l'organisation de la soutenance orale, qui a lieu soit dans l'entreprise, soit dans le département Mesures Physiques.

Depuis mon arrivée dans le département, j'ai suivi une quarantaine de stagiaires dans 20 entreprises ou laboratoires différents, et dans des domaines très variés comme l'optique, le nucléaire ou la métrologie.

- **tutorat :** en 2006, constatant les difficultés d'adaptation croissantes des jeunes entrant dans le département Mesures Physiques, l'équipe pédagogique a mis en place un système de tutorat. L'objectif est d'identifier le plut tôt possible les éventuelles difficultés que peuvent éprouver les étudiants, de les rencontrer régulièrement pour faire le point sur leurs résultats et en particulier sur leur méthode de travail, qui fait souvent défaut lors de leur arrivée en première année. Je participe chaque année au suivi de 12 étudiants.
- **Projet Personnel et Professionnel :** il s'agit d'un travail de fond qui doit permettre à l'étudiant :
 - de connaître les secteurs d'activité et le marché du travail liés à la mesure physique,
 - de déterminer ses motivations professionnelles,
 - de choisir un secteur d'activité, un métier ou un parcours de formation à l'issue de sa formation.

L'étudiant participe ainsi à différentes activités : recherches documentaires, visites d'entreprises, rencontres avec des professionnels... Je participe au suivi de groupes d'étudiants lors de leur visite d'entreprise. Il s'agit de s'assurer du bon déroulement de leurs démarches, d'évaluer le rapport écrit qu'ils sont amenés à rédiger, et d'organiser et participer au jury de soutenance orale de leur Projet Personnel et Professionnel.

Journées portes ouvertes : je participe chaque année à l'animation des journées portes ouvertes, en accueillant dans la salle de travaux pratiques d'optique lycéens et parents d'élèves lors de leur visite dans le département, et en leur faisant découvrir les thématiques abordées avec les étudiants dans le domaine de l'optique.

^{8.} à l'exception des trois dernières années, où les missions que nous avons effectuées à l'observatoire du Mont Wilson (décrites dans le chapitre 13) ont eu lieu pendant la période des projets.

- Participation aux Ateliers de Découverte et d'Orientation : depuis 2010, l'IUT du Limousin organise des ateliers à l'intention des lycéens de première et de terminale de la Région. L'objectif est de resserrer les liens entre les enseignants des lycées et l'équipe pédago-gique, et de faire découvrir le département aux lycéens par le biais d'activités ludiques. De 2008 à 2010, à raison de deux à trois fois par an, j'ai animé un atelier consacré à la mesure de gradients de température par une méthode interférométrique. Il s'agissait de mesurer les variations de la température de l'air au-dessus d'une plaque d'aluminium préalablement chauffée, puis placée dans l'un des bras d'un interféromètre de Michelson. Après enregistrement de la figure d'interférence, les lycéens avaient à traiter le champ de franges puis à tracer l'évolution de la température au-dessus de la plaque.
- **Participation aux forums étudiants** dans la région Limousin pour y représenter le département Mesures Physiques
- **Participation aux préjurys de DUT et de Licence Professionnelle** organisés dans le département à chaque fin de semestre. L'équipe pédagogique y fait des propositions pour le jury central de l'IUT
- **Jury de thèse / master II :** participation à des jurys de thèse et soutenances de stage de Master II, rapporteur de soutenances de stages de master 2.

Président de jury de bac et BTS

Animations annexes

- **Initiation à LAT_EX.** Je suis utilisateur de logiciels libres depuis 1998, et fervent défenseur de la philosophie du partage qui y est associée. Parmi les logiciels libres que j'utilise quotidiennement, il en est un qui me tient particulièrement à cœur, il s'agit du formateur de texte LAT_EX⁹ (avec lequel j'écris ces lignes d'ailleurs). Il permet de rédiger des documents d'une grande qualité typographique en se concentrant sur le fond du document, et en laissant la gestion de la forme au logiciel. J'ai découvert LAT_EX en 1995 grâce à Mr Daniel COURJON, alors que j'étais étudiant en DEA d'optique à l'Université de Franche-Comté. J'ai décidé à mon tour, en 2003, de proposer une initiation à ce logiciel d'une durée de quatre à huit heures, pour les étudiants du département Mesures Physiques intéressés. J'ai également préparé et mis en ligne des modèles de documents ¹⁰ pour les rapports de projets, de stage, et les diapositives de présentation, que les étudiants peuvent réutiliser librement pour leurs propres besoins.
- Ateliers logiciels libres. J'anime depuis 2012 un rendez-vous hebdomadaire consacré aux logiciels libres. Pendant une heure, j'accompagne des étudiants motivés pour utiliser un système d'exploitation libre sur leur ordinateur personnel. C'est également l'occasion de partager avec eux quelques bonnes pratiques concernant l'utilisation des outils numériques (importance des sauvegardes, choix de formats de données ouverts indépendants d'un logiciel particulier, choix des outils adaptés pour chaque tâche...)

^{9.} http://fr.wikipedia.org/wiki/LaTeX

^{10.} http://ludovic.grossard.fr/latex/classes-de-documents

3.1 Activités administratives pour le département Mesures Physiques

3.1.1 Responsabilité de la procédure d'admission

Dès mon arrivée dans le département en 2001, je me suis très rapidement impliqué dans des tâches administratives. On m'a confié la gestion de la procédure d'admission en première année de Mesures Physiques, des lycéens et étudiants en réorientation. Il s'agissait de réceptionner et préparer les dossiers de candidature pour qu'ils soient ensuite évalués par des collègues. Pour cela, les notes des matières clés (mathématiques, physique, anglais) étaient recopiées manuellement dans un tableur à partir des bulletins de note de première et de terminale au format papier, et un score pour chaque dossier était calculé en fonction de ces notes. J'étais également chargé de préparer le préjury dans lequel l'équipe pédagogique émet un avis sur chaque dossier, et je participais au jury central de l'IUT en compagnie du chef de département.

J'ai travaillé deux ans de cette manière, mais l'utilisation du tableur rendait difficile l'exploitation des données et l'extraction de statistiques. J'ai pris en 2004 l'initiative de développer un logiciel permettant de gérer plus facilement les dossiers de candidature. Cet outil se présentait sous la forme d'une interface web permettant d'effectuer la saisie des notes de chaque candidat, de calculer automatiquement les scores, et de préparer très facilement le préjury d'admission. L'outil utilisait une base de données relationnelle, ce qui permettait de manipuler bien plus facilement les données (pour les statistiques notamment), et autorisait un travail collaboratif. Cependant, les dossiers des candidats demeuraient au format papier, et il fallait saisir manuellement les notes des candidats, avec tous les risques d'erreur que cela comporte, et le caractère très fastidieux de l'opération. En 2005, j'ai alors proposé à la direction de l'IUT et aux différents chefs de département de mettre en place l'outil que j'avais développé pour Mesures Physiques pour tous les départements de l'IUT, en y ajoutant le développement d'un site internet permettant au candidat de faire sa candidature en ligne, et un ensemble d'outils permettant de traiter les dossiers de manière totalement dématérialisée et automatique. J'ai alors été missionné par le Directeur pour développer cet outil pour une mise en production à la rentrée 2006. Le contenu de cette mission est développé plus en détail dans la partie 3.2.1. Pendant toute la période d'exploitation du logiciel, j'ai continué à assurer la responsabilité de la procédure d'admission pour le département Mesures Physiques.

À la rentrée 2009, après trois années d'exploitation, nous avons abandonné le logiciel que j'avais développé pour passer sur le logiciel Admission Postbac (APB), développé par l'Institut National Polytechnique de Toulouse pour le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, et utilisé sur le plan national par tous les établissements d'enseignement supérieur. J'ai d'ailleurs été missionné par la direction de l'IUT pour assurer une transition douce entre le système que nous utilisions en interne, et ce nouveau logiciel. Le détail de cette mission est présenté dans la partie 3.2.2.

Jusqu'à aujourd'hui, j'assure la responsabilité de la procédure d'admission pour le dépar-

tement Mesures Physiques par le biais de la plate-forme APB.

3.1.2 Développement du logiciel Signatures

En 2006, l'idée du développement d'un outil numérique pour effectuer le suivi des étudiants dans le département a commencé à faire surface pour pallier à un certain nombre de difficultés concernant :



la saisie des notes. À la fin de chaque contrôle, l'enseignant devait recopier à la main ses notes dans un classeur dédié. À la fin de chaque semestre, le directeur des études devait alors recopier manuellement plusieurs milliers de notes dans un tableur, puis calculer les moyennes et les classements;

la saisie des absences car aucun outil de suivi des absences n'était mis en place;

le suivi des étudiants. Devant les difficultés croissantes de certains étudiants, en particulier les problèmes de méthode de travail, le département a mis en place un système de tutorat. Nous ne disposions alors d'aucun outil permettant d'avoir une vision globale des notes et moyennes de l'étudiant.

J'ai alors commencé durant l'été 2006 de développer *Signatures*¹¹, un outil logiciel dont l'objectif est de répondre à ces différents besoins. Il s'agit d'un ensemble de deux logiciels clients graphiques à installer sur le poste de l'enseignant ou de l'administrateur (très souvent le directeur des études). Ces deux logiciels permettent de travailler de manière collaborative sur la saisie des données, et de consulter les informations en temps réel.

Je décris brièvement ci-dessous les principaux modules du logiciel client pour les enseignants.

- Saisie des notes : une représentation arborescente de la structure pédagogique (unités d'enseignement / modules / contrôles) affiche une vue globale pour chaque semestre de formation. L'enseignant peut alors saisir en ligne les notes correspondant à ses contrôles;
- **Gestion des absences :** à l'issue de chaque cours, les enseignants signalent les absences. La secrétaire du département gère la justification des absences lorsque les étudiants apportent les pièces nécessaires;
- **Fiche étudiant :** ce module est extrêmement important puisqu'il permet un suivi en temps réel des résultats et des absences de chaque étudiant (figure 3.1). Il est très utilisé par les tuteurs, en particulier pour les étudiants de première année, afin d'avoir très rapidement une vision globale de leurs premiers résultats;
- **Services :** cet outil a été développé dans un second temps, et permet aux enseignants de saisir leur service prévisionnel d'enseignement en début d'année, puis d'effectuer un suivi des heures effectuées en cours d'année. Le logiciel fournit ensuite un bilan des heures effectuées tout au long de l'année.

^{11.} Système pour l'IUT de gestion des Notes, des Absences, et autres fioriTURES. Le logiciel est placé sous licence libre GNU/GPL. L'installateur et le code source sont librement téléchargeables sur http://signatures. adullact.net/. Son installation requiert toutefois la mise en place d'un serveur de base de données.

0				Signatures				\odot	
Contrôles Abser	nces Fic	the étudiant	Sroupes S	ervices Mot	R de passe	À propos	Quitter		
- Choix de l'étudiar	nt								
		- · · ·							
Classe : MP1		Étudiant :		PI R1 R2	D TD : S1_A	TP:S1_A2 Tut	eur :		<u>ا</u>
🚨 Informations	📃 📰 Not	es 🛛 🕜 Abse	ences Pours	uites d'études	5				
Affichage :)ptimal	-							
	-pennen			1					
Structure pé	dagogique	9		I⊞Étudiant	IIII Classe	Classement	Coeff	Date	A
📴 🕥 MP1 - DUT - MP1			12.85	10.46	10 / 65	30.00			
🖶 📰 S1 - S	emestre 1			12.85	10.46	10/65	30.00		
🖶 🤚 UE 1-1 - Formation générale et connais			12.00	11.00	10 / 05	15 00			
	T T 1 0111	actori genera	c cc connais	12.00	11.33	18/65	15.00		
	M 1-1-1 - l	Langue, Cultur	re et Commu	12.66	12.13	18 / 65 32 / 65	3.00		
	M 1-1-1 - I	Langue, Cultur - Anglais 1	re et Commu	12.66 12.46 13.80	12.13 12.93	18 / 65 32 / 65 25 / 65	3.00 1.5	14/12/2012	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2	Langue, Cultur - Anglais 1 - TE 1	re et Commu	12.66 12.46 13.80 11.13	12.13 12.93 11.34	18 / 65 32 / 65 25 / 65 37 / 65	3.00 1.5 1.5	14/12/2012 19/12/2012	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2 M 1-1-2 - 0	Langue, Cultur - Anglais 1 - TE 1 Connaissance	re et Commu s et Pratique	12.66 12.46 13.80 11.13 13.47	11.33 12.13 12.93 11.34 12.09	18 / 65 32 / 65 25 / 65 37 / 65 12 / 65	3.00 1.5 1.5 3.00	14/12/2012 19/12/2012	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2 M 1-1-2 - 0 CTRL1	- Anglais 1 - TE 1 Connaissance - Bureautique	s et Pratique	12.66 12.46 13.80 11.13 13.47 17.50	11.33 12.13 12.93 11.34 12.09 11.63	18 / 65 32 / 65 25 / 65 37 / 65 12 / 65 2 / 62	3.00 1.5 1.5 3.00 0.35	14/12/2012 19/12/2012 05/10/2012	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2 M 1-1-2 - (CTRL1 CTRL1 CTRL2	- Anglais 1 - Anglais 1 - TE 1 Connaissance - Bureautique - Outil com I	s et Pratique	12.66 12.46 13.80 11.13 13.47 17.50 15.00	11.33 12.13 12.93 11.34 12.09 11.63 12.33	18 / 65 32 / 65 25 / 65 37 / 65 12 / 65 2 / 62 4 / 65	3.00 1.5 1.5 3.00 0.35 1.1	14/12/2012 19/12/2012 05/10/2012 08/01/2013	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2 M 1-1-2 - (CTRL1 CTRL2 CTRL2 CTRL2 CTRL3	- Anglais 1 - Anglais 1 - TE 1 Connaissance - Bureautique - Outil com I - CE	s et Pratique	12.66 12.46 13.80 11.13 13.47 17.50 15.00 14.50	11.33 12.13 12.93 11.34 12.09 11.63 12.33 13.50	18 / 65 32 / 65 25 / 65 37 / 65 12 / 65 2 / 62 4 / 65 24 / 64	3.00 1.5 1.5 3.00 0.35 1.1 0.7	14/12/2012 19/12/2012 05/10/2012 08/01/2013 26/10/2012	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2 M 1-1-2 - 0 CTRL1 CTRL2 CTRL2 CTRL3 CTRL4	angue, Cultur - Anglais 1 - TE 1 Connaissance - Bureautique - Outil com I - CE - DT I	s et Pratique	12.66 12.46 13.80 11.13 13.47 17.50 15.00 14.50 9.00	11.33 12.13 12.93 11.34 12.09 11.63 12.33 13.50 10.82	18 / 65 32 / 65 25 / 65 37 / 65 12 / 65 2 / 62 4 / 65 24 / 64 47 / 65	3.00 1.5 1.5 3.00 0.35 1.1 0.7 0.85	14/12/2012 19/12/2012 05/10/2012 08/01/2013 26/10/2012 17/01/2013	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2 M 1-1-2 - (CTRL1 CTRL2 CTRL3 CTRL3 CTRL4 M 1-1-3 - I	angue, Cultur - Anglais 1 - TE 1 Connaissance - Bureautique - Outil com I - CE - DT I Mathématique	s et Pratique	12.66 12.46 13.80 11.13 13.47 17.50 15.00 14.50 9.00 13.05	11.33 12.13 12.93 11.34 12.09 11.63 12.33 13.50 10.82 10.13	18 / 65 32 / 65 25 / 65 37 / 65 12 / 65 2 / 62 4 / 65 24 / 64 47 / 65 15 / 65	3.00 1.5 1.5 3.00 0.35 1.1 0.7 0.85 5.00	14/12/2012 19/12/2012 05/10/2012 08/01/2013 26/10/2012 17/01/2013	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2 M 1-1-2 - (CTRL2 CTRL2 CTRL3 CTRL3 CTRL4 M 1-1-3 - I CTRL1	angue, Cultur - Anglais 1 - TE 1 Connaissance - Bureautique - Outil com I - CE - DT I Mathématique - Maths I 1	s et Pratique	12.66 12.46 13.80 11.13 13.47 17.50 15.00 14.50 9.00 13.05 11.65	12.13 12.93 11.34 12.09 11.63 12.33 13.50 10.82 10.13 8.86	18 / 65 32 / 65 32 / 65 37 / 65 12 / 65 2 / 62 4 / 65 24 / 64 47 / 65 15 / 65 9 / 61	3.00 1.5 1.5 3.00 0.35 1.1 0.7 0.85 5.00 1.25	14/12/2012 19/12/2012 05/10/2012 08/01/2013 26/10/2012 17/01/2013 05/10/2012	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2 M 1-1-2 - (CTRL2 CTRL2 CTRL3 CTRL4 M 1-1-3 - I CTRL1 CTRL1 CTRL1	angue, Cultur - Anglais 1 - TE 1 Connaissance - Bureautique - Outil com I - CE - DT I Mathématique - Maths I 1 - Maths I 2	s et Pratique	12.66 12.46 13.80 11.13 13.47 17.50 15.00 14.50 9.00 13.05 11.65 14.80	11.33 12.13 12.93 11.34 12.09 11.63 12.33 13.50 10.82 10.13 8.86 9.67	18 / 65 32 / 65 32 / 65 37 / 65 12 / 65 2 / 62 4 / 65 24 / 64 47 / 65 15 / 65 9 / 61 8 / 64	3.00 1.5 1.5 3.00 0.35 1.1 0.7 0.85 5.00 1.25 1.25	14/12/2012 19/12/2012 05/10/2012 08/01/2013 26/10/2012 17/01/2013 05/10/2012 26/10/2012	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2 M 1-1-2 - (CTRL2 CTRL3 CTRL3 CTRL4 M 1-1-3 - I CTRL1 CTRL2 CTRL3 CTRL2 CTRL3	angue, Cultur - Anglais 1 - TE 1 Connaissance - Bureautique - Outil com I - CE - DT I Mathématique - Maths I 1 - Maths I 2 - Maths I 3	s et Pratique	12.66 12.46 13.80 11.13 13.47 17.50 15.00 14.50 9.00 13.05 11.65 14.80 8.25	11.33 12.93 11.34 12.09 11.63 12.33 13.50 10.82 10.13 8.86 9.67 9.32	18 / 65 32 / 65 25 / 65 37 / 65 12 / 65 2 / 62 4 / 65 24 / 64 47 / 65 15 / 65 9 / 61 8 / 64 40 / 65	3.00 1.5 1.5 3.00 0.35 1.1 0.7 0.85 5.00 1.25 1.25 1.25	14/12/2012 19/12/2012 05/10/2012 08/01/2013 26/10/2012 17/01/2013 05/10/2012 26/10/2012 26/10/2012 29/11/2012	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2 CTRL2 CTRL2 CTRL3 CTRL4 M 1-1-3 - I CTRL2 CTRL4 M 1-1-3 - I CTRL2 CTRL3 CTRL4	angue, Cultur - Anglais 1 - TE 1 Connaissance - Bureautique - Outil com I - CE - DT I Mathématique - Maths I 1 - Maths I 2 - Maths I 3 - Maths I 4	s et Pratique	12.66 12.46 13.80 11.13 13.47 17.50 15.00 14.50 9.00 13.05 11.65 14.80 8.25 17.50	11.33 12.93 11.34 12.09 11.63 12.33 13.50 10.82 10.13 8.86 9.67 9.32 12.68	18 / 65 32 / 65 25 / 65 37 / 65 12 / 65 2 / 62 4 / 65 24 / 64 47 / 65 15 / 65 9 / 61 8 / 64 40 / 65 17 / 65	3.00 1.5 1.5 3.00 0.35 1.1 0.7 0.85 5.00 1.25 1.25 1.25 1.25	14/12/2012 19/12/2012 05/10/2012 08/01/2013 26/10/2012 17/01/2013 05/10/2012 26/10/2012 29/11/2012 13/12/2012	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2 M 1-1-2 - (CTRL3 CTRL3 CTRL4 M 1-1-3 - I CTRL4 M 1-1-3 - I CTRL2 CTRL4 M 1-1-4 - I	angue, Cultur - Anglais 1 - TE 1 Connaissance - Bureautique - Outil com I - CE - DT I Mathématique - Maths I 1 - Maths I 2 - Maths I 3 - Maths I 4	s et Pratique	12.66 12.46 13.80 11.13 13.47 17.50 15.00 14.50 9.00 13.05 11.65 14.80 8.25 17.50 13.43	11.33 12.93 11.34 12.09 11.63 12.33 13.50 10.82 10.13 8.86 9.67 9.32 12.68 10.33	18 / 65 32 / 65 25 / 65 37 / 65 12 / 65 2 / 62 4 / 65 24 / 64 47 / 65 15 / 65 9 / 61 8 / 64 40 / 65 17 / 65 10 / 65	3.00 1.5 1.5 3.00 0.35 1.1 0.7 0.85 5.00 1.25 1.25 1.25 1.25 1.25 2.00	14/12/2012 19/12/2012 05/10/2012 08/01/2013 26/10/2012 17/01/2013 05/10/2012 26/10/2012 29/11/2012 13/12/2012	
	M 1-1-1 - I CTRL1 CTRL2 M 1-1-2 - (CTRL2 CTRL3 CTRL4 M 1-1-3 - I CTRL4 M 1-1-3 - I CTRL2 CTRL4 M 1-1-4 - I CTRL1	angue, Cultur - Anglais 1 - TE 1 Connaissance - Bureautique - Outil com I - CE - DT I Mathématique - Maths I 1 - Maths I 2 - Maths I 3 - Maths I 4 Métrologie I - Métrologie I	s et Pratique	12.66 12.46 13.80 11.13 13.47 17.50 15.00 14.50 9.00 13.05 11.65 14.80 8.25 17.50 13.43 13.10	11.33 12.13 11.34 12.09 11.63 12.33 13.50 10.82 10.13 8.86 9.67 9.32 12.68 10.33 8.98	18 / 65 32 / 65 32 / 65 37 / 65 12 / 65 2 / 62 4 / 65 24 / 64 47 / 65 15 / 65 9 / 61 8 / 64 40 / 65 17 / 65 10 / 65 6 / 65	3.00 3.00 1.5 3.00 0.35 1.1 0.7 0.85 5.00 1.25 1.25 1.25 1.25 2.00 1. 1	14/12/2012 19/12/2012 05/10/2012 08/01/2013 26/10/2012 17/01/2013 05/10/2012 26/10/2012 29/11/2012 13/12/2012 16/11/2012	

FIGURE 3.1 – Le module « Fiche étudiant » de Signatures permet d'évaluer rapidement la situation d'un étudiant.

3.1.3 Responsabilité de la plate-forme Claroline

Afin de proposer des compléments de cours aux étudiants de deuxième année suivant mon enseignement d'optique, j'ai cherché en 2005 à mettre en ligne un certain nombre de documents et ressources (exercices complémentaires, liens vers des sites web d'intérêt, articles de journaux, etc.) J'ai utilisé la plate-forme Claroline ¹² à titre d'expérimentation lors de l'année universitaire 2005-2006. La plate-forme a parfaitement répondu à mes besoins, et les étudiants ont apprécié son utilisation. J'ai alors proposé au département Mesures Physiques d'étendre l'utilisation de Claroline à tous les enseignements du département, et la mise en production à l'échelle globale a eu lieu à la rentrée 2006.

Depuis cette date, Claroline est utilisé de manière quotidienne par les étudiants et le personnel du département. L'outil est organisé autour d'espaces associés à un cours ou à une activité pédagogique. Voici une brève présentation des utilisations principales de Claroline dans le département Mesures Physiques :

^{12.} http://fr.wikipedia.org/wiki/Claroline



the second								
non bureau mes messages mes notes mon empior du temps	-			, in the second s	temi Adam	Gerer mon compte Qu		
Claroline > Mon bureau								
ION BUREAU					Ren	ni Adam		
iste de mes cours	Message d'accueil Afficher/Masquer					\cap		
Gérer ma liste de cours	Mes 5 derniers messages							
🛙 Tous les cours de la plateforme	Suiet Expédileur Date							
 Nouveautés à une autre date iste de mes cours 		Contrôle Thermométrie Calorimétrie	Denoirjean Paule	Vendredi 25 Octob 2013	Ire	\bigcirc		
P1 EDTMP1 · Emplois du temps MP1	ß	M1105 exercice TD à rendre	Martin Audrey	Jeudi 24 Octobre 2013	E-m	all		
Hicolas Delhote, Julien Lintignat	0	M1105 exercice à rendre	Martin Audrey	Jeudi 24 Octobre 2013	rem	i.adam⊜etu.unilim.tr		
Let tuteure	Ē	tout sur les Métiers et le PPP	Fondanèche Alain	Mardi 22 Octobre 2013	lele	phone -		
IP1 > Langues, communication et outils mathématiques I M1102 - Comm Hélère Arrit	8	Option Espagnol	Peschieras Sandrine	Jeudi 17 Octobre 2013	ii. (Consulter mes statistiques		
MITOL Protot	Voir tous mes messages					🥖 Gérer mon compte		
Administrateur Claroline	Mon	Mon agenda						
M1101 - Anglais général de communication Nathalie Chautaid	X /	Aucun événement à afficher						
M1103 - PPP	Den	Demières annonces						
Administrateur Claroline, Alain Fondanèche, Patrice Zoppi		nformations étudiants MP1 et MP1	2		-			
M1105 - Analyse trigonométrie nombres complexes Audrey Martin	INF : Option Espagnol - Bonpur, Lopiton Espagnol commercera la Joudi 7 novembre après-midi. Si vous étes intéresses, vous devez le signaler au secrétariat du département avant le 25 octobre. Cordialement, Sandrine PESCHIERAS							
MP1 > Outilis de la mesure M1201 - Traitement des clonnées, DAO Pascal Abriat	Anglais général de communication M1101 : Révisions Examen du 25 octobre - Bonjour à tous, veuillez prendre connaissance de ce message, et le diffuser auprès de vos camarades qui pourraint dublier de sértitre leurs mails. Suite à mon pasegne au d'âut d'a							
M1203 - Géométrie et équations différentielles Audrey Martin		emaine, je mets a votre dispositio aute »						
M1202 - Métrologie & capteurs Frédéric Tron		comm M1102 : MP1 Communication et te Claroline M1102 des liens et des d						
M1204 - Algorithmique et informatique Ludevic Grossard, Sylvain Vedraine, Nicolas Delhote, Letti Ayari, Ahmed Basti, Yoann Marchives	II /	ropos du cours de communication cours sur la prise de notes sous fo Algorithmique et informatique	-	plinopes 97				

FIGURE 3.2 – Après s'être authentifié, l'étudiant retrouve la structure du programme pédagogique national et accède à n'importe quel module d'enseignement en un clic.

- **informations et mise en ligne de documents.** Nous utilisons Claroline pour passer des annonces aux étudiants. Cet espace est également utilisé pour leur mettre en ligne des documents administratifs ou informatifs;
- activités pédagogiques. Chaque module d'enseignement dispose d'un espace dédié, dont les enseignants intervenant dans ce cours sont les gestionnaires. Lorsqu'il se connecte à la plate-forme, chaque étudiant retrouve la totalité des modules du semestre, sous la forme d'une arborescence reprenant la structure du programme pédagogique national (figure 3.2). Les espaces disposent d'un certain nombre d'outils (activables ou non par les enseignants gestionnaires), comme par exemple les annonces, un espace de dépôt de documents¹³, des QCM en lignes, des sondages...
- **Mise en ligne d'offres d'emploi.** Toutes les offres d'emploi que le département reçoit de la part des entreprises avec lesquelles nous sommes en contact sont placées dans un espace dédié. Tous les étudiants présents dans le département y ont accès, mais aussi les anciens diplômés, qui conservent leur accès à la plate-forme après avoir quitté le département. Nous avons actuellement plus de 400 offres d'emploi (environ 80 offres d'emploi par an), qui ont donné lieu à plus de 3000 téléchargements.

^{13.} il s'agit de l'outil le plus utilisé sur la plate-forme par les enseignants

3.1.4 Outil de gestion des emplois du temps

L'équipe qui gère les emplois du temps en Mesures Physiques utilise le logiciel Visual Time Tabling¹⁴. Il s'agit d'un outil d'aide à la création et à la gestion des emplois du temps et des plannings.

J'ai développé un ensemble de scripts¹⁵ permettant de générer de manière automatisée (toutes les heures), à partir du contenu de la base de données du logiciel, les agendas individuels des enseignants et des étudiants, ainsi que des salles.

L'utilisation de ces outils nous a permis de supprimer les impressions papier des emplois du temps, qui de toutes façons deviennent rapidement obsolètes du fait des modifications fréquentes qui ont lieu. La consultation est donc entièrement numérique, par plusieurs canaux :

sur l'espace numérique de travail de l'Université. Les étudiants et enseignants ont alors accès au même endroit à leurs courriers électroniques et agenda personnel;

sur des logiciels spécialisés comme par exemple Mozilla Thunderbird; **sur leurs mobiles** grâce au format standard iCalendar.

D'autre part, deux téléviseurs ont été installés en Mesures Physiques, et j'ai développé des scripts qui permettent d'afficher de manière cyclique les agendas du jour et du lendemain des différentes promotions. Pour terminer, j'ai également développé un accès direct aux agendas des intervenants extérieurs, par un simple lien web.

3.2 Missions pour l'IUT du Limousin

3.2.1 Chargé de mission : procédure d'admission

Suite aux développements logiciels que j'ai réalisés pour Mesures Physiques (voir page 17), j'ai été missionné fin 2005 par le Directeur de l'IUT du Limousin pour moderniser le système de candidature dans les différents départements de cette composante.

Les dossiers de candidature étaient jusque là propres à chaque département, avec des disparités importantes quant aux informations demandées. Le format papier utilisé alors rendait difficile le traitement des informations et les candidats devaient remplir autant de dossiers papiers différents que de départements demandés. J'ai alors entrepris un bilan de toutes les informations demandées par chaque département, et j'ai développé un système informatique permettant au candidat de ne saisir qu'un seul et unique dossier en ligne, tout en garantissant au département la spécificité de son dossier de candidature. En fonction du nombre de départements de l'IUT demandés par le candidat, le dossier est construit de manière dynamique. Les dossiers de candidature pour chaque département sont alors reconstruits à partir de ce dossier unique (figure 3.3).

J'ai donc entièrement écrit un système de candidature informatisé pour les besoins de l'IUT, comprenant :

^{14.} http://visual.timetabling.free.fr/, développé par Sylvain PIECHOWIAK, Professeur des Universités en informatique à l'Université de Valenciennes

^{15.} librement accessibles à l'adresse suivante: https://git.unilim.fr/grossp01/vt2ics



FIGURE 3.3 – Principe du logiciel admissions : chaque département dispose d'un dossier de candidature qui lui est propre, tandis que le candidat n'effectue qu'une seule saisie en ligne.

- un site internet permettant à chaque candidat de déposer un dossier numérique unique à l'IUT du Limousin. La procédure était donc simplifiée pour le candidat puisqu'il ne saisissait qu'un dossier, et dispose d'un numéro de candidature unique;
- un système permettant aux départements de disposer immédiatement du dossier numérique;
- une interface pour le service scolarité permettant entre autre le suivi des candidatures;
- une suite d'outils pour préparer les jury d'admission (édition des listes, extraction des statistiques), la génération automatique des courriers papier à envoyer aux candidats, la convocation des candidats à l'inscription;
- un outil permettant de remonter très facilement les statistiques sur nos candidats, demandées tous les ans par le Rectorat.

Lors du développement de l'outil et pendant la phase d'exploitation, j'ai fortement interagi avec les chefs de département, les responsables des admissions de chaque département, la Direction de l'IUT ainsi que le service scolarité. Le logiciel a été utilisé en production pendant trois ans, de 2006 à 2009. J'en ai assuré le développement et la maintenance (mises à jour, sécurisation des données, correction de bogues, ajout de nouvelles fonctionnalités).

En 2011, le PRES Limousin Poitou Charentes a mis en place une plate-forme permettant aux candidats aux licences professionnelles du PRES de déposer leur dossier en ligne. Lors de cette première année d'utilisation, l'outil développé n'intégrait pas de gestion des dossier au niveau des services scolarité. Pour palier à ce manque, j'ai développé une version dérivée du logiciel de gestion des admissions en première année de DUT, reprenant le module de gestion des dossier pour le service scolarité. Cette version a été utilisée en 2011–2012, puis abandonnée lorsque le logiciel développé au niveau du PRES a finalement disposé des fonctionnalités équivalentes.

3.2.2 Chargé de mission : admissions post-bac

L'IUT du Limousin est entré en 2009 dans la procédure nationale admission-postbac ¹⁶, et le passage dès 2006 à un traitement informatisé des candidatures nous a préparé en grande partie à ce changement.

^{16.} http://fr.wikipedia.org/wiki/Admission_Post-Bac

Ma mission s'est donc orientée tout naturellement dès septembre 2008 vers la mise en place d'une transition douce entre l'ancien système de candidature que j'avais développé, et la procédure nationale. Un gros travail de mise en place du système a été fait (configuration de la plateforme, délégation de droits aux départements, suivi et conseils aux chefs de départements). J'ai travaillé en étroite collaboration avec les différents départements de l'IUT du Limousin et le service scolarité. J'ai également beaucoup échangé avec le Rectorat de l'Académie de Limoges.

J'ai été à plusieurs reprises en relation directe avec les développeurs d'admission post-bac, que ce soit pour participer aux phases de tests de certains composants de l'application, pour faire des propositions d'amélioration, ou pour faire remonter les bogues découverts dans l'application. Je leur ai en particulier rendu visite à l'Institut National Polytechnique de Toulouse en avril 2008 pour leur présenter le logiciel de gestion des candidatures que j'avais développé pour l'IUT lors de ma mission précédente (voir la section précédente), et exposer ainsi les besoins de l'IUT concernant le module d'aide à la décision. Cet entrevue a été très positive puisque plusieurs concepts que j'avais développés pour l'IUT du Limousin ont été également disponibles dans l'application nationale admission post-bac.

J'ai assuré cette mission de septembre 2008 jusqu'à la rentrée 2010, où j'ai passé le flambeau à Laurent DELAGE, qui gère désormais la plate-forme admissions post-bac pour l'IUT du Limousin. J'ai été alors sollicité par Christian REDON–SARRAZY, Directeur de l'IUT nouvellement nommé à l'époque, pour travailler en particulier à l'amélioration du système d'information de l'IUT. Je détaille cette mission dans la section suivante.

3.2.3 Chargé de mission : système d'information

Cette mission a débuté en septembre 2010, et se poursuit toujours à l'heure actuelle. Elle est constituée de deux volets principaux, qui portent sur le développement d'un outil de gestion des jury de passage, et d'un outil de gestion des notes et des absences.

Outil de gestion des jurys de passage

Les enseignements à l'Université de Limoges sont gérés par le logiciel Apogée ¹⁷, un progiciel de gestion intégrée (PGI) développé par l'Agence de mutualisation des universités et des établissements (AMUE) depuis 1995. Cependant, Apogée ne dispose pas de module d'aide aux jurys de semestre, et ne gère pas les notes des années précédentes. C'est pour ces raisons que le Directeur de l'IUT du Limousin m'a chargé de développer un outil qui réglerait ces différents points. Je développe donc actuellement un logiciel qui permettra :

- aux départements de l'IUT d'effectuer en ligne leur préjury de passage. Les données seront automatiquement saisies par un import automatique depuis Apogée, et une décision sera automatiquement proposée. Les modifications se feront donc à la marge. Il n'y aura d'autre part aucun tableau Excel à remplir puisque la base de données sera réutilisée lors du jury central.
- au jury central de délibérer sur les décisions de chaque préjury.
- de conserver une trace des jurys précédents sur au moins six semestres pour le suivi des étudiants tout au long de leur cursus à l'IUT du Limousin.

^{17.} https://fr.wikipedia.org/wiki/Apogée_(logiciel)

Gestion des notes et des absences

Devant la volonté de la Direction de l'IUT de mettre en place un outil unique de gestion des notes et des absences sur l'ensemble des départements de l'IUT, j'ai été chargé, en collaboration avec la Direction des Systèmes d'Information (DSI) de l'Université, de faire l'état des lieux des solutions existantes afin de déployer la solution la mieux adaptée à nos besoins. Suite à cet état des lieux, il a été décidé de déployer le logiciel Signatures (que je développais pour le département Mesures Physiques), celui-ci répondant le mieux aux contraintes de fonctionnement de l'IUT. J'ai donc déployé le logiciel sur la totalité des départements de l'IUT (13 départements sur cinq sites) à la rentrée 2013. J'ai eu pour cela l'appui de la DSI au niveau des infrastructures matérielles mises à ma disposition. Le développement de Signatures se poursuit et évolue en fonction des demandes des départements. J'ai récemment ajouté la possibilité aux étudiants de consulter leurs bulletins de notes provisoires et absences en ligne.

3.2.4 Correspondant C2i®

Le Certificat Informatique et Internet (C2i®) niveau 1 atteste de compétences générales dans la maîtrise des outils informatiques et réseau. Il ne s'agit pas d'un diplôme, mais d'une certification que l'on pourrait comparer au TOEIC pour l'anglais (bien que le C2i® ne quantifie pas les niveaux de compétences par un score). Celle-ci a pour objectif de développer, renforcer et valider la maîtrise des technologies de l'information et de la communication (TIC) par les étudiants en formation dans les établissements d'enseignement supérieurs.

Le Centre de Ressources et d'Innovation Pédagogiques de l'Université de Limoges a été chargé de mettre en place un système de validation du C2i® ¹⁸ niveau 1 généralisé à l'ensemble de l'Université. Un réseau C2i® a alors été mis en place, comprenant le personnel du CRIP, ainsi qu'un correspondant C2i® par composante de l'Université. J'ai été sollicité au printemps 2005 par la Direction de l'IUT du Limousin pour assurer la fonction de correspondant C2i® pour la composante IUT, fonction que j'assure jusqu'à ce jour.

J'ai participé à la mise en place de la plate-forme de certification (élaboration de questions, relecture...) ainsi qu'aux tests nécessaires à son bon fonctionnement. Je participe à l'organisation des épreuves, au jurys de délivrance, et je fais le lien entre la composante IUT et le CRIP.

3.3 Activités administratives pour le laboratoire XLIM

3.3.1 Implication dans la vie du laboratoire

- membre élu au conseil de laboratoire (représentant du département photonique) pour la période 2012 – 2016,
- membre du groupe de travail sur le site internet du laboratoire depuis 2008.

^{18.} https://fr.wikipedia.org/wiki/Certificat_informatique_et_internet

3.3.2 Mise en place et développement d'outils logiciels

- **Système de suivi de versions.** En 2010, j'ai mis en place un système de suivi de versions ¹⁹ sur un serveur de l'Université pour les besoins de notre équipe de recherche. Le système est utilisé quotidiennement par les permanents et doctorants de l'équipe IRO.
- **Serveur zotero.** J'ai mis en place en 2011 un serveur zotero²⁰. Ce logiciel libre nous permet de travailler de manière collaborative sur une bibliographie partagée. Il se présente pour l'utilisateur sous la forme d'une extension au navigateur firefox.

^{19.} https://fr.wikipedia.org/wiki/Logiciel_de_gestion_de_versions

^{20.} Zotero est développé par l'université George Mason. https://fr.wikipedia.org/wiki/Zotero

Résumé des activités de recherche

J'effectue mes activités de recherche au sein du laboratoire XLIM (UMR 7252) à Limoges, dans le département photonique, dirigé par Vincent COUDERC. Mon activité de recherche actuelle s'inscrit en particulier dans le thème transverse Imagerie Radar et Optique, piloté par François REYNAUD.

Un graphique page 5 permet de situer mes différentes activités de recherche au cours de ces vingt dernières années. Mes travaux sont à la fois de nature expérimentale et simulatoire. Ils s'articulent autour de deux grandes thématiques, représentatives des activités du département photonique depuis plusieurs décennies :

- tout d'abord avec l'optique cohérente. J'ai pu travailler au cours de ma carrière sur les propriétés spatiales et spectrales des rayonnements émis par des sources lasers d'une part, sur l'analyse des propriétés de cohérence temporelle et spatiale de champs par des méthodes interférométriques d'autre part. Ces activités sont repérées par le pictogramme OC sur le graphique;
- ensuite avec les processus d'optique non-linéaire, que ce soit d'ordre deux (doublage de fréquence et somme de fréquences), d'ordre 3 (mélanges à quatre ondes, effet Kerr, effets solitoniques), ainsi que la diffusion Raman. Ces activités sont repérées par le pictogramme NL sur le graphique;

La suite de ce chapitre décrit brièvement mes différentes thématiques de recherche, ainsi que mon implication dans chacune d'entre elles.

Structurations spatiales et spectrales de lasers solides pompés par diodes (1997 – 2001)

Ces travaux ont été réalisés dans le cadre de ma thèse de doctorat. Ils s'inscrivent dans un projet de recherche plus général du laboratoire, qui vise à augmenter la puissance de sources laser par une recombinaison cohérente des faisceaux émis par plusieurs lasers individuels. En particulier, Stéphane MÉNARD a démontré lors de sa thèse la synchronisation mutuelle de faisceaux laser issus de différentes zones émissives au sein d'un même résonateur. Mes travaux de thèse se sont inscrits dans la continuité de ces résultats, et ont été consacrés à l'analyse des effets de cette synchronisation sur les caractéristiques spectrales et temporelles de l'émission laser. Dans une seconde partie, j'ai mis en place une expérience de métrologie fine des gradients d'origine thermique induits dans un laser solide pompé par diode en régime de fonctionnement continu. Ces travaux constituaient une première étape en vue de la compensation ultérieure de ces aberrations, soit par l'insertion d'une lame de phase dans la cavité, soit à l'aide d'un miroir déformable. Mes travaux de thèse ont été globalement de nature expérimentale, bien que la détermination des gradients thermiques par un algorithme de type GERCHBERG-SAXTON ait demandé un développement numérique conséquent.

Ces travaux sont décrits de manière plus détaillée dans le chapitre 8 page 55.

Génération de supercontinuum dans des fibres optiques microstructurées air-silice (2002 – 2007)

Cette activité de recherche est née en 2002, lors du DEA de Virginie BERNICAL [E 9], que Vincent COUDERC et moi-même avons encadrée. Les premiers élargissements spectraux par effets non-linéaires dans une fibre optique microstructurée pompée par des impulsions picosecondes à 532 nm ont été obtenus expérimentalement. La thématique a ensuite pris de l'importance avec l'arrivée en post-doc de Pierre-Alain CHAMPERT en 2002, puis le démarrage de plusieurs thèses sur la thématique.

Nous avons en particulier montré qu'un double pompage, de part et d'autre du zéro de dispersion chromatique de la fibre, en régimes fortement normal et fortement anormal, permet d'obtenir des spectres continus allant de 350 nm à plus de 1,7 μ m. Nous avons également travaillé sur la génération de supercontinua dans les fibres optiques microstructurées pompées uniquement à 1064 nm. La génération de la seconde onde de pompe dans le visible se fait alors soit par doublage de fréquence grâce à un poling optique préalablement inscrit dans le guide, soit par des effets de mélanges à quatre ondes par accord de phase modal.

Hormis l'encadrement du stage de DEA de Virginie BERNICAL, ma contribution a porté principalement sur le développement de simulations, en particulier sur la détermination numérique du gain paramétrique dans les fibres optiques microstructurées.

Les principaux résultats obtenus dans cette thématique de recherche sont décrits brièvement dans le chapitre 9 page 93.

Utilisation de MEMS optiques dans des oscillateurs laser miniatures (2004)

Dans le cadre du stage de DEA de David BOUYGE dont j'assurais le coencadrement avec Vincent COUDERC, nous avons effectué les premières expérimentations de l'utilisation de MOEMS (Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems) dans des cavités laser afin d'y réaliser des déclenchements actifs. Il s'agissait d'une collaboration avec le département MINACOM du laboratoire XLIM, qui a mis au point plusieurs procédés de fabrication de ces microcomposants. Nous avions tenté avec David de remplacer un des miroirs de fond de cavité d'un laser solide pompé par diode par un composant de type MOEMS, dans une architecture laser de type cavité à transformée de FOURIER. Ma participation dans cette thématique a été très ponctuelle, et s'est limitée à l'encadrement du stage de David. Le développement de cette thématique s'est poursuivi dans le laboratoire, par le biais de plusieurs thèses.

Ces travaux ne sont pas développés dans la présentation détaillée de mes activités de recherche.
Caractérisation de la non-linéarité d'ordre 3 dans des fibres en chalcogénure (2004)

Ces travaux ont eu lieu dans le cadre d'un contrat France Telecom intitulé «Caractérisation des non-linéarités de verres chalcogénures», en collaboration avec le laboratoire de Verres et Céramiques de l'université de Rennes 1. Il s'agissait d'étudier la faisabilité d'éléments d'interface entre les chaînes de transmission télécom dont le fonctionnement repose sur des opérations toutes optiques. Dans le cadre de développement de matériaux pouvant subir une modification de leurs propriétés physiques grâce à une impulsion lumineuse intense, j'ai travaillé avec Vincent COUDERC sur la caractérisation de la non-linéarité d'ordre 3 de fibres optiques monomodes transverses de type GeSe réalisées à l'université de Rennes 1. Le coefficient non linéaire des fibres chalcogénures a été déterminé autour de 1550 nm à partir de l'étude de l'élargissement spectral d'impulsions lumineuses injectées dans ces fibres en fonction de la puissance. Ma contribution a consisté à écrire le code de calcul numérique qui a permis, à partir des spectres enregistrés expérimentalement, de remonter au coefficient non-linéaire n_2 .

Ces travaux ne sont pas développés dans la présentation détaillée de mes activités de recherche. Ils ont donné lieu à une publication dans Optical Materials en 2005 [PI 8].

Commutations ultra-rapides et remise en forme d'impulsions picosecondes utilisant les solitons quadratiques spatiaux (2005 – 2007)

Ces travaux se sont inscrits dans le cadre du contrat européen «ROSA : Ultrafast all-optical signal processing in engineered quadratic nonlinear waveguides», sous la forme d'une collaboration entre les universités de Paderborn, de Jena, de Regensburg, de Floride, de Brescia et de Limoges. Les premiers travaux sur la commutation spatiale utilisant les solitons dans un milieu non-linéaire d'ordre trois ont été menés en 1990 par François REYNAUD et Alain BAR-THÉLÉMY. L'objectif de ce travail était de démontrer la possibilité de réaliser des opérations d'adressage et de commutation spatiale en utilisant la propagation autoguidée dans des cristaux doubleurs de fréquence. Le guidage des faisceaux faibles et la remise en forme temporelle d'impulsions picosecondes ont également été réalisés grâce à une propagation autoguidée. Ma contribution a principalement consisté en la valorisation de travaux réalisés mais non publiés lors de la thèse de Paul-Henri PIOGER. J'ai pour cela participé activement à la rédaction des publications [PI 7][PI 10], et ai donné une conférence internationale sur cette activité de recherche [CI 7].

Ces travaux ne sont pas développés dans la présentation détaillée de mes activités de recherche.

Hypertélescope temporel (2011 – 2014)

Le concept instrumental d'hypertélescope a été proposé par Antoine LABEYRIE en 1996. Il s'agit d'un dispositif de synthèse d'ouverture composé d'un réseau de télescopes fortement dilué permettant une imagerie directe à très haute résolution angulaire d'un objet non résolu

par chacun des télescopes constituant le réseau. En 2007, l'équipe IRO a proposé une version temporelle de ce dispositif nommée THT (Temporal HyperTelescope). Dans le cadre de la thèse de Laurent BOUYERON, un système de cophasage actif en continu a été mis en place afin de minimiser, voire d'annuler en temps réel les défauts aléatoires de chemins optiques présents sur les différentes voies de l'hypertélescope temporel. Pour cela, un processus de cophasage comprenant un algorithme génétique couplé à la méthode de diversité de phase a été mis en œuvre. Ce système a permis d'imager en laboratoire des systèmes d'étoiles binaires artificielles avec une dynamique allant jusqu'à 10 000.

J'ai eu la chance de pouvoir prendre part (modestement) à cette thématique de recherche, en participant à l'encadrement de la thèse de Laurent BOUYERON. J'ai également effectué quelques expérimentations, et ai participé à la rédaction de deux publications ([PI 16][PI 21]) et d'un rapport de contrat CNES [RC 2].

Ces travaux ne sont pas développés dans la présentation détaillée de mes activités de recherche.

Interféromètre à somme de fréquences appliqué à l'imagerie haute résolution en astronomie (2007 – 2015)

La synthèse d'ouverture est une technique d'imagerie haute résolution qui permet de dépasser les performances des grands télescopes monolithiques en terme de résolution angulaire, limitées par le diamètre de leur miroir primaire. La méthode consiste à utiliser plusieurs télescopes fonctionnant en réseau, et de combiner les faisceaux lumineux issus de chacun d'entre eux afin de créer un système de franges d'interférence. Ce signal interférométrique permet de remonter à la distribution angulaire d'intensité de la source observée. Il existe à ce jour plusieurs grands instruments fonctionnant sur ce principe, comme le VLTI (Very Large Telescope Interferometer), ou encore le réseau CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy), avec lesquels nous avons collaboré.

Ces instruments sont très performants dans le domaine du visible et du proche infrarouge, grâce à la disponibilité de composants en optique intégrée et de capteurs efficaces et peu bruités dans ces domaines spectraux. En revanche, la transposition de ces techniques dans le domaine du moyen infrarouge ou de l'infrarouge lointain (pour l'observation d'exoplanètes ou de naines brunes par exemple) est à l'heure actuelle très difficile, voire impossible, du fait de l'absence de composants adaptés.

Notre équipe de recherche propose donc une approche originale consistant à transposer la longueur d'onde du rayonnement du domaine de l'infrarouge vers le domaine du visible et proche infrarouge en utilisant un processus de somme de fréquences dans des cristaux nonlinéaires. Nous cherchons dans un premier temps à démontrer les principes physiques mis en jeu en réalisant des conversions de fréquence de la bande H autour de 1550 nm vers le visible. Plusieurs expériences clés montrant la compatibilité de notre technique avec l'imagerie haute résolution ont dores et déjà été réalisées par notre équipe, en laboratoire et sur le ciel. Dans ce cadre, deux missions préliminaires à l'observatoire du Mont Wilson (USA) en 2013 et 2014 ont montré que le processus de conversion de fréquence est compatible avec un grand réseau de télescopes tel que le réseau CHARA, tant sur le plan de la stabilité (mécanique et thermique) que de la sensibilité en régime de comptage de photons.

Une prochaine mission à l'observatoire du Mont Wilson est planifiée en 2015 afin de montrer qu'il est possible d'obtenir des franges d'interférence sur le ciel (dans le proche infrarouge) en utilisant notre technique. Nous nous appuierons une nouvelle fois sur le réseau de télescopes CHARA.

Nos recherches s'orientent maintenant vers le développement de l'interféromètre à somme de fréquences pour le moyen infrarouge et l'infrarouge lointain. Ces bandes spectrales sont riches en informations astrophysiques, et doivent permettre une démonstration claire des avantages de notre nouvelle génération d'instrument. Nous nous engageons donc vers une étude visant à améliorer les propriétés des divers composants (et en particulier les cristaux nonlinéaires utilisés pour la conversion de fréquence), et tendre vers des longueurs d'onde de plus en plus élevées. Nous menons une action de R&T avec le CNES et le soutien de THALES, Airbus Group (EADS) et la région Limousin, dans les directions suivantes :

- élargissement la bande spectrale convertie afin d'augmenter la sensibilité de nos instruments. Ceci nécessite l'utilisation de sources laser de pompe multilongueurs d'onde, stabilisées et parfaitement maîtrisées.
- conversion de rayonnements de longueurs d'onde plus grandes, dans le moyen infrarouge dans un premier temps, puis dans l'infrarouge lointain, pour ainsi convertir le flux émis par des objets plus froids que les étoiles (exoplanètes par exemple). Nous travaillons actuellement autour de 3,4 µm, en collaboration avec l'Université de Paderborn. Une extension est prévue vers 5 et 10 microns (collaboration avec l'institut Neel de Grenoble).

Mes activités de recherche s'inscrivent actuellement entièrement dans cette thématique. Ma contribution concerne principalement le développement de codes de calcul pour les simulations numériques. J'ai participé aux différentes missions sur le site de l'observatoire du Mont Wilson. Je participe également activement à l'encadrement des étudiants en thèse dans l'équipe, ainsi qu'à la valorisation des travaux de recherche (rédaction de publications, conférences).

Cette thématique de recherche est largement développée dans la troisième partie de ce manuscrit (chapitres 10 à 15, à partir de la page 115).

Production scientifique

Thèse

litre : Correlations temporelles et spatiales, structuration spectrale et d	stor-
sions thermiques dans l'émission d'un laser pompé par diodes	
Encadrants : B. Colombeau et A. Desfarges-Berthelemot	
Président : J. P. Goure	
Rapporteurs : J. P. Huignard, H. Maillotte	
Examinateurs : A. Barthélémy, B. Colombeau, A. Desfarges-Berthelemot et C. Fro	ehly

Résumé

Les travaux réalisés, regroupés en trois parties, ont traits aux propriétés spatiales et spectrales de l'émission de lasers solides pompés par diodes. Il s'agit de procédés de structuration et de contrôle de l'émission laser par filtrage fréquentiel ou spatial.

Le premier chapitre concerne le couplage de rayonnements continus issus de deux volumes distincts pompés en parrallèle au sein d'un même cristal de YAG:Nd³⁺. Une fente diffractante de largeur variable introduite dans le résonateur (longueur *L*) établit des corrélations temporelles dans l'émission avec une périodicité égale soit à 2L/c soit à 4L/c.

Le deuxième chapitre concerne l'étude et la réalisation d'un laser YAG:Nd³⁺ émettant deux fréquences d'écart ajustable grâce à deux cavités couplées. Un ajustement de l'écart fréquentiel entre 10 GHz et 40 GHz a été obtenu avec une largeur de raie de battement inférieure à 20 kHz à -3 dB. Ce laser est une source intéressante pour la génération de microondes.

Le troisième chapitre traite de la métrologie fine des gradients d'indice d'origine thermique induits dans un laser YVO_4 :Nd³⁺ en régime de fonctionnement continu. Un faisceau sonde unimodal effectue un aller et retour dans le milieu amplificateur. Son profil de phase est ensuite déterminé à partir de la mesure de trois profils d'éclairement en utilisant un algorithme itératif de type GERCHBERG–SAXTON. La finalité de cette étude est la compensation des aberrations thermiques par introduction dans le résonateur d'un composant déphaseur présentant les aberrations inverses.

Mots-clés

laser solide	diffraction	filtrage
autocorrelation	laser bifréquence	effets thermiques

Publications dans des revues internationales avec comité de Lecture

- [PI 1] « New Third-Order Nonlinear Polymers Functionalized with Disperse Red and Disperse Orange Chromophores with Increased Stability »,
 F. CHÉRIOUX, P. AUDEBERT, H. MAILLOTTE, L. GROSSARD, F. E. HERNANDEZ and A. LACOURT, Chem. Mater., Vol 9, n°12, pp. 2921–2927 (1997)
- [PI 2] « Temporal statistics of the light emitted by a bi-axial laser resonator »,
 L. GROSSARD, A DESFARGES-BERTHELEMOT, B. COLOMBEAU, V. KERMENE, M. VAMPOUILLE,
 C. FROEHLY and K. SAOUCHI,
 Optics. Comm. Vol 168, n°1-4, pp. 315–323 (1999)
- [PI 3] « Dual frequency tunable cw Nd :YAG laser »,
 L. GROSSARD, A DESFARGES-BERTHELEMOT, V. COUDERC, B. COLOMBEAU and C. FROEHLY,
 Optics Comm. Vol 188, n°5-6, pp. 353–357 (2001)
- [PI 4] « Iterative reconstruction of thermally induced phase distorsion in a Nd3+:YVO4 laser »,
 L. GROSSARD, A DESFARGES-BERTHELEMOT, B. COLOMBEAU and C. FROEHLY,
 Journal of Optics A : Pure and Applied Optics Vol 4, pp. 1-7 (2002)
- [PI 5] « Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holet fibers by SHGinduced modulation instabilities »,
 V. TOMBELAINE, C. LESVIGNES, P. LEPROUX, L. GROSSARD, V. COUDERC, J. L. AUGUSTE, J. M. BLONDY, G. HUSS and P. H. PIOGER,
 Optics Express Vol 13, n°19, pp. 7399–7404 (2005)
- [PI 6] « Raman cascade suppression by using wide band parametric conversion in large normal dispersion regime »
 V. COUDERC, P. LEPROUX, V. TOMBELAINE, L. GROSSARD and A. BARTHÉLÉMY Optics Express Vol 13, n°21, pp. 8584–8590 (2005)
- [PI 7] « Temporal reshaping of picosecond pulses at 1548nm based on soliton emission and spatial filtering in non-uniform Ti :PPLN waveguides »,
 P-H PIOGER, V. COUDERC, L. GROSSARD, A. BARTHÉLÉMY, F. BARONIO, C. DE ANGELIS, Y. MIN,
 V. QUIRING and W. SOHLER,
 IEEE Photonics Technology Letters Vol 17, n°11, pp. 2373–2375 (2005)
- [PI 8] « Selenide glass single mode optical fiber for nonlinear optics »,
 P. HOUIZOT, F. SMEKTALA, V. COUDERC, J. TROLES and L. GROSSARD,
 Optical Materials Vol. 29, 6, pp. 651–656 (2005)
- [PI9] « Novel active Q-switched fiber laser based on electrostatically actuated micromirror system »,

D. SABOURDY, D. BOUYGE, A. CRUNTEANU, P. BLONDY, V. COUDERC, J. LHERMITE, V. KERMÈNE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, L. GROSSARD, A. BARTHÉLEMY, M. SOMEKH and D. PUREUR, Optics Express Vol. 14, n°9, pp. 3917–3922 (2006)

[PI 10] « Ultra-fast reconfigurable spatial switching between a quadratic solitary wave and a weak signal », Part L PIOCER, V. COUDERC, L. GROSSARD, A. BARTHÉLÉMY, E. BARONIO, C. DE ANCELIS, V.

P.-H.I PIOGER, V. COUDERC, L. GROSSARD, A. BARTHÉLÉMY, F. BARONIO, C. DE ANGELIS, Y. HONG MIN, V. QUIRING and W. SOHLER, Applied Physics B, vol. 85, n°1, pp. 131–134 (2006)

- [PI 11] « Deformable micro-electro-mechanical mirror integration in a fiber laser Q-switch system »,
 A. CRUNTEANU, D BOUYGE, D SABOURDY, P BLONDY, V COUDERC, L GROSSARD, P H PIOGER and A BARTHÉLEMY,
 J. Opt. A : Pure Appl. Opt., vol 8, pp. S347–S351 (2006)
- [PI 12] « Integration of micro-electro-mechanical deformable mirrors in doped fiber amplifiers »,

D. BOUYGE, A. CRUNTEANU, D. SABOURDY, P. BLONDY, V. COUDERC, J. LHERMITE, L. GROSSARD and A. BARTHELEMY, Microsyst Technol, DOI 10.1007/s00542-006-0340-7, Springer (2006)

- [PI 13] « Unprecedented Raman cascading and four-wave mixing from second-harmonic generation in optical fiber »,
 V. COUDERC, A. TONELLO, C. BUY-LESVIGNE, P. LEPROUX and L. GROSSARD,
 Optics Letters Vol. 35, Iss. 2, pp. 145–147 (2010)
- [PI 14] «Widely tunable sum-frequency generation in PPLN waveguide pumped by a multi-wavelength Yb-doped fiber laser »,
 J. GUILLOT, D. CEUS, S. BRUSTLEIN 1, L. DEL RIO, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, L. GROSSARD, A. TONELLO, L. DELAGE and F. REYNAUD,
 Optics. Comm. Vol 283, n°3, pp. 442–446 (2010)
- [PI 15] « Phase closure retrieval in an infrared-to-visible upconversion interferometer for high resolution astronomical imaging »,
 D. CEUS, A. TONELLO, L. GROSSARD, L. DELAGE, F. REYNAUD, H. HERRMANN and W. SOHLER, Optics Express, Vol. 19 Issue 9, pp.8616–8624 (2011)
- [PI 16] « Co-phasing of a diluted aperture synthesis instrument for direct imaging : Experimental demonstration on a temporal hypertelescope »,
 L. BOUYERON, L. DELAGE, L. GROSSARD and F. REYNAUD,
 Astronomy & Astrophysics (IF : 4,6), 545, septembre 2012, A18 (2012)
- [PI 17] « Application of frequency conversion of starlight to high-resolution imaging interferometry. On-sky sensitivity test of a single arm of the interferometer »,
 D. CEUS, F. REYNAUD, J. WOILLEZ, O. LAI, L. DELAGE, L. GROSSARD, R. BAUDOIN, J.T. GOMES,
 L. BOUYERON, H. HERRMANN and W. SOHLER,
 Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, (IF : 5,5), Volume 427, Issue 1, Pages L95–L98 (2012)

[PI 18] « Demonstration of a frequency spectral compression effect through an upconversion interferometer »,

J.T. Gomes, L. Grossard, S. Vergnole, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann and W. Sohler,

Optics Express (IF : 3,6) Vol. 21, Iss. 3, pp. 3073–3082 (2013)

- [PI 19] « Contrast and phase closure acquisitions in photon counting regime using a frequency upconversion interferometer for high angular resolution imaging »,
 D. CEUS, L. DELAGE, L. GROSSARD, F. REYNAUD, H. HERRMANN and W. SOHLER,
 Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (IF : 4,9) first published online February 7, DOI :10.1093/mnras/sts654, 9 pages (2013)
- [PI 20] « Laboratory Demonstration of Spatial-Coherence Analysis of a Blackbody through an Up-Conversion Interferometer »,
 J.T. GOMES, L. DELAGE, R. BAUDOIN, L. GROSSARD, L. BOUYERON, D. CEUS, F. REYNAUD, H. HERRMANN and W. SOHLER,
 Physical Review Letters (IF : 7.9) 112, 143904 (2014)
- [PI 21] « Co-phasing of a diluted aperture synthesis instrument for direct imaging II. Experimental demonstration in the photon-counting regime with a temporal hypertelescope »,

L. BOUYERON, L. DELAGE, R. BAUDOIN, J. T. GOMES, L. GROSSARD and F. REYNAUD, Astronomy & Astrophysics (IF : 4,6), 567, juillet 2014, A87, DOI :10.1051/0004-6361/201321486 (2014)

 [PI 22] « Proposal for the Implementation of the ALOHA Up-Conversion Interferometer on the CHARA Telescope Array »
 J.T. GOMES, L. DELAGE, R. BAUDOIN, L. GROSSARD, F. REYNAUD, T. A. TEN BRUMMELAAR, N. J. SCOTT, J. STURMANN and V. COUDÉ DU FORESTO
 Journal of Astronomical Instrumentation, Vol. 3, Nos. 3 & 4, pp. 1450008, DOI : 10.1142/S2251171714500081 (2014)

[PI 23] « ALOHA 1.55 µm Implementation on the CHARA Telescope Array : On-sky sensitivity tests »
 R. BAUDOIN, P. DARRÉ, J-T. GOMES, M.FABERT, L. GROSSARD, L. DELAGE, F. REYNAUD, N. J. SCOTT, J. STURMANN, T. A. TEN BRUMMELAAR and V. COUDÉ DU FORESTO soumis à MNRAS

[PI 24] « Effect of spectral sampling on the temporal coherence analysis of a broadband source in a SFG interferometer »

P. DARRÉ, L. SZEMENDERA, L. GROSSARD, L. DELAGE and F. REYNAUD Optics Express (IF : 3,5) Vol. 23, Iss. 20, pp. 25450-25461, DOI : 10.1364/OE.23.025450 (2015)

Conférences internationales à comité de lecture et actes publiés

- [CI 1] « Multichannel TPD z-scan method for n2 measurement of new polymers », H. MAILLOTTE, A. MARCANO, F. E. HERNANDEZ, F. CHÉRIOUX, P. AUDEBERT and L. GROSSARD, école d'été NATO-ASI, beam shaping and control with nonlinear optics, 4–16 août 1997, Cargese
- [CI 2] « Co-phasing of multiple diode-pumped lasers : patterns and spatio-temporal dynamics »,
 S. MENARD, V. KERMENE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, L. GROSSARD, M. VAMPOUILLE and B. BOURLIAGUET,
 IXth Conference on Laser Optics, 22–26 Juin 1998, St. Petersbourg, Russie

[CI 3] « Intracavity temporal shaping and mode-locking », V. Couderc, V. Kermene, A. Desfarges-Berthelemot, L. Grossard, M. Tondusson and B. Colombeau,

Advanded Solid State Laser Topical Meeting, 13–16 Février 2000, Davos, Suisse

 [CI 4] « Observation of soliton emission and soliton reflection in engineered bulk PPLN structures at 1064 nm »,
 P.-H. PIOGER, V. COUDERC, L. GROSSARD, A. BARTHELEMY, F. BARONIO and C. DE ANGELIS, Conference on Lasers and Electro-optics (CLEO 2003), Postdeadline paper, juin

Conference on Lasers and Electro-optics (CLEO 2003), Postdeadline paper, juin 2003, Munich, Allemagne

[CI 5] « Original multi-wavelength pumping system applied to singlemode supercontinuum generation in normal and anormalous dispersion regimes »,

P.-A. CHAMPERT, S. FÉVRIER, P. LEPROUX, L. GROSSARD, V. COUDERC, P. ROY and V. TOMBE-LAINE,

ECOC 2004, 30th European Conference on Optical Communication, 5-9 septembre 2004, Stockholm, Sweden

[CI 6] « Broadband, single mode, visible continuum generation in normally dispersive fiber »,

P.-A. CHAMPERT, V. COUDERC, L. GROSSARD, C. FROEHLY, A. BARTHELEMY, S. FÉVRIER, P. LE-PROUX, L. LABONTE, J.-LAUGUSTE, P. ROY, J.-M. BLONDY, D. PAGNOUX, P NERIN and D LE-FEBVRE,

Nonlinear Guided Waves, 29-31 mars 2004, Toronto, Canada

[CI 7] « Spatial routing of signals at 1549 nm by soliton emission »,

A. Barthélémy, V. Couderc, P.H. Pioger, L. Grossard, C. De Angelis, F. Baronio, W. Sohler, V. Quiring and Y. Min,

12th European Conference on Integrated Optics, ECIO, 6–8 avril 2005, Grenoble

[CI 8] « Modulational instabilities in normal dispersion regime leading to white-light supercontinuum generation »,

> V. TOMBELAINE, V. COUDERC, P. LEPROUX, L. GROSSARD, J.-L. AUGUSTE and J.-M.C BLONDY, Conference on Lasers and Electro-optics (CLEO 2005), 23–27 mai 2005, Baltimore, États-Unis

[CI 9] « Temporal reshaping of picosecond pulses at 1548nm based on soliton emission and spatial filtering in non-unigorm Ti :PPLN waveguides », P. H. PIOGER, V. COUDERC, L. GROSSARD, A. BARTHÉLÉMY, F. BARONIO, C. DE ANGELIS, Y. MIN, V. QUIRING and W. SOHLER,

Conference on Lasers and Electro-optics (CLEO 2005), 12–17 juin 2005, Munich

[CI 10] « Development of a micro-electro-mechanical deformable mirror for fiber laser emission modulation »,

A. CRUNTEANU, D. BOUYGE, P. BLONDY, V. COUDERC, L. GROSSARD, P. H. PIOGER and A. BAR-THÉLÉMY,

IEEE Conference on Optical MEMs and Their Applications, 1-4 août 2006, Oulu, Finland

[CI 11] « Integration Of Micro-electro-mechanical Deformable Mirrors In Doped Fiber Amplifiers »,

> D. SABOURDY, D. BOUYGE, A. CRUNTEANU, P. BLONDY, V. COUDERC, J. LHERMITE, L. GROSSARD and A. BARTHELEMY, DTIP 26-28 avril 2006, Italie

[CI 12] « Dynamics Of Modulation Instability In Large Normal Dispersion Regime Induced By Double Wavelength Pumping »,

V. TOMBELAINE, C. LESVIGNE, V. COUDERC, P. LEPROUX and L. GROSSARD, Conference on Lasers and Electro-optics (CLEO 2006), 21–26 mai 2006, Long Beach, USA

[CI 13] « Q-switched Fiber Laser Based On Deformable Micro-electro-mechanical Mirror »,

D. SABOURDY , D. BOUYGE , A. CRUNTEANU, P. BLONDY , V. COUDERC, A. BARTHELEMY, L. GROS-SARD , A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE and J. LHERMITE,

Conference on Lasers and Electro-optics (CLEO 2006), 21-26 mai 2006, Long Beach, USA

[CI 14] « Sum-frequency Generation From A Dual-wavelength-fiber Q-switched Laser Using Deformable Micro-electro-mechanical Mirror »,

D. SABOURDY, D. BOUYGE, A. CRUNTEANU, P. BLONDY, V. COUDERC, J. LHERMITE, V. KERMENE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, L. GROSSARD and A. BARTHELEMY,

Conference on Lasers and Electro-optics (CLEO 2006), 21–26 mai 2006, Long Beach, USA

[CI 15] « Third order non linear processes seeded by second harmonic generation in poled optical fibre », V. COUDERC, P. LEPROUX, C. BUY-LESVIGNE, A. TONELLO, AND L. GROSSARD,

Europhoton 2008, 31 août – 5 septembre 2008, Paris

- [CI 16] « Using up-conversion interferometer for high resolution imaging. Up to the photon counting limit? », REYNAUD F., CEUS D., DELAGE L., GROSSARD L., TONELLO A., Conférence Quantum of Quasars, France (2009)
- [CI 17] « Twofold Phase Matching for Low-Noise Polarization Frequency Conversion in Nonlinear Waveguides »,
 A. TONELLO, L. DELAGE, L. GROSSARD, V. COUDERC, D. MODOTTO,,
 Nonlinear Photonics, Karlsruhe, Allemagne, 21–24 Juin 2010, (poster)
- [CI 18] « Using up-conversion interferometers for high resolution imaging. Proposal for a collaboration with CHARA »,
 F. REYNAUD D. CEUS, L. DELAGE, L. GROSSARD, J.T. GOMES,
 CHARA anual Meeting Atlanta Fev 2011
- [CI 19] « Two new proposals for high resolution imaging in astronomy : Parametric interferometers and temporal hypertelescopes »,
 F. REYNAUD; L. BOUYERON; D. CEUS; L. DELAGE; L. GROSSARD; J.T. GOMES; A. TONELLO,
 Séminaire invité INL, Nice, mai 2011
- [CI 20] « How non linear optics can merge interferometry for high resolution imaging », CEUS D., REYNAUD F., TONELLO A., DELAGE L. AND GROSSARD L., International Conference on Space Optics, ICSO, October 4th-8th, 2010 Rhodes Island, Greece
- [CI 21] « Twofold Phase Matching for Low-Noise Polarization Frequency Conversion in Nonlinear Waveguide », TONELLO A., DELAGE L., GROSSARD L., COUDERC V., MODOTTO D., Nonlinear Photonics 2010, Allemagne (2010)
- [CI 22] « Progress on Non-Linear SFG Use for High Resolution Imaging »,
 J.T. GOMES, L. GROSSARD, S. VERGNOLE, L. DELAGE, F. REYNAUD, H. HERRMANN AND W. SOH-LER,
 International Conference on Space Optics, ICSO, October 2012 Ajaccio, France

Publications dans des revues nationales avec comité de Lecture

[PN 1] « Structuration de l'émission d'un laser YAG/Nd par diffractions intracavité », L. GROSSARD, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, B. COLOMBEAU, V. KERMENE, M. VAMPOUILLE et C. FROEHLY, Journal de Physique IV, vol. 10, pp.177–179 (2000)

- [PN 2] « Laser à trois miroirs applicable à la génération de microondes », L. GROSSARD, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, B. COLOMBEAU, V. COUDERC et C. FROEHLY, Journal de Physique IV, vol. 12, p 319 (2002)
- [PN 3] « Mesures des aberrations thermiques dans un laser YVO4 en fonctionnement, pompé longitudinalement par diode »,
 L. Grossard, A. Desfarges-Berthelemot, B. Colombeau et CLAUDE FROEHLY Journal de Physique IV, vol. 12, p 315 (2002)
- [PN 4] « Génération d'un supercontinumm utilisant le doublage et le triplage de fréquence dans une fibre microstructurée »,
 C. LESVIGNE ET V. TOMBELAINE ET L. GROSSARD ET P. LEPROUX ET J. M. BLONDY ET J. L. AUGUSTE ET P. ROY ET V. COUDERC ET G. HUSS et P. H. PIOGER,
 Journal de Physique IV, vol. 135, pp.219-221 (2006)
- [PN 5] « Réflexion non linéaire d'un soliton quadratique au voisinage d'une transition d'accord de phase »,
 P.-H. PIOGER, L. GROSSARD, V. COUDERC, A. BARTHÉLÉMY, F. BARONIO, C. DE ANGELIS, Y. MIN,
 V. QUIRING et W. SOHLER,
 Journal de Physique IV, vol. 135, pp.259-261 (2006)
- [PN 6] « Remise en forme d'impulsions picosecondes à 1548 nm basée sur une émission de soliton et un filtrage spatial dans un guide Ti :PPLN »,
 P.-H. PIOGER, L. GROSSARD, V. COUDERC, A. BARTHÉLÉMY, F. BARONIO, C. DE ANGELIS, Y. MIN,
 V. QUIRING et W. SOHLER,
 Journal de Physique IV, vol. 135, pp.175-177 (2006)

Communications orales ou par affiche dans des congrès nationaux avec actes

- [CN 1] « Structuration de l'émission d'un laser YAG :Nd3+ par diffractions intracavité »,
 L. GROSSARD, A DESFARGES-BERTHELEMOT, B. COLOMBEAU, V. KERMENE, M. VAMPOUILLE et C. FROEHLY,
 Conférence sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ 6, 7–9 septembre 1999, Bordeaux
- [CN 2] « Laser à trois miroirs applicable à la génération de microondes »,
 L. GROSSARD, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. COUDERC, B. COLOMBEAU et C. FROEHLY,
 Conférence sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ 7, 5–7 septembre 2001,
 Rennes

- [CN 3] « Mesures des aberrations thermiques dans un laser YVO4 en fonctionnement, pompé longitudinalement par diode »,
 L. GROSSARD, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, B. COLOMBEAU et C. FROEHLY,
 Conférence sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ 7, 5–7 septembre 2001, Rennes
- [CN 4] « Génération de supercontinuums par pompage multi-longueur d'onde dans les fibres optiques micro structurées »,
 N. Tourse aux P. Longour C. Education P. Bour P. A. Guarante et M. Courses

V. TOMBELAINE, P. LEPROUX, S. FÉVRIER, P. ROY, P.-A. CHAMPERT, L. GROSSARD et V. COUDERC, Journées Nationales d'Optique Guidée 2004 (JNOG), 25–27 octobre 2004, Paris

 [CN 5] « Remise en forme d'impulsions picosecondes à 1548 nm basée sur une émission de soliton et un filtrage spatial dans un guide Ti :PPLN »,
 L. GROSSARD, P.-H. PIOGER, V. COUDERC, A. BARTHÉLÉMY, F. BARONIO, C. DE ANGELIS, Y. MIN,

V. QUIRING et W. SOHLER, Conférence sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ 9, 7–9 septembre 2005,

 [CN 6] « Réflexion non linéaire d'un soliton quadratique au voisinage d'une transition d'accord de phase »,
 P.-H. PIOGER, L. GROSSARD, V. COUDERC, A. BARTHÉLÉMY, F. BARONIO, C. DE ANGELIS, Y. MIN,

Dijon

P.-H. PIOGER, L. GROSSARD, V. COUDERC, A. BARTHÉLÉMY, F. BARONIO, C. DE ANGELIS, Y. MIN, V. QUIRING et W. Sohler,

Conférence sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ 9, 7–9 septembre 2005, Dijon

- [CN 7] « Génération d'un supercontinuum utilisant le doublage et le triplage de fréquence dans une fibre optique microstructurée »,
 C. LESVIGNE, V. TOMBELAINE, L. GROSSARD, P. LEPROUX, J. M. BLONDY, J. L. AUGUSTE, P. ROY,
 V. COUDERC, G. HUSS et P. H. PIOGER,
 Conférence sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ 9, 7–9 septembre 2005,
 Dijon
- [CN 8] « Génération de second harmonique dans les fibres optiques microstructurées pour l'obtention de supercontinuum très large bande »,
 V. TOMBELAINE, P. LEPROUX, V. COUDERC et L. GROSSARD,
 GDR Ondes, 2005, Marseille
- [CN 9] « Génération de second harmonique dans les fibres optiques microstructurées : application aux supercontinua »,
 V. TOMBELAINE, P. LEPROUX, V. COUDERC, L. LABONTÉ, L. GROSSARD G. HUSS et P.H. PIOGER, Journées Nationales d'Optique Guidée, 8–10 novembre 2005, Chambéry
- [CN 10] « Fibre optique microstructurée fortement biréfringente pour la génération d'un continuum par effet de doublage et de triplage de fréquence »,
 C. LESVIGNE, V. TOMBELAINE, L. GROSSARD, P. LEPROUX, J.M. BLONDY, J.L. AUGUST, P. ROY, V. COUDERC, G. HUSS et P. H. PIOGER,
 Journées Nationales d'Optique Guidée, 8–10 novembre 2005, Chambéry

[CN 11] « Génération de second harmonique et élargissements spectraux dans les fibres dopées germanium »,

V.Couderc, A. Tonello, P. Leproux, C. Buy, G. Melin et L. Grossard, Journées Nationales d'Optique Guidée, 20–22 octobre 2008, Lannion

- [CN 12] « Utilisation de la conversion paramétrique en somme de fréquence dans un interféromètre d'imagerie haute résolution pour astronomie »,
 F. REYNAUD, S. BRUSTLEIN, L. DEL RIO, A. TONELLO., L. DELAGE, D. CEUS et L. GROSSARD, Conférence sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ 11, France (2009)
- [CN 13] « Avancées expérientales à Limoges Temporal hypertelescope and other issues », F. REYNAUD, L. BOUYERON, D. CEUS, L. DELAGE, L. GROSSARD et J.T. GOMES, Workshop hypertelescope Nice sept 2011
- [CN 14] « Asservissement et cophasage des antennes synthétiques dédiées à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie »,
 F. REYNAUD, L. BOUYERON, D. CEUS D, L. DELAGE, L. GROSSARD, J. T. GOMES et R. BAUDOIN, 6^e Journée du Club SOOS « Quelques défis en métrologie pour l'optronique », PHO-TON Recherche Industrie, France (2011)

Communications orales invités lors de conférences ou séminaires

- [INV 1] « Génération de supercontinuums par pompage multi-longueurs d'onde dans les fibres optiques microstructurées »
 V. TOMBELAINE, P. LEPROUX, S. FÉVRIER, P. ROY, P.-A. CHAMPERT, L. GROSSARD et V. COUDERC Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Paris (2004).
- [INV 2] « Utilisation de la conversion paramétrique en somme de fréquence dans un interféromètre d'imagerie haute résolution pour astronomie »,
 F. REYNAUD, S. BRUSTLEIN, L. DEL RIO, A. TONELLO, L. DELAGE, D. CEUS et L. GROSSARD,
 Conférence sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ 11, Mouans Sartoux (2009)
- [INV 3] « Two new proposals for high resolution imaging in astronomy : Parametric interferometers and temporal hypertelescopes »,
 F. REYNAUD, L. BOUYERON, D. CEUS, L. DELAGE, L. GROSSARD, J. T. GOMES and A. TONELLO, Séminaire invité INL–Institut Non Linéaire de Nice Sophia Antipolis, France (2011)
- [INV 4] « Using up-conversion interferometers for high resolution imaging. Proposal for a collaboration with CHARA »,
 F. REYNAUD, D. CEUS, L. DELAGE, L. GROSSARD and J. T. GOMES,
 CHARA annual Meeting, Atlanta, États-Unis (2011)

- [INV 5] « Méthodes innovantes pour l'imagerie astronomique haute dynamique et haute résolution : les hypertélescopes temporels et la conversion de fréquence des rayonnements lumineux »
 F. REYNAUD, L. DELAGE, L. BOUYERON, L. GROSSARD, D. CEUS, J.T GOMES et R. BAUDOIN, Séminaire invité au Collège de France, Paris (2013)
- [INV 6] « Present status on the implementation of a up-conversion interferometer on CHARA »
 F. REYNAUD, L. DELAGE, L. GROSSARD, R. BAUDOIN et J.T GOMES,

CHARA/NPOI Collaboration Meeting; Flagstaff, AZ; USA (2013)

- [INV 7] « Changing the Color of the Stars : ALOHA at CHARA » F. REYNAUD, L. DELAGE, L. GROSSARD, R. BAUDOIN et J.T GOMES, CHARA/NPOI Collaboration Meeting; Flagstaff, AZ; USA (2015)
- [INV 8] « Utilisation de la conversion de fréquence pour l'imagerie haute résolution en astronomie »
 L. GROSSARD, D. CEUS, J.-T. GOMES, R. BAUDOIN, P. DARRÉ, L. SZEMENDERA, L. DELAGE et F. REYNAUD,
 Conférence invitée, Horizons de l'optique, Rennes (2015)

Publications dans des revues nationales sans comité de Lecture

- [PNSC 1] « Laser à large bande spectrale » Vitrine de l'innovation, Photoniques n°18, juin 2005
- [PNSC 2] « Source laser blanche compacte » Vitrine de l'innovation, Photoniques, supplément au n°19, septembre 2005
- [PNSC 3] « Laser blanc » Photoniques n°20, novembre 2005
- [PNSC 4] « Système laser à fibres multi-longueur d'onde déclenché par MOEMS » Photoniques n°30, pp 51–56, juillet-août 2007

Rapports de contrats

- [RC 1] « Interféromètre paramétrique, Imagerie Haute Résolution » F. REYNAUD, D. CEUS, L. DELAGE et L. GROSSARD Contrat CNES, DTC/SI/OP/2010.0001440, juin 2011
- [RC 2] « Asservissement d'un hypertélescope temporel » L. BOUYERON, L. GROSSARD, L.DELAGE et F. REYNAUD Contrat CNES, R-S11/SU-0002-013, DA N° 10083797, juin 2013

[RC 3] « Étude d'un interféromètre à somme de fréquences fonctionnant en régime de comptage de photons »

J. T. Gomes, R. Baudoin, P. Darré, D. Ceus, L. Grossard, L. Delage et F. Reynaud Contrat CNES, R-S13/SU-0002-042, DA N° 10096649, novembre 2014

[RC 4] « Un démonstrateur d'interféromètre à conversion de fréquence pour l'imagerie haute résolution »

P. DARRÉ, R. BAUDOIN, J. T. GOMES, L. GROSSARD, L. DELAGE et F. REYNAUD Contrat CNES DCT/SI/OP/2014-8011, rapport intermédiaire, mai–juin 2015

Brevet

[B 1] « Dispositif de génération d'une source polychromatique à spectre continu », P. A. CHAMPERT, V. COUDERC, L. GROSSARD, S. FÉVRIER, P. LEPROUX, P. ROY et P. NÉRIN, n° WO/2005/098527, PCT : FR/2005/000550, 20/10/2005

6.1 Participation à l'encadrement de thèses

[E1] DAMIEN CEUS,

« Interféromètre à conversion de fréquence pour l'imagerie à haute résolution angulaire : validation de la technique de clôture de phase et fonctionnement en régime de comptage de photons », Date de soutenance : 21 octobre 2011, bourse Région.

Directeur de thèse : François REYNAUD

5 publications dans des revues internationales : [PI 14], [PI 15], [PI 17], [PI 19], [PI 20]

[E 2] LAURENT BOUYERON,

« Optimisation et cophasage d'un dispositif d'imagerie directe à haute résolution et haut contraste : l'hypertélescope temporel »,

Date de soutenance : 28 novembre 2011, bourse Région.

Directeur de thèse : Laurent DELAGE et François REYNAUD

3 publications dans des revues internationales : [PI 16], [PI 17], [PI 21]

[E 3] JEAN-THOMAS GOMES,

« Mise en place de processus de génération de somme de fréquences optiques larges bandes dédiés à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie »,
Date de soutenance : 4 octobre 2013, bourse DCACE
Directeur de thèse : François REYNAUD et Laurent DELAGE
6 publications dans des revues internationales : [PI 17], [PI 18], [PI 20], [PI 21], [PI 22], [PI 23]

[E 4] ROMAIN BAUDOIN,

« Analyse du bruit lors de la génération de somme de fréquences dans les cristaux de niobate de lithium périodiquement polarisés (PPLN) et applications en régime de comptage de photons »,

Date de soutenance : 27 novembre 2014, bourse CIFRE, société Leukos Directeur de thèse : François REYNAUD, Laurent DELAGE 5 publications dans des revues internationales : [PI 17], [PI 20], [PI 21], [PI 22], [PI 23]

 [E 5] LUDOVIC SZEMENDERA,
 « Détection hybride en régime de comptage de photons dans le MIR », Thèse débutée en septembre 2013, bourse Région, cofinancement EADS Directeur de thèse : François REYNAUD
 1 publication dans des revues internationales : [PI 24] [E 6] PASCALINE DARRÉ,
 « Analyse de la conversion de fréquence pour la détection d'objets astronomiques dans l'infrarouge »,
 Thèse débutée en septembre 2013, financement CNES – Thalès
 Directeur de thèse : François REYNAUD, Laurent DELAGE
 2 publications dans des revues internationales : [PI 23], [PI 24]

 [E 7] HERVÉ BOULOGNE,
 « Lignes à retard à échantillonnage spectral », Thèse débutée en novembre 2015, bourse DCACE Directeur de thèse : François REYNAUD

6.2 Stages de DEA / Master Recherche

- [E 8] AUDE DESORMEAUX,
 « Mesure de la dispersion dans de courts échantillons de fibre optique par interférométrie à courte longueur de cohérence », Stage de DEA, Université de Limoges, 2001
- [E 9] VIRGINIE BERNICAL,
 « Génération de continuums dans les fibres microstructurées par excitation picoseconde »,
 Stage de DEA, Université de Limoges, 2002

[E 10] ARNAUD BOURDELOUX, « Caractérisation non linéaire d'un guide convertisseur en longueur d'onde », Stage de DEA, Université de Limoges, 2003

- [E 11] DAVID BOUYSSE,
 « MEMS optiques pour oscillateur laser miniature »,
 Stage de DEA, Université de Limoges, 2004
- [E 12] AMADOU BARRY,
 « Analyse de la propagation non-linéaire dans les guides d'onde »,
 Stage de Master II Recherche, Université de Limoges, 2007

[E 13] LUDOVIC SZEMENDERA, « Analyse de la conversion de fréquence pour la détection d'objets astronomiques dans l'infrarouge », Stage de Master II Recherche, Université de Limoges, 2013

[E 14] CORENTIN GEOFFRAY,
 « Lignes à retard à échantillonnage spectral pour l'imagerie haute résolution »,
 Stage de Master II Recherche, Université de Limoges, 2015

6.3 Stage de maîtrise

[E 15] YANNICK BOURGEOIS, J. LHERMITE ET JEAN-PHILIPPE PEREZ,
 « Recherche des technologies existantes permettant l'obtention d'un laser UV forte puissance »,
 stage de TER, Maîtrise Électronique Électrotechnique Automatique, 2004

Chapitre 6. Encadrements scientifiques

Contrats de recherche et collaborations

7.1 Participation à des contrats de recherche

[C 1] Programme ROSA (IST /FET)

« Ultrafast all-optical signal processing in engineered quadratic nonlinear waveguides » Durée : 3 ans à partir de 2001

[C 2] Contrat France Telecom

« Caractérisation des non-linéarités de verres chalcogénures » Durée : 2 ans à partir de 2004

[C 3] Programme Matériau du CNRS

« Guide d'ondes optiques en verres non conventionnels fortement non linéaires » Durée : 2 ans à partir de 2004

[C 4] Contrat ABX Diagnostic (HORIBA)

« Étude et réalisation d'une source blanche compacte pour des applications biomédicales » Durée : 3 ans à partir de 2004

[C 5] Programme ANR SUPERCODE

« Supercontinuum généré par fibre optique à cristal photonique pour l'accès multiple à répartition par code » Durée : 3 ans à partir de 2007

[C 6] Programme ANR FONOTEAM

« Fibres Optiques à cristaux photoniques Nano Optimisées pour Télécommunications Et Applications Médicales » Durée : 3 ans à partir de 2006

[C 7] Contrat CNES R&T

« Interféromètre paramétrique pour l'imagerie haute résolution » Durée : 12 mois à partir de 2009

[C 8] Contrat CNES R&T

« conversion de fréquences de signaux larges bandes : étude expérimentale préliminaire » Durée : 18 mais à partir de 2009

Durée : 18 mois à partir de 2009

- [C 9] Contrat Institut National des Sciences de l'Univers (INSU)

 « Interféromètre paramétrique pour l'imagerie haute résolution en régime de comptage de photons »
 Durée : 12 mois à partir de 2011

 [C 10] Contrat CNES R&T

 « Cophasage et optimisation des hypertélescopes »
 Durée : 18 mois à partir de 2011

 [C 11] Soutien Réseaux de Recherche Internationaux de l'université de Limoges

 « ALOHA : Astronomical Light Optical Hybrid Analysis »
 Durée : 24 mois à partir de 2011

 [C 12] Projet DIL 2012, transfert de technologie financement OSEO

 Madule de comparison per linéries neur la transmittion que partition en setule de comparison
- Module de conversion non-linéaire pour la transposition spectrale de rayonnements optiques cohérents »
 Durée : 12 mois à partir de 2012
- [C 13] Contrat CNES R&T 2013 « Interféromètres paramétriques pour l'imagerie haute résolution en régime de comptage de photons » Durée : 18 mois à partir de 2013
- [C 14] Projet DIL 2013, transfert de technologie financement OSEO « Module de conversion non-linéaire pour la transposition spectrale de rayonnements optiques cohérents » Durée : 12 mois à partir de 2013
- [C 15] Contrat CNES R&T 2014 « Prototype d'interféromètre paramétrique » Durée : 15 mois à partir de 2014
- [C 16] INSU ASHRA « ALOHA/CHARA 1,55 μm » Durée : 2 × 1 an à partir de 2014
- [C 17] INSU R&T CSAA « ALOHA/CHARA 1,55 μm » Durée : 2 × 1 an à partir de 2014

7.2 Collaborations scientifiques

[Col 1] Université de Rennes

Développement d'une fibre chalcogénure unimodale de type GeSe. Nous avons caractérisé sa non-linéarité d'ordre 3.

[Col 2] Université de Brescia (Italie)

Collaboration dans le cadre de l'étude d'un régime de guidage induit par un faisceau soliton dans un milieu à non linéarité d'ordre II.

[Col 3] Université de Paderborn (Allemagne)

Réalisation de plusieurs composants PPLN, pour la conversion de fréquence de signaux à 1550 nm et 3,39 μ m.

[Col 4] Observatoire de Paris / LESIA

Mise à notre disposition du système d'injection fibré du recombinateur FLUOR, installé sur le réseau de télescopes CHARA à l'observatoire du Mont Wilson.

[Col 5] Observatoire du Mauna Kea (Hawaï, USA)

Collaboration dans le cadre de plusieurs missions expérimentales au télescope Franco-Canadien (CFHT)

[Col 6] Observatoire du Mont Wilson / Université de Géorgie

Collaboration avec l'équipe du réseau de télescope CHARA, qui nous a fourni le soutien logistique et scientifique lors de nos missions à l'observatoire du Mont Wilson. Un partenariat à long terme s'est mis en place en 2012.

Structurations temporelles et spatiales de sources laser par des processus d'optique linéaire et non-linéaire

Structurations spectrales et spatiales de lasers solides pompés par diodes

Ce chapitre décrit les travaux de recherche que j'ai effectués durant mon doctorat, de novembre 1997 à décembre 2000, sous la direction de Bernard COLOMBEAU et Agnès DESFARGES– BERTHELEMOT, sur le sujet : « Corrélations temporelles et spatiales, structuration spectrale et distorsions thermiques dans l'émission d'un laser pompé par diodes ».

Les lasers solides pompés longitudinalement par diodes sont de bons candidats pour réaliser des sources laser de forte luminance, c'est-à-dire à la fois puissantes et spatialement unimodales. En effet, ceux-ci présentent des rendements de conversion élevés liés à l'excellent recouvrement spatial et spectral entre le faisceau de pompage et le mode laser pour des puissances de pompage modérées. Le filtrage volumique réalisé par le gain permet en outre une sélection aisée du mode transverse fondamental.

Cependant, la montée en puissance des sources de pompage s'accompagne de l'apparition d'effets thermiques importants au sein du milieu amplificateur, liés à la conversion incomplète de l'énergie de pompage en lumière laser. L'énergie thermique déposée crée un gradient de température dans le cristal, qui induit à son tour un gradient d'indice. On observe alors une dégradation des qualités spatiales du rayonnement émis, ou une forte chute du rendement de conversion du laser si un fonctionnement sur le mode transverse fondamental est maintenu par un filtrage spatial intracavité.

L'obtention de sources laser de forte puissance nécessite, si l'on souhaite une luminance élevée, soit de s'affranchir des effets thermiques, soit de les compenser par un système optique adapté. On peut s'affranchir des effets thermiques en soumettant plusieurs zones du milieu actif disposées en parallèle à une puissance de pompage assez faible pour limiter les aberrations thermiques. On sait aussi corriger les distorsions produites sur l'onde en utilisant des miroirs non-linéaires réalisant une opération de conjugaison de phase, ou encore en compensant les aberrations par un composant passif modulant le profil de phase intracavité.

Avant mon arrivée en thèse, le fractionnement des zones de pompage a été expérimenté au laboratoire sur un laser YAG:Nd³⁺ continu pompé longitudinalement suivant quatre zones distinctes par des diodes laser de puissance modérée [Ménard 97]. Après verrouillage des phases relatives des quatre ondes laser ainsi créées, celles-ci sont recombinées de façon cohérente en un faisceau unique, unimodal et de puissance accrue.

Mon travail de thèse s'est inscrit dans une série d'études que notre groupe a mené depuis plusieurs années avant mon arrivée au laboratoire, portant sur le contrôle de l'émission de lasers solides pompés longitudinalement par diodes laser, afin d'analyser et de combattre les distorsions spatiales et spectrales induites par la forte concentration de puissance dans la zone de pompage, ces distorsions constituant un facteur limitatif sévère pour la luminance du faisceau.

8.1 Corrélations temporelles dans le rayonnement d'un laser biaxial

8.1.1 Contexte et objectifs scientifiques

Cette étude est un prolongement, dans le domaine spectral, de l'étude menée au laboratoire [Ménard 97] concernant le couplage et la recombinaison intracavité de rayonnements continus issus de différents volumes amplificateurs d'un cristal de YAG:Nd³⁺. La recombinaison en un faisceau unique puissant nécessite la maîtrise des phases relatives des différents rayonnements. L'opération de mise en phase peut être réalisée par diffraction au sein d'un même résonateur [Lescoart 94, Menard 96].

Nous nous sommes intéressés aux caractéristiques spectrales et temporelles de la lumière émise par un laser bi-axial YAG:Nd³⁺. En introduisant une fente de largeur variable dans la cavité, nous mettons en évidence le rôle de la diffraction sur la structuration spectrale du rayon-nement.

Les détails de ces travaux de recherche sont présentés dans la publication en page 71.

8.1.2 Montage expérimental

Le schéma du résonateur est représenté sur la figure 8.1. La cavité à transformée de FOURIER de longueur L est composée d'une lentille L_1 de longueur focale f = L/2 = 0,5 m et de deux miroirs plans M_1 et M_2 placés dans les plans focaux de la lentille. Le milieu à gain est un cristal de YAG :Nd³⁺ pompé par deux diodes laser fibrées d'émission continue à 808 nm. Les faisceaux émergeant de ces fibres illuminent directement le cristal de YAG à travers le miroir M_1 . L'inversion de population a lieu dans deux volumes séparés dans le milieu amplificateur, suffisamment éloignés pour éviter tout couplage par proximité.



FIGURE 8.1 – laser biaxial d'émission continue. Le résonateur à transformée de FOURIER est équipé d'une fente diffractante F_2 de largeur ajustable a.

L'onde laser émise à travers le miroir M_2 est composée de la superposition de deux fronts d'onde avec des directions faisant un angle 2θ , et correspondant aux deux faisceaux voyageant dans des directions opposées dans le résonateur. Pour différentes largeurs a de la fente, les propriétés statistiques temporelles de l'un de ces deux faisceaux ont été étudiées en utilisant un double interféromètre de Michelson comme autocorrélateur. Ce double interféromètre permet, sur le même champ de la caméra CCD, de visualiser sur la partie supérieure un système de franges d'interférence obtenus avec une différence de marche de 2L (un aller-retour dans la cavité à transformée de FOURIER), et sur la partie inférieure un système de franges d'interférence obtenu avec une différence de marche de 4L (un aller-retour dans la cavité à transformée de FOURIER « dépliée »).

8.1.3 Principaux résultats expérimentaux

La figure 8.2 montre les interférogrammes obtenus dans trois configurations différentes en fonction de la largeur a de la fente.



FIGURE 8.2 – Trois types de figures d'interférence données par l'autocorrélateur, en fonction de la largeur de la fente *a*. Sur chaque interférogramme, les franges sont obtenues en bas autour d'un retard $\tau = 2L/c$, en haut autour d'un retard 2τ .

Les directions de propagation des deux ondes incidentes sur le miroir M_2 font un angle $2\theta = 3,14 \cdot 10^{-3}$ rad. Ces ondes peuvent interférer sur M_2 , et la distance entre deux franges consécutives est donnée par la relation $p = \lambda_0/2\theta = 340$ µm. En fonction de la largeur *a* et de la position du centre de la fente F_2 dans le plan du miroir M_2 , la frange centrale est soit :

- brillante : le profil transversal est alors appelé « profil cosinus limité ». Les deux ondes contrapropagatives dans la cavité sont en phase. On observe alors les interférogrammes donnés figure 8.2a. La période de la fonction d'autocorrélation est égale à $\tau = 2L/c$;
- sombre : le profil transversal est alors appelé « profil sinus limité », les deux ondes sont en opposition de phase. Les interférogrammes donnés sur la figure 8.2b indiquent que la période de la fonction d'autocorrélation est toujours égale à $\tau = 2L/c$ (notez le décalage entre les deux systèmes de franges).

Il est relativement difficile, mais néanmoins possible, de donner à la fente F_2 une largeur telle que les probabilités d'existence des deux profils soient identiques. Ainsi, on observe dans le plan de la fente F_2 un éclairement caractéristique du mode transverse fondamental TEM₀₀. Pour cette largeur de fente, le corrélateur ne donne plus de franges pour le retard τ . Cependant, nous observons toujours des franges très contrastées pour le retard 2τ (figure 8.2c). Le module de la fonction d'autocorrélation présente une périodicité égale à 2τ au lieu de τ dans les deux cas précédents, et tout se passe comme si nous avions une cavité dépliée de longueur 2L.

Nous expliquons qualitativement ces résultats en terme de couplage des champs intracavité par diffraction sur la fente. Appelons A_1 et A_2 les amplitudes complexes des ondes au niveau

des deux zones de gain dans le milieu amplificateur. Au champ A_1 ayant effectué un allerretour dans la cavité, il faut ajouter la partie A_{2d} du champ A_2 se propageant dans l'autre sens, et rétro-diffracté par la fente, de sorte que le nouveau champ A'_2 d'écrit :

$$A_2' = A_1 + A_2 \cdot \operatorname{sinc}\left(\pi a\theta / \lambda_0\right)$$

Le verrouillage des phases des deux ondes incidentes sur le miroir M_1 peut être attribué à un processus itératif. La figure 8.3 illustre de façon simple une des étapes de ce processus. Considérons dans un premier temps l'établissement du profil de type « cosinus limité ». Chaque zone active se situe sur un lobe secondaire positif de la figure de diffraction centrée sur l'autre zone. Les diverses ondes étant supposées quasi monochromatiques, nous traçons les vecteurs de FRESNEL correspondant à A_1 , A_2 , A_{1d} , A_{2d} pour une largeur de fente telle que les ondes A_1 et A_{1d} d'une part, puis A_2 et A_{2d} d'autre part soient en phase (figure 8.3.a).



FIGURE 8.3 – Vecteurs de FRESNEL montrant la construction des champs laser. (a) A_1 (resp. A_2) et A_{1d} (resp. A_{2d}) sont en phase; les vecteurs résultant montrent que la différence de phase entre A'_1 et A'_2 est inférieure à celle entre A_1 et A_2 . (b) le déphasage entre A_1 (resp. A_2) et A_{1d} (resp. A_{2d}) est égal à π ; les vecteurs résultant montrent que la différence de phase entre A'_1 et A'_2 est supérieure à celle entre A_1 et A_2 .

Après un aller et retour dans la cavité, le déphasage entre A'_1 et A'_2 est plus petit que celui entre A_1 et A_2 . Par conséquent, après quelques allers et retours entre les miroirs M_1 et M_2 , les deux champs laser incidents sur M_2 ont des amplitudes et des phases identiques au centre de la fente F_2 . Le champ qui circule à l'intérieur de la cavité a une phase identique à des instants séparés du temps $\tau = 2L/c$ mis par la lumière pour faire un aller et retour entre M_1 et M_2

De manière similaire, dans le cas du profil de type « sinus limité », chaque zone active se situe sur un lobe secondaire négatif de la figure de diffraction centrée sur l'autre zone. Lorsque la largeur de la fente F_2 est telle que A_{1d} et A_1 d'une part, A_{2d} et A_2 d'autre part sont en opposition de phase (figure 8.3.b), la différence de phase entre A'_1 et A'_2 est plus grande qu'entre A_1 et A_2 . Après quelques allers et retours dans le résonateur, les vibrations ont la même amplitude et une différence de phase égale à π au centre de la fente F_2

Enfin, en donnant à la largeur *a* exactement la valeur $m\lambda_0/\theta$, avec *m* entier, le miroir M_2 ne fait que réfléchir les deux faisceaux incidents sans ajouter de signaux de synchronisation par diffraction. En effet, chacune des zones pompées est située dans un minimum nul de la figure de diffraction qui a son maximum sur l'autre zone. Nous pouvons alors attribuer à chacun des deux faisceaux émergeant de M_2 un profil temporel périodique de période égale à 2τ .

Cette étude met en évidence le rôle actif important du miroir de fond de cavité laser dans la structuration spectrale du rayonnement, et en particulier la mise en phase des rayonnements, de par la lumière qu'il diffuse ou diffracte.

8.2 Laser à trois miroirs applicable à la génération optique de microondes

8.2.1 Contexte et objectifs scientifiques

Ce travail s'intègre dans une étude prospective visant à réaliser au sein même d'un résonateur des couplages d'ondes de fréquences différentes. L'objectif visé était initialement l'amélioration du rendement de conversion d'un laser, en réalisant dans le milieu amplificateur une opération de conjugaison de phase sur un faisceau transportant un mélange de deux fréquences optiques.

Dans cette perspective, j'ai étudié le comportement d'une source laser émettant un rayonnement composé de deux fréquences seulement dont l'écart est continûment ajustable. Ma contribution concerne l'étude analytique et numérique, puis la réalisation de cette source émettant en continu deux fréquences dont la différence est finement réglable. Le milieu amplificateur est un cristal de YAG:Nd³⁺ placé en bout de cavité et la structure du résonateur (cavité à trois miroirs) force l'oscillation sur un nombre limité de raies autour de la longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 1064$ nm de la bande de gain du cristal laser. Ce type de laser trouve une application intéressante dans la génération optique de microondes autour de quelques dizaines de GHz.

Les détails de ces travaux de recherche sont présentés dans la publication en page 80.

8.2.2 Étude théorique du résonateur

La figure 8.4 représente schématiquement la cavité laser à trois miroirs. Il s'agit d'un résonateur linéaire dans lequel les miroirs M_2 et M_3 sont placés au foyer d'une lentille convergente L. Les miroirs M_1 et M_2 forment un filtre fréquentiel de type FABRY-PÉROT et d'épaisseur L_1 dont la fonction de transfert est complexe. L'autre sous-cavité, de longueur L_2 , délimitée par les miroirs M_2 et M_3 , contient le milieu amplificateur. Le coupleur de sortie est une lame à faces parallèles P située entre la lentille L et le miroir M_2 , dont la normale forme avec l'axe de la cavité un angle i proche de l'angle de BREWSTER.

Dans un premier temps, nous avons calculé les fréquences de résonance de la cavité vide. Le calcul analytique que nous avons développé s'appuie sur un modèle décrit par C. PEDERSEN et al [Pedersen 96, Pedersen 95] utilisant la notion de champs circulants dans les différentes sous-cavités et les relations de passage sur les miroirs.

Nous avons ensuite calculé les fréquences émises par le laser obtenu en insérant un milieu actif entre deux des trois miroirs. Les deux miroirs ne contenant pas le milieu amplificateur constituent un filtre de fréquences passif, de type FABRY-PÉROT. Les fréquences émises sont celles qui nécessitent un gain minimal, c'est-à-dire la plus forte réflectivité du filtre.

Nous avons alors montré la possibilité d'isoler deux modes longitudinaux dans l'émission, dont la fréquence de battement Δf est ajustable en faisant varier les distances séparant les miroirs :

— l'épaisseur L_1 du filtre FABRY-PÉROT étant maintenue constante, nous avons montré l'in-



FIGURE 8.4 – Schéma du laser à trois miroirs. P : lame à faces parallèles, L : lentille mince convergente.

fluence sur Δf d'une légère modification de la longueur L_2 de la sous-cavité contenant le milieu amplificateur. Δf varie quasi linéairement en fonction de L_2 avec des sauts d'amplitude d'environ $c/2L_2$ se produisant à chaque fois que L_2 a varié d'une quantité égale à l'épaisseur L_1 du FABRY-PÉROT.

— L_2 étant constant, l'écart Δf évolue par paliers espacés d'environ $c/2L_2$ lorsqu'on modifie l'épaisseur L_1 du FABRY-PÉROT.



FIGURE 8.5 – Évolution théorique de l'écart fréquentiel entre les deux raies laser en fonction des longueurs des sous-cavités.

Cette étude montre l'intérêt du dispositif à trois miroirs : il est possible d'ajuster très finement Δf en faisant varier la longueur L_2 . À partir de la figure 8.5a, on peut calculer qu'une variation de L_2 égale à 1 mm entraîne une variation relative de Δf égale à 0,18 % pour $\Delta f \approx 16$ GHz. En supposant la résolution de translation de l'ensemble [M_1, M_2] égale à 5 µm, la plus petite variation de Δf vaut 150 kHz. Si l'on considère à titre de comparaison une cavité laser classique à deux miroirs émettant seulement deux modes espacés de 16 GHz (cavité de longueur 9,3 mm), nous vérifions qu'une translation de l'un des deux miroirs égale à 5 µm produit une variation de Δf sensiblement égale à 8 MHz. Le système à trois miroirs permet un ajustement 50 fois plus fin de la fréquence de battement Δf grâce à l'ajustement de la longueur de la plus grande sous-cavité du laser.

Avec le laser à trois miroirs, il n'est pas possible en modifiant L_2 et en gardant L_1 constant de réaliser continûment un ajustement fin de Δf sur une grande plage comme le montre la figure 8.5a. Cependant, nous avons montré qu'en pratique, l'ajustement continu de Δf sans saut de fréquence sur une large gamme peut être obtenu en déplaçant simultanément les miroirs M_1 et M_2 de quantités dL_1 et dL_2 vérifiant la relation :

$$\frac{d\Delta f}{\Delta f} = -\frac{dL_1}{L_1} = -\frac{dL_2}{L_2}$$
(8.1)

8.2.3 Montage expérimental

Afin de valider le modèle analytique qui a été développé, nous avons mesuré l'accordabilité du spectre d'émission d'un laser à trois miroirs. Le montage expérimental est représenté sur la figure 8.6.



FIGURE 8.6 – Montage utilisé pour la mesure de l'écart fréquentiel entre les deux modes émis par un laser à trois miroirs pompé longitudinalement.

Nous avons réalisé un résonateur dérivé d'une cavité à transformation de FOURIER dans lequel l'un des miroirs de la cavité est remplacé par le couple de miroirs M_1 et M_2 . Les trois miroirs sont montés sur des platines de translation distinctes. Les distances L_1 entre les miroirs

 M_1 et M_2 d'une part, et L_2 entre M_2 et M_3 d'autre part, sont ajustables grâce à des vis micrométriques ayant une résolution de 10 µm. Le cristal de YAG:Nd³⁺ est pompé longitudinalement par une diode laser d'émission continue à 808 nm. Le laser émet alors un rayonnement continu de longueur d'onde moyenne 1064 nm.

Le coupleur de sortie est une lame à faces parallèles P insérée entre la lentille L et le miroir M_2 . L'angle formé par l'axe du laser et la normale à cette lame est proche de l'angle de BREWS-TER. Le rayonnement émis est alors polarisé linéairement dans le plan de la feuille. L'écart par rapport à l'angle de BREWSTER est suffisant pour obtenir une puissance de sortie de 2 mW sur chacun des deux faisceaux de sortie pour une puissance de pompage égale à 800 mW.

Un spectromètre à réseau de diffraction éclairé par le rayonnement résiduel traversant le miroir M_1 est utilisé afin de contrôler que le nombre de raies spectrales émises est bien égal à deux. Les deux faisceaux de sortie au niveau de la lame de BREWSTER sont utilisés :

- d'une part pour contrôler la puissance émise;
- d'autre part pour effectuer l'analyse spectrale fine du rayonnement grâce à une photodiode InGaAs ultra-rapide (bande passante 25 GHz à 1064 nm), associée à un analyseur de spectre.

8.2.4 Principaux résultats expérimentaux

Dans une première étape, nous avons mesuré l'écart fréquentiel Δf entre les modes émis par le laser en fonction de la distance L_2 séparant les miroirs M_2 et M_3 . La fréquence de battement entre les deux modes est mesurée à l'aide de l'analyseur de spectre. La distance L_1 est égale à 9,3 mm de sorte que la fréquence de battement résultante, proche de $c/2L_1 \approx 16$ GHz, se situe dans la bande passante de la photodiode ultra-rapide. La distance L_2 , initialement égale à 55 cm, est modifiée en translatant individuellement les miroirs M_1 et M_2 d'une même quantité.

Les résultats de la mesure sont représentés figure 8.7a et comparés aux résultats théoriques de la partie précédente. Les sauts aux positions ①, ② et ③ sont liés à l'échantillonnage de l'analyseur de spectre, proche de la variation de Δf entre deux points de mesure consécutifs. Les valeurs expérimentales sont en très bon accord avec le modèle théorique développé.

Nous avons mesuré à l'analyseur de spectre une largeur de bande autour de 16 GHz inférieure à 20 kHz. Cette valeur est principalement limitée par les instabilités mécaniques du laser.

Dans une seconde étape, nous avons fait varier dans une gamme étendue (plus de 30 GHz) la fréquence de battement Δf en modifiant l'épaisseur L_1 du FABRY-PÉROT. Étant donné l'étendue spectrale explorée, la mesure de l'écart fréquentiel entre les deux raies laser est obtenue avec le spectromètre à réseau. Nous pouvons alors détecter des écarts fréquentiels allant jusqu'à 100 GHz, au prix d'une résolution amoindrie sur la valeur de cet écart, que nous évaluons à quelques centaines de MHz.

Nous avons fait varier la distance L_1 entre les miroirs M_1 et M_2 , de 4 mm à 16 mm par pas de 500 µm, et avons relevé l'écart fréquentiel sur le moniteur de la caméra CCD. Les résultats sont reportés figure 8.7b. Encore une fois, les résultats expérimentaux sont tout à fait compatibles avec le modèle théorique. Nous avons observé une variation continue de l'écart



FIGURE 8.7 – Évolution expérimentale et théorique de l'écart fréquentiel entre les deux modes lasers émis.

fréquentiel en fonction de L_1 , suivant la loi $\Delta f = c/2L_1$. L'incertitude de plusieurs centaines de MHz sur la mesure spectroscopique de Δf ne permet toutefois pas de mettre en évidence les sauts de modes prévus par l'étude numérique.

L'intérêt du laser à trois miroirs proposé réside dans la possibilité d'obtenir l'émission d'un couple de fréquences dont l'écart Δf est lié à l'intervalle spectral libre du filtre FABRY-PÉROT de faible épaisseur, tandis que la valeur de Δf peut être ajustée de façon fine grâce à la faible valeur de l'intervalle spectral libre de la grande sous-cavité contenant le milieu amplificateur.

Notons enfin que la plage d'accordabilité du laser dépend principalement du profil de raie du milieu amplificateur²¹, soit jusqu'à quelques dizaines de GHz pour un cristal de YAG:Nd³⁺. L'utilisation de verres dopés, dont la bande de gain (quelques THz) est beaucoup plus large que celle du YAG:Nd³⁺, permettrait d'obtenir un fonctionnement laser à deux fréquences d'écart fréquentiel beaucoup plus important. La fréquence du signal microonde peut alors atteindre plusieurs THz [Alouini 98].

8.3 Mesure des aberrations thermiques dans un laser en fonctionnement : cristal de YVO₄:Nd³⁺ pompé longitudinalement par diodes

8.3.1 Contexte et objectifs scientifiques

Le pompage longitudinal par diode laser, comme le pompage transversal par lampe flash, introduit des effets thermiques conséquents liés à la concentration volumique de la puissance absorbée. L'échauffement du milieu actif est attribuable à la différence d'énergie entre les photons émis par la diode de pompage, et les photons émis par le milieu amplifica-

^{21.} cette plage d'accordabilité est toutefois limitée par le niveau de pompage

teur [Koechner 88, p 381].

L'énergie thermique déposée crée ainsi un gradient de température au sein du milieu, donnant lieu à divers effets comme la création d'une lentille thermique aberrante en raison de la variation de l'indice de réfraction avec la température, ou encore des effets de biréfringence induite par les contraintes mécaniques apparaissant du fait de l'anisotropie du flux de chaleur. Si les contraintes mécaniques dépassent le niveau toléré par le barreau, cela peut aller jusqu'à la destruction du milieu amplificateur. Ces effets entraînent soit une perte de puissance si l'on cherche à maintenir un fonctionnement TEM_{00} par filtrage spatial, soit une dégradation de la qualité spatiale du faisceau.

Les travaux présentés ici abordent la métrologie fine des gradients d'indice d'origine thermique induits dans un laser $YVO_4:Nd^{3+}$ en régime de fonctionnement continu. La mesure des aberrations d'origine thermique est une première étape en vue d'une correction ultérieure soit par une lame de phase insérée dans le résonateur, soit par déformation d'un des miroirs de fond de cavité.

Le procédé mis au point lors de mes travaux de thèse consiste en l'injection d'un faisceau sonde de profil transversal gaussien au sein du milieu amplificateur, et en la mesure des distorsions de phase subies par ce faisceau après un aller et retour dans de cristal. Le front d'onde du faisceau sonde est alors reconstruit à partir de la mesure de son éclairement dans différents plans. Un algorithme itératif dérivé de celui de GERCHBERG et SAXTON utilisant trois plans d'éclairement est mis en œuvre pour la reconstruction de la phase à partir des trois éclairements mesurés.

Cette phase reconstruite est alors décomposée en série de polynômes de ZERNIKE pour évaluer la contribution de chaque aberration à la distorsion du front d'onde.

Les détails de ces travaux de recherche sont présentés dans la publication en page 85.

8.3.2 Montage expérimental

Le montage expérimental est représenté sur la figure 8.8. La cavité laser est une cavité à transformée de FOURIER. Deux miroirs plans sont placés à proximité des plans focaux d'une lentille convergente L de focale 400 mm. Le milieu laser est un cristal de vanadate (YVO₄). L'émission laser est polarisée rectilignement dans le plan de la feuille. Le pompage est longitudinal par une diode laser fibrée d'émission continue, dont la puissance peut atteindre 12 W.

Le faisceau sonde est émis par un laser YAP émettant un rayonnement continu à 1079 nm, polarisé perpendiculairement au plan de la feuille. La longueur d'onde du laser sonde est choisie de façon à sonder les aberrations thermiques à une longueur d'onde proche de la longueur d'onde de fonctionnement du laser étudié, sans qu'il n'échange d'énergie avec le milieu amplificateur. Le faisceau sonde est d'une grande qualité spatiale. Son profil est gaussien (TEM₀₀) et le front d'onde se rapproche autant que possible d'une onde plane. La longueur de FRESNEL du faisceau est suffisamment grande pour minimiser la courbure de l'onde liée à la propagation.

L'injection efficace du faisceau sonde (de même polarisation et de longueur d'onde proche de celles du rayonnement laser) dans la cavité n'est pas compatible avec le fonctionnement


FIGURE 8.8 – Montage utilisé pour la caractérisation des distorsions d'origine thermique dans la cristal de vanadate à partir de l'analyse de profils d'éclairement dans trois plans de front. Les acquisitions sont déclenchées par un faisceau laser se réfléchissant sur la lame demi-onde dès que celle-ci est insérée dans la cavité laser.

du laser YVO₄, pour lequel la cavité doit être suffisamment surtendue. Il est ainsi très difficile de faire une mesure de distorsions du front d'onde du faisceau sonde sur la même polarisation que celle du laser si celui-ci est en fonctionnement. La solution que nous avons adoptée consiste en la commutation rapide entre le fonctionnement du laser et la mesure par le faisceau sonde. Nous laissons le laser fonctionner sur un temps relativement long (plusieurs secondes), afin qu'il atteigne l'équilibre thermique. Le laser est ensuite brusquement coupé, et le faisceau sonde injecté dans le cristal. L'analyse de ce faisceau sonde est alors effectuée le plus rapidement possible par rapport aux temps de relaxations thermiques. Le schéma de principe du montage que nous avons utilisé pour injecter la sonde dans le laser est représenté sur la figure 8.9.

Une lame demi-onde est introduite le plus rapidement possible dans la cavité laser. Les propriétés spatiales de l'onde sonde ayant effectué un aller-retour dans le milieu amplificateur du laser YVO₄ sont enregistrées le plus tôt possible (typiquement 10 ms) après que le laser a cessé de fonctionner. Ceci permet de faire la mesure des distorsions thermiques avant propagation de la chaleur dans le milieu amplificateur.

Pour caractériser ce faisceau sonde, on utilise la mesure de son éclairement dans plusieurs plans de front pour en déduire la surface d'onde en tout point du faisceau. Le problème de la



FIGURE 8.9 – Technique d'injection du faisceau sonde dans le cristal laser. LP : lame polarisante inclinée à l'angle de BREWSTER. Étape 1 : le laser YVO_4 est en fonctionnement. Le milieu à gain est à l'équilibre thermique. Le faisceau sonde et le laser ont des polarisations différentes. Étape 2 : une lame demi-onde est insérée entre la lame polarisante et le milieu à gain. Le laser ne fonctionne plus. Le faisceau sonde a la même polarisation que celle du faisceau laser lorsqu'il était en fonctionnement.

détermination de la phase à partir de simples profils d'éclairement est connu dans la littérature scientifique sous le nom de *phase retrieval problem*. De nombreux algorithmes numériques ont été proposés, dérivés de celui de GERCHBERG et SAXTON [Gerchberg 72] qui utilise l'éclairement dans deux plans conjugués par une transformation de FOURIER pour déterminer le profil de phase dans chacun de ces plans.

J'ai développé lors de ces travaux un code informatique permettant de déterminer sans ambiguïté le profil de phase du faisceau sonde, à partir de la mesure des profils d'éclairement dans un plan image du plan de sortie du cristal laser, de son plan conjugué au sens de FOURIER, et d'un troisième plan de FRESNEL.

8.3.3 Principaux résultats

La figure 8.10 montre les profils d'éclairement mesurés dans le plan image, le plan de FOU-RIER et le plan de FRESNEL 10 ms après l'extinction du laser. La déformation du front d'onde dans le plan image n'est pas perceptible sur le profil d'éclairement puisque seule la phase de l'onde est impactée par les aberrations thermiques. En revanche, dans les plans de FOURIER et de FRESNEL, les distorsions de phases ont généré par propagation des variations d'éclairement importantes.

À partir des profils d'éclairement enregistrés dans les trois plans, les profils de phase sont reconstruits par un algorithme itératif de type GERCHBERG et SAXTON [Gerchberg 72]. Le principe général est le suivant :

- le champ complexe est construit dans le plan image à partir du profil d'éclairement mesuré dans ce plan, et d'un profil de phase plan,
- par transformée de FOURIER, on en déduit le champ complexe dans le plan de FOURIER. La phase obtenue est conservée, et on impose l'amplitude à partir de l'éclairement mesuré dans ce plan,
- par propagation, on en déduit ensuite le champ complexe dans le plan de FRESNEL. De la même manière, la phase obtenue est conservée et on impose l'amplitude à partir de



(a) plan image

(b) plan de FOURIER

(c) plan de FRESNEL

FIGURE 8.10 – Profils d'éclairement du faisceau sonde dans trois plans, mesurés 10 ms après d'extinction du laser.

l'éclairement mesuré dans ce plan,

- la même méthode est utilisée pour déterminer de nouveau le champ dans le plan de FOURIER, puis dans le plan image. À chaque fois, on conserve le profil de phase et on impose l'amplitude,
- le processus se poursuit de manière itérative, jusqu'à ce que le profil de phase converge vers une solution stable.

L'algorithme que j'ai développé s'apparente à celui proposé en 1973 par D. L. MI-SELL [Misell 73c, Misell 73a, Misell 73b] et dont le principe a notamment été appliqué avec succès en 1993 à la détermination des distorsions du front d'onde du télescope HUBBLE [Roddier 93].

La figure 8.11 montre les profils d'éclairements qui ont été reconstruits dans les trois plans par l'algorithme itératif, une fois le profil de phase déterminé dans chacun de ces plans. Même si la ressemblance avec les profils d'éclairement obtenus expérimentalement n'est pas parfaite, les profils reconstruits numériquement sont globalement fidèles à ce qui a été mesuré.



(a) plan image





(c) plan de Fresnel

FIGURE 8.11 – Profils d'éclairement du faisceau sonde dans trois plans reconstruits à partir de l'algorithme itératif, après 63 itérations.

Le profil d'éclairement mesuré dans le plan image et le profil de phase reconstruit dans ce même plan sont représentés sur la figure 8.12. Seule la phase associée aux valeurs d'éclairement nettement supérieures au bruit est significative. De plus, la phase calculée étant comprise entre 0 et 2π , il a été nécessaire d'opérer un raccordement entre les phases des différents échantillons afin d'obtenir une variation continue du profil.



(a) Profil d'éclairement mesuré



FIGURE 8.12 – Profil d'éclairement mesuré et profil de phase reconstruit dans le plan image (face de sortie du cristal laser) en présence d'effets thermiques.

Le profil de phase reconstruit numériquement par l'algorithme itératif a été décomposé sur la base des polynômes de ZERNIKE. La détermination de la contribution de chaque type d'aberration dans ce profil constitue le principal résultat de cette étude. Nous avons montré l'existence de quatre types d'aberrations prépondérantes :

- un terme parabolique (effet de lentille thermique) très important. La différence de marche entre le centre et le bord de la composante parabolique est de 0,7 λ ;
- un terme quadratique non négligeable (aberration sphérique) d'amplitude 0,3 λ ;
- un terme lié à l'effet d'astigmatisme d'ordre 1 d'amplitude 0,14 λ suivant une direction (et de même amplitude mais de courbure inverse dans la direction orthogonale);
- un terme moins important lié à l'astigmatisme d'ordre 2 d'amplitude 0,03 λ suivant une direction (et de même amplitude mais de courbure inverse dans la direction orthogonale).

La mesure des aberrations d'origine thermique dans le cristal de vanadate a été initialement entreprise en vue d'une correction par une lentille compensatrice présentant les aberrations inverses. On peut ainsi compenser :

- la défocalisation simplement par translation de la lentille interne à la cavité laser;
- l'aberration sphérique par une illumination, sur une surface suffisante, d'une lentille présentant une aberration sphérique inverse;
- l'astigmatisme d'ordre 1 par inclinaison de la lentille.

Cependant, l'utilisation d'une lentille aberrante ne permet pas de compenser l'aberration résiduelle, caractérisée par une courbure d'amplitude $\lambda/4$ sur un diamètre de 400 µm. Du fait du facteur de surtension élevé de la cavité et du fonctionnement en régime continu du laser, cette aberration ne peut pas être négligée, les distorsions du front d'onde du faisceau laser s'accumulant au fil des allers et retours dans le résonateur. La compensation par une lentille aberrante des composantes prépondérantes de l'aberration thermique (lentille thermique, aberration sphérique et astigmatisme) n'est pas suffisante. L'obtention d'un rayonnement laser de

forte puissance fonctionnant sur le mode transverse fondamental nécessite la correction du profil de phase aberrant dans son intégralité.

Cette correction peut être effectuée soit par une lame déphasante de forme appropriée placée dans le résonateur, ou encore en remplaçant le miroir de fond de cavité par une lame de verre déformée sous l'action d'une pression hydrostatique.

8.4 Publications et conférences

Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

[PI 2] « Temporal statistics of the light emitted by a bi-axial laser resonator »,

L. GROSSARD, A DESFARGES-BERTHELEMOT, B. COLOMBEAU, V. KERMENE, M. VAMPOUILLE, C. FROEHLY and K. SAOUCHI,

Optics. Comm. Vol 168, n°1-4, pp. 315–323 (1999)

[PI 3] « Dual frequency tunable cw Nd :YAG laser »,

L. GROSSARD, A DESFARGES-BERTHELEMOT, V. COUDERC, B. COLOMBEAU and C. FROEHLY, Optics Comm. Vol 188, n°5-6, pp. 353–357 (2001)

[PI 4] « Iterative reconstruction of thermally induced phase distorsion in a Nd3+:YVO4 laser »,

L. GROSSARD, A DESFARGES-BERTHELEMOT, B. COLOMBEAU and C. FROEHLY, Journal of Optics A : Pure and Applied Optics Vol 4, pp. 1-7 (2002)

Conférences internationales à comité de lecture et actes publiées

[CI 2] « Co-phasing of multiple diode–pumped lasers : patterns and spatio-temporal dynamics »,
 S. MENARD, V. KERMENE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, L. GROSSARD, M. VAMPOUILLE and B. BOURLIAGUET,

IXth Conference on Laser Optics, 22-26 Juin 1998, St. Petersbourg, Russie

[CI 3] « Intracavity temporal shaping and mode-locking »,

V. Couderc, V. Kermene, A. Desfarges-Berthelemot, L. Grossard, M. Tondusson and B. Colombeau,

Advanded Solid State Laser Topical Meeting, 13–16 Février 2000, Davos, Suisse

Conférences nationales

[CN 1] « Structuration de l'émission d'un laser YAG :Nd3+ par diffractions intracavité »,

L. GROSSARD, A DESFARGES-BERTHELEMOT, B. COLOMBEAU, V. KERMENE, M. VAMPOUILLE et C. FROEHLY,

Conférence sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ 6, 7–9 septembre 1999, Bordeaux

- [CN 2] « Laser à trois miroirs applicable à la génération de microondes »,
 L. GROSSARD, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. COUDERC, B. COLOMBEAU et C. FROEHLY,
 Conférence sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ 7, 5–7 septembre 2001,
 Rennes
- [CN 3] « Mesures des aberrations thermiques dans un laser YVO4 en fonctionnement, pompé longitudinalement par diode »,

L. GROSSARD, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, B. COLOMBEAU et C. FROEHLY, Conférence sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ 7, 5–7 septembre 2001, Rennes



1 September 1999

OPTICS COMMUNICATIONS

Optics Communications 168 (1999) 315-323

www.elsevier.com/locate/optcom

Full length article

Temporal statistics of the light emitted by a bi-axial laser resonator

L. Grossard ^a, A. Desfarges-Berthelemot ^{a,*}, B. Colombeau ^a, V. Kermène ^a, M. Vampouille ^a, C. Froehly ^a, K. Saouchi ^b

 ^a Institut de Recherches en Communications Optiques et Microondes, UMR CNRS 6615, Faculté des Sciences, 123 Av. A. Thomas, 87060 Limoges Cedex, France
 ^b Institut d'Electronique, Université Badji Moktar de Annaba, Algeria

Received 1 March 1999; received in revised form 3 June 1999; accepted 29 June 1999

Abstract

Power spectral density of the light emitted by a bi-axial CW Nd:YAG, diode-pumped, laser is investigated. We show that the beams diffracted by a slit with adjustable width, placed inside the cavity, against the folding mirror, can modify the temporal autocorrelation function and spectral behaviour of the laser emission. In a second experiment, carried out with a pulsed Nd:YAG laser, we show that the temporal profile itself depends on the diffraction by the slit placed inside the resonator. © 1999 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 42.60. - v

Keywords: Autocorrelation; Laser resonator; Diffraction; Laser mode

1. Introduction

This paper deals with the analysis of diffraction effects on the spectral and temporal characteristics of light emitted by a bi-axial laser, when a slit with adjustable width is placed against the output coupler. Such diffraction effects have been used by several authors to synchronise the radiations emitted by two or more parallel amplifying media [1-4] in order to increase laser emission power [4-6]. The experiments described in the following have been performed with resonators for which we studied the spectral or temporal periodicity in the laser emission.

In the first experiment, carried out with a CW Nd:YAG diode-pumped laser, we consider the statistical properties of the radiation by studying the autocorrelation function [7] of the laser field using a two beam interferometer. In the second one, we analyse, thanks to a streak-camera, the space and time behaviour of the field emitted by a flash pumped Nd:YAG laser. This is possible because of the strong increase in the instantaneous laser power due to pulsed emission.

^{*} Corresponding author. Fax: +33-5-5545-7514; e-mail: adesfar@ircom.unilim.fr

^{0030-4018/99/\$ -} see front matter @ 1999 Elsevier Science B.V. All rights reserved. PII: S0030-4018(99)00363-6

2. Temporal autocorrelation of a bi-axial CW laser emission with diffraction-induced mutual beam locking

Firstly, we describe the structure of the resonator, as well as the arrangement used to perform the autocorrelation of the laser field. Then, we study the influence of the width of the slit placed inside the resonator on the features of the modulus of the laser field autocorrelation function.

2.1. Structure of the resonator

The Fourier transform resonator with length L (Fig. 1) is composed of a lens L_1 (focal length L/2 = 0.5 m) and of two plane mirrors M_1 and M_2 located in the focal planes of the lens and perpendicular to the lens axis. In fact, the laser medium is a Nd:YAG crystal with one of its plane ends coated, thus constituting the end mirror M_1 of the cavity. The sources used for optical pumping are two CW laser diodes connected to optical fibers with a diameter equal to 150 μ m and a numerical aperture equal to 0.14. The beams emerging from the fibers illuminate the YAG crystal through the mirror M_1 . The

population inversion concerns two separate volumes inside the YAG crystal. The axes of these volumes are parallel and sufficiently distant (d = 2 mm) to avoid any coupling due to laser beam superposition. In each pumped volume the laser beam has a diameter and divergence corresponding to the optimal gain. The pump beams induce thermal distortions on laser waves, but we used moderated pump powers so that the distortions were cancelled by a translation of the lens L₁. Thus, two TEM₀₀ beams are spontaneously generated without the need for another filtering aperture in the cavity. We placed against the mirror M_2 a slit F_2 whose width *a* is adjustable around 3 mm. Because the beam diameter is equal to 2 mm (at $1/e^2$), the slit does not affect seriously the Gaussian profile. The large sides of the slit are perpendicular to the plane containing the axes of the two pumping beams.

The laser radiation emitted through the mirror M_2 is therefore composed of two superimposed wavefronts, with distinct direction of propagation and corresponding to the two beams travelling in the opposite direction inside the laser cavity. For various widths *a* of the slit, the statistical properties of one of these beams are studied using the autocorrelation device described below.



Fig. 1. CW Nd:YAG bi-axial laser with a Fourier transform resonator used to test the influence of the diffracting slit F_2 (adjustable width *a*) on the spectral and temporal statistical properties of one of the two emitted beams.

317

2.2. Field autocorrelation

The autocorrelation device is shown in Fig. 2. The beam splitter BS and the mirrors M_3 ($R \approx 1$) and M_4 ($R \approx 1$) are the elements of a Michelson interferometer. The mirror M4 intercepts only half of the beam. The interferometer is set in such a way as to form fringes which are rectilinear and equidistant, for an interference order varying around the value $2L/\lambda_0$ where L is the optical length (about 1 m) of the laser cavity shown in Fig. 1 and λ_0 is the mean wavelength of the radiation emitted by this laser $(\lambda_0 = 1064 \text{ nm})$. A supplementary mirror M₅, parallel and identical to M_4 , is placed at the distance L behind M₄. Thus, we obtain a second field of interference fringes. The latter fringes are straight, parallel to the previous ones and present a periodicity which is almost identical, but the interference order varies around $4L/\lambda_0$. Both fringe fields obtained respectively with the M₅ and M₄ mirrors are juxtaposed on the matrix of a CCD camera and recorded simultaneously.

For each of the previous interferograms, the illumination E, measured along an axis perpendicular to the fringes is expressed versus the complex degree of coherence g(t') by [7]:

$$E = E_o \{ 1 + \text{Re}(g(t')) \}$$

where E_0 is a constant; t' is the delay introduced between the two interfering beams (around 2L/c or 4L/c; c being the speed of light in vacuum); and Re(g) is the real part of g.

The function g(t') is proportional to the autocorrelation function G(t') of the laser field U(t) defined by:

$$G(t') = \int_{-\infty}^{+\infty} U^*(t) U(t+t') dt,$$

where $U^*(t)$ is the complex conjugated of U(t).

The fringe visibility defined by $V = (E_{\text{max}} - E_{\text{min}})/(E_{\text{max}} + E_{\text{min}})$, is proportional to the modulus of the autocorrelation function G(t') previously defined. The fringes obtained with M₄ and M₃ give $|G_{\tau}(t')|$ whereas those obtained with M₅ and M₃



Fig. 2. Autocorrelation set-up used to analyse statistical properties of one of the two CW beams emitted by the laser.

318

give access to $|G_{2\tau}(t')|$ with $\tau = 2L/c$. $G_{\tau}(t')$ is the autocorrelation function for the delay t' varying around τ .

By considering one of the two beams emitted by the laser we can measure, using this autocorrelator, the modulus period of the autocorrelation function of the optical field. By varying the width of the slit F_2 placed in the resonator, we would like to show that this period has either the value 2L/c, or the value 4L/c, for a given value of L.

2.3. Experimental results

Two waves fall on the mirror M_2 , their propagation directions making the angle $2\theta = 3.14 \times 10^{-3}$ rad. These waves can interfere on M_2 . The distance between two consecutive fringes is expressed by $p = \lambda_0/2\theta = 0.34$ mm. The central fringe is either bright (this transversal profile will be called 'limited cosine') or dark ('limited sine' profile), depending on the width *a* and on the position of the centre of the F₂ slit in its plane. For various widths *a*, we observed the illumination in the plane of F₂ as well as both interferograms given by the autocorrelator.

Fig. 3A is a recording of the 'cosine limited' profile, whereas Fig. 3α shows both corresponding fringe fields obtained by using the correlator, for the delays τ and 2τ . As the contrast of the fringe fields obtained for τ and 2τ is maximal, we can conclude that the modulus of the autocorrelation function includes a periodical component with the period τ .

If we vary the width of the slit F_2 by a quantity $\Delta a < \lambda_0/2\theta$, we note that the illumination in the exit plane of the laser equipped with the slit F_2



Fig. 3. Illumination in the plane of slit F_2 and corresponding fringe patterns given by the autocorrelation device for delays equal to $\tau = 2 L/c$ and 2τ ; L being the length between the laser mirrors.

remains modulated by two beam fringes perfectly stable and highly contrasted. When we increase Δa , we note a sudden change in the fringe pattern existing in the plane of the slit F₂ towards a new fringe distribution described by a 'limited sine' profile with the same period p (Fig. 3B). These fringes remain stable and highly contrasted providing the supplementary variation Δa of the width does not exceed $\lambda_0/2\theta$. From the interferogram given by the correlator (Fig. 3 β), we conclude that the modulus of the autocorrelation function of the optical field still shows a periodicity equal to τ .

If the width a of the slit F_2 is continuously varied, with the other parameters remaining constant, we observe a periodic change from a 'limited sine' profile to one that is 'limited cosine'.

It is not easy but possible to give the slit F_2 a value *a* which makes the probability of both profiles identical. Then, instead of the fringes, in the plane of the slit F_2 , we note the illumination characteristic of the fundamental profile TEM₀₀ (Fig. 3C). For this slit width, the correlator no longer gives any fringes for the delay τ , however we still observe highly contrasted fringes for the delay 2τ (Fig. 3γ). We conclude that the modulus of the autocorrelation function shows a period equal to 2τ instead of τ in the previous cases.

The earlier results have shown only that periods equal to τ or 2τ exist in the modulus of the autocorrelation function because the mirrors of the correlator were fixed. Then, we shifted the mirror M_4 along the correlator axis and we found highly contrasted fringes every 15 mm or so corresponding to a time period equal to 0.1 ns. A spectroscopic analysis of the laser radiation has confirmed the existence of a spectral modulation which is almost periodic, the period being approximately 10 GHz (Fig. 4). The number of these spectral laser lines depends on the strength of the pump power. This type of emission can be attributed to the effects of spatial hole-burning [8] enhanced by the position of the amplifying medium at the end of the resonator, against the mirror M₂. As these effects do not depend on the presence of the slit F_2 inside the resonator, we have not taken them into account in this paper. We have only made sure that the laser ran well above the threshold in order to obtain many lines emitted in the Nd:YAG bandwidth.



Fig. 4. Spectral modulation due to spatial hole burning.

2.4. Interpretation of results

Below, we propose a qualitative interpretation of the role played by the slit F_2 during the transient process leading to the synchronisation of the two beams which fall on to the coupler M_2 .

Let us consider, during this transient regime, two waves which are both emitted by each pumped volume P₁ and P₂. These waves result from spontaneous emission and their duration Δt is such that: $\Delta t \ \Delta f \approx 1$ where Δf is the frequency bandwidth of the laser medium. A₁ and A₂ are the complex amplitudes of the waves in P₁ and P₂ at time t = 0(Fig. 5a).

In order to simplify, we suppose that the centre of the slit F_2 is exactly located in the middle of the optical distance covered by the light starting from M_1 and coming back at M_1 . As the frequency bandwidth is narrow, the diffraction through the slit F_2 is identical to the diffraction of a monochromatic wave with a λ_0 wavelength.

After one roundtrip including the reflection on the mirror M_2 whose area has been limited by F_2 , the complex amplitudes A_1 and A_2 have respectively become A'_1 and A'_2 (Fig. 5b). A constant being omitted, A'_1 and A'_2 are given by:

$$A_{1} = A_{2} + A_{1d}$$

$$A'_{2} = A_{1} + A_{2d}$$

$$A_{1d} = \frac{A_{1}\sin(\pi a\theta/\lambda_{o})}{\pi a\theta/\lambda_{o}}$$

. .

L. Grossard et al. / Optics Communications 168 (1999) 315-323



b) t = 2L/c



Fig. 5. Coherent building of the transient laser field by diffraction through the slit F₂: after one round trip (t = 2 L/c) in the resonator, the field complex amplitude A_1 (resp. A_2) has become A'_2 (resp. A'_1); A_{1d} (resp. A_{2d}) is the far field diffracted by F₂ receiving A_1 (resp. A_2).

is the far field signal diffracted by the slit F_2 receiving the wave A_1 .

In the same way:

$$A_{2d} = \frac{A_2 \sin(\pi a \theta / \lambda_o)}{\pi a \theta / \lambda_o}$$

is the signal diffracted by F_2 receiving the wave A_2 .

The phase locking of the two waves falling on to the mirror M_1 can be attributed to an iterative process. Fig. 6 illustrates simply one of the stages of this process. By considering the various waves as being quasi monochromatic, we can draw (Fig. 6a) the phasors corresponding to A_1 , A_2 , A_{1d} , A_{2d} for a slit width such that the waves A_1 and A_{1d} on the one hand, and A_2 and A_{2d} on the other hand, are in phase. After a round trip in the resonator, the phase difference between A'_1 and A'_2 is lower than that of A_1 and A_2 . Consequently, after a few round trips between the mirrors M_1 and M_2 , the two laser fields falling on to M_1 have identical amplitudes and phases at the centre of the slit F_2 ; this is the 'limited cosine' profile. The laser optical field $U_+(t)$ emitted through F_2 along one or other of the two distinct directions is such that:

$$U_+(t+\tau) = U_+(t)$$
 where $\tau = \frac{2L}{c}$

Whereas the autocorrelation function of this field has the following property:

$$G_{\tau}(t') = G_{2\tau}(t')$$

This explains the existence of highly contrasted fringes observed for both delays τ and 2τ , whereas the illumination in the plane of the slit F₂ is of the 'limited cosine' type.

When the width of the slit F_2 causes a phase difference equal to π between A_{1d} and A_1 on the one hand, and between A_{2d} and A_2 on the other hand (Fig. 6b) the phase difference between A'_1 and A'_2 is higher than that between A_1 and A_2 . After a few round trips inside the resonator, the vibrations have the same amplitude and a phase difference equal to π at the centre of the slit F_2 . When the field is established the illumination in the plane of F_2 is of the 'limited sine' type. The new field U_- on the laser axis verifies the following relation:

$$U_{-}(t+\tau) = -U_{-}(t)$$

In the same way, for the autocorrelation function of U_{-} , we obtain:

$$G_{\tau}(t') = -G_{2\tau}(t')$$

As $|G(\tau)| = |G(2\tau)|$, both fringe patterns given by the correlator for the delays τ and 2τ still have identical visibilities, but with illuminations proportional to 1 + Re(g(t')) for t' approximately equal to



Fig. 6. Phasor diagrams showing the transient laser fields building: (a) A_1 (resp. A_2) and A_{1d} (resp. A_{2d}) are in phase; the resultant phasors show that the phase difference between A'_1 and A'_2 is lower than between A_1 and A_2 . (b) Phase difference between A_1 (resp. A_2) and A_{1d} (resp. A_{2d}) is equal to π ; the resultant phasors show that the phase difference between A'_1 and A'_2 is greater than between A_1 and A_2 .

320

 2τ and 1 - Re(g(t')) for t' approximately equal to τ .

From this result we can conclude that the autocorrelation functions of the optical field, obtained for the 'limited sine and cosine' profiles do not have the same periodicity and that it exists a fringe shift between the two interferograms given by the autocorrelator for the delays τ and 2τ . It is not easy to observe this shift (Fig. 3α and 3β) because the fringe periodicities are not exactly the same.

Let us choose the width a of the slit F_2 in order to cancel the signals A_{1d} and A_{2d} diffracted towards the axes of the pumped volumes. This is possible by giving the width *a* exactly the same value as $m\lambda_0/\theta$, where *m* is an integer. The mirror M_2 only reflects both incident beams without introduction of synchronising diffracted signals. If we neglect the spontaneous emission, we can therefore attribute to each of the beams emerging from M₂, a periodic temporal profile whose period is equal to 2τ . We recall that τ is the duration of a round trip in the resonator. For the delay τ , the fringe visibility is proportional to the cross correlation $G(t') = \int_{-\infty}^{+\infty} U^*(t) U(t+t') dt$: this integral is equal to zero because the correlation time of laser light, equal to the inverse of the laser emission bandwith is much shorter than the periodicity 2τ of the laser field. This explains firstly the absence of fixed fringes in the plane of the slit F_2 as shown in Fig. 3C, and secondly the cancellation of the autocorrelation function for the delay τ (Fig. 3 γ).

It must be noted that this fringe disappearance is due to the addition of illuminations on the CCD matrix during the time necessary for the recording of an image. In fact, there are transient fringes which could theoretically be observed in the frame of a spatial and temporal analysis providing the temporal resolution is higher than the inverse of the frequency bandwidth involved in the laser process. For the CW regime and low power radiation, this analysis cannot be done using devices existing today because the number of photons per degree of freedom is not sufficient. That is why we carried out an experiment in the pulsed, free running regime, with a laser resonator similar to the one shown in Fig. 1 and with a flash lamp as pumping light. With such a laser the number of photons per degree of freedom is sufficient to be recorded by a streak camera.

3. Coherence properties of a Nd:YAG pulsed laser beam

3.1. Resonator

The new resonator is shown in Fig. 7. A flash lamp is used as pumping source instead of laser



Fig. 7. Flash pumped laser used to analyse, in the nanosecond range, temporal behaviour of laser emission for various widths a of the slit.

77

321

322

L. Grossard et al. / Optics Communications 168 (1999) 315-323



Fig. 8. Streak camera recording of laser emission (sine or cosine profile case) in an image plane of the M_1 mirror.

diodes in Fig. 1. As the Nd:YAG volume is entirely illuminated by the flash light, it is necessary to perform a modal filtering in order to select the same transverse profile (TEM $_{00}$) as in the CW regime. For this purpose we place two spatial filters inside the resonator. One of the filters, called F_1 in Fig. 7, is an opaque screen with two apertures selecting two distinct beams in the amplifying medium. The diameter of each aperture is equal to 0.2 mm and the distance between the centre of the apertures is $2\theta f = 1.42$ mm (f being the focal length of lens L_1). The other filter is the slit F_2 , with varying width, placed against the mirror M_2 . Because of the light diffracted by the slit the two waves selected by the filter F_1 can be synchronised. We varied the width of the slit F_2 in a restricted range so that the laser waves filtered by F_1

and F_2 have a transversal profile of the type TEM_{00} as in the case of the CW laser (Fig. 1).

3.2. Experimental results

While the laser was emitting wave packets, in the free running regime, we formed an image of the two apertures of the filter F_1 on the entrance slit of a streak camera, in order to obtain the temporal profile of the corresponding beams.

When the field, inside the slit F_2 , was modulated by stable and highly contrasted fringes, we observed each time two synchronous beams emitted through M_2 . The power emitted in the above conditions had the features of a periodic noise, the period being equal to the duration 2L/c of one round trip in the



Fig. 9. Streak camera recording of laser emission for precise widths a of the slit giving no fringes across this slit.

resonator (Fig. 8). This noise may be considered as the superposition of the different longitudinal modes, oscillating with random phases.

However, for very accurate widths of the slit F_2 equal to $m\lambda_o/\theta$, with *m* integer, we observe firstly the cancellation of the fringes inside the slit F_2 and secondly the emission of signals shown in Fig. 9. The two beams emitted through the mirror M_1 have identical intensities. But they are no longer synchronous: the temporal shift is equal to $\tau = 2L/c$. Each beam has a period of $2\tau = 10.6$ ns equal to twice the duration of one round trip in the resonator. This observation validates the model proposed in the CW regime: without synchronising signals produced by the slit F_2 , the light undergoes a simple change in direction because of reflection by M_2 . The laser then behaves like an in-line laser of the Fabry–Perot type, with an optical length equal to 2 *L*.

4. Conclusion

We have shown that power spectral density of the light emitted by a folded CW laser pumped by two laser diodes can be modified by placing, in the cavity, a diffracting slit with varying width. We attribute this behaviour to the synchronisation (or not) of the two beams by the slit on the beam folding mirror.

With a pulsed laser the emitted power is sufficient to be measured by a streak camera. Thus, the temporal period of the emitted signal is most often equal to the duration τ of one round trip in the cavity. But for particular values of the slit width, which has to be very accurately adjusted, the observed period becomes equal to 2τ . In the latter case, the illumination distribution in the plane of the slit shows no fringe at all: this is a classical scheme where statistical intensity fluctuations are superposed in energy rather than in amplitude, during the recording time of the detector like in the CW emission. However, if spatial and temporal energy distributions existing in the plane of the slit were analysed in real-time, for instance thanks to a streak camera, temporal sequences of fringe patterns should be observed, each of them having an average life-time equal at least to the inverse of the frequency bandwidth. Such an observation gives access to instantaneous interferences, with their randomly distributed contrasts and phases. In spite of its stochastic features, this process could be called a 'perfectly coherent' one, as exhibiting space-time dependent interferences, the structure of which may be completely understood and described in the coherent Fourier optics frame.

Acknowledgements

The authors thank Professor A. Le Floch for valuable and helpful discussions.

References

- [1] E.M. Philipp-Rutz, Appl. Phys. Lett. 26 (1975) 475.
- [2] R.H. Rediker, K.A. Rauschenbach, R.P. Schloss, IEEE J. Quantum Electron. 27 (1991) 1582.
- [3] G. Lescroart, R. Muller, G.L. Bourdet, Opt. Commun. 108 (1994) 289.
- [4] S. Menard, M. Vampouille, B. Colombeau, C. Froehly, Opt. Lett. 21 (1996) 1996.
- [5] J. Morel, A. Woodtli, R. Dändliker, Opt. Lett. 18 (1993) 1520.
- [6] M. Oka, H. Masuda, Y. Kaneda, S. Kubota, IEEE J. Quantum Electron. 28 (1992) 1142.
- [7] B.E.A. Saleh, M.C. Teich, Fundamentals of Photonics, Wiley Series in Pure and Applied Optics.
- [8] M. Sargent III, Appl. Phys. 9 (1976) 127.



15 February 2001

OPTICS COMMUNICATIONS

Optics Communications 188 (2001) 353-357

www.elsevier.com/locate/optcom

Dual frequency tunable cw Nd:YAG laser

L. Grossard *, A. Desfarges-Berthelemot, B. Colombeau, V. Couderc, C. Froehly

Faculté des Sciences, Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes, UMR CNRS 6615, 123 Avenue A. Thomas, 87060 Limoges Cedex, France

Received 9 August 2000; received in revised form 20 November 2000; accepted 12 December 2000

Abstract

A three-mirror laser, with very different spacings between the mirrors is studied numerically and experimentally. Two laser lines are emitted with a beat frequency in the tenths of GHz and a very fine tunability. © 2001 Published by Elsevier Science B.V.

PACS: 42.60.-v

Keywords: Laser resonator; Laser modes; Laser tuning; Optical generation of microwaves

1. Introduction

Considerable interest has been shown in the microwave generation by using the beating of optical frequencies [1–6]. For this purpose, the use of a diode pumped Nd:YAG laser is attractive providing that the carrier frequency is of no importance [7,8]: optical control of phased array radar is an example of application. In this case, the corresponding gain profile is of the homogeneously broadened type, and cw Nd:YAG lasers tend to oscillate only in a single frequency mode. However, several lines can simultaneously coexist inside the gain bandwidth, if they are emitted by different atoms of the laser medium. For instance, a solution

* Corresponding author. Fax: +33-5-5545-7514.

to obtain dual frequency emission for beat frequency generation consists in performing a two parallel propagation axis laser called "forked laser" [6]. This solution is rather intricate because it requires polarization splitting of both pumping and laser beams.

In this paper, we consider the emission of two coherent lines with tunable frequency difference by a classical Nd:YAG laser with only one propagation axis. This is possible because the spatial hole burning (SHB) [9] creates population gratings that inhomogeneously broaden the gain [10]. Without any special precautions, the frequency difference Δf between two adjacent modes created by SHB is fixed by the distance along which the pump beam and laser beam overlap.

Here, we propose to perform a dual wavelength laser for which Δf is accurately adjustable on a large scale. This is obtained by putting inside the cavity a passive frequency filtering device.

E-mail address: grossard@ircom.unilim.fr (L. Grossard).

^{0030-4018/01/\$ -} see front matter © 2001 Published by Elsevier Science B.V. PII: S0030-4018(01)00995-6 80

2. Principle of frequency control by intracavity filtering

Fig. 1 shows the multiwavelength Nd:YAG laser. The active medium, located at one end of the resonator, is longitudinally end pumped through a dichroic mirror M_3 by a cw laser diode beam. The mirror M_3 is totally reflecting for the Nd:YAG laser line. The second reflective element of the laser is not a single mirror as in classical lasers but a set of two plane and parallel mirrors M_1 and M_2 for filtering operation. A similar three-mirror cavity has already been studied and experimented by Pedersen et al. [11] to obtain a single tunable frequency emission [12].

In order to avoid transverse interference effects inside this Fabry–Perot type filtering device, the latter must be illuminated by a limited plane wavefront. This is obtained by placing the beam waist in the M_3 plane, at the focal length of the lens L. With such an arrangement, we effectively observed a TEM₀₀ emission due to tridimensional gain filtering in the laser medium without additional spatial filtering by any additional aperture.

The set of mirrors M_1 and M_2 may be considered as equivalent to a single mirror, with a complex amplitude reflectance r_{eq} depending on the frequency f, according to:

$$r_{\rm eq} = -\frac{r_2 + r_1 \exp j\frac{4\pi f L_1}{c}}{1 + r_1 r_2 \exp j\frac{4\pi f L_1}{c}}$$
(1)

 r_1 and r_2 are positive and real numbers and correspond to the reflectances of M₁ and M₂. The reflectance r_{eq} , given by relation (1), is a complex number whose modulus $|r_{eq}|$ and phase Ψ (Fig. 2) depend both periodically (period $c/2L_1$) on the frequency f. One may also consider $\Psi(f)$ as the phase shift introduced by the reflection onto $(M_1 + M_2)$.

Without the amplifying medium inside the cavity, the resonant frequencies f_q are given by the solutions of the equation:

$$\frac{4\pi}{c}f_q L_2 + \Psi(f_q) = 2\pi q \quad \text{(with } q \text{ integer)} \tag{2}$$

With the amplifying medium inside the resonator, all the previous frequencies cannot be emitted. The selected ones result from simultaneous effects of laser homogeneous gain profile, spatial hole burning effects and losses depending on $|r_{eq}|$.

In the next paragraph, we report numerical determination of the three-mirror laser beat frequency Δf adjustment by varying the lengths L_2 or L_1 between the mirrors. Then, experimental results are shown for comparison.

3. Numerical study of the dual frequency laser and experimental results

The considered arrangement is depicted in Fig. 1. Mirrors M_3 and M_1 have reflectivities of about 1 for the laser wavelength. The power reflectance of



Fig. 1. Arrangement for dual frequency emission. $M_1 + M_2$: intracavity frequency filter; P: polarizing plate and output coupler.



Fig. 2. Reflection by the set $(M_1 + M_2)$ versus frequency. r_{eq} : reflection coefficient; Ψ : reflection phase shift; $R_1 = 0.995$; $R_2 = 0.4$; $f_0 = c/\lambda_0 = 2.82 \times 10^{14}$ Hz; $\lambda_0 = 1064$ nm.

 M_2 was chosen equal to $R_2 = |r_2|^2 = 0.4$. The distance between mirrors M_1 and M_2 of the filtering device is $L_1 = 9.3$ mm, giving a free spectral range $c/2L_1 = 16.13$ GHz. The length L_2 between M_2 and M_3 will be chosen around 0.55 m.

In a first step, we compute the resonant frequencies f_q of the three-mirror laser by looking for the intersections of the straight lines $y_{1,q}(f) = 2\pi q - 4\pi f_q L_2/c$ with the curve $y_2(f) = \Psi(f)$. Fig. 2a schematically shows these curves drawn with $L_2/L_1 \approx 2.5$ for the sake of figure clarity. In fact, L_2/L_1 was chosen equal to about 55 for the following numerical and experimental work. The resonant frequencies are not regularly spaced with the period $c/2L_2$ as in a classical resonator because of non-linear dependence of Ψ versus f_q but the whole frequency spectrum has a periodicity equal to $c/2L_1$. Fig. 3 shows the calculated frequency difference $f_{q+1} - f_q$ (q integer) versus $\overline{f} - f_0$ with



Fig. 3. Frequency difference $f_{q+1} - f_q$ for two successive modes of the empty resonator versus $\overline{f} - f_0$; $\overline{f} = (f_{q+1} + f_q)/2$; $f_0 = c/\lambda_0 = 2.82 \times 10^{14}$ Hz; $\lambda_0 = 1064$ nm; $L_2/L_1 = 55$.

the mean frequency $\overline{f} = (f_{q+1} + f_q)/2$ and $f_0 = c/\lambda_0, \ \lambda_0 = 1064$ nm.

In a second step, we decide to compute the frequencies emitted by the three-mirror laser, taking into account the losses due to the set of mirrors M_1 and M₂. Starting from resonant frequencies previously calculated, we compute, for each one, the value of $|r_{eq}(f_q)|$ and we keep only those for which $|r_{eq}(f_q)|$ has the highest values (Fig. 2b). In this way, we consider the fact that the laser line broadening is homogeneous. We thus obtain a set of frequencies because of periodicity of $r_{eq}(f)$. As we want only two laser lines giving one beat frequency Δf , we select the two frequencies (f_1 and f_2 on Fig. 2b) closest to the frequency f_0 for which the classical gain curve is maximum. Each resonant frequency depends on L_2 as shown in Fig. 2a. Consequently, Δf is also connected to L_2 . We have plotted the numerical value of Δf versus L_2 , keeping L_1 equal to 9.3 mm (Fig. 4). This figure shows that Δf varies in a linear way versus L_2 over a range of about $c/2L_2 \approx 270$ MHz. Frequency jumps result from competition between two adjacent resonant modes given by Eq. (2).

An experimental validation of this behavior was performed under the conditions of the numerical study. A polarizing plate P was inserted between then lens L and the set of mirrors $M_1 + M_2$, reflecting a part of the intracavity laser beam because the Brewster law is not exactly satisfied. This reflected power forms the laser output. The



356

Fig. 4. Calculated beat frequency Δf versus $L_2 = M_2 M_3$, $L_1 = M_1 M_2 = 9.3$ mm.

gain medium is a 1 cm long Nd:YAG crystal. With a pump power equal to 800 mW, only two modes were observed each one with a power equal to 2 mW. The corresponding beat frequency Δf was measured thanks to an ultrafast photodiode "newfocus" model 1437 connected to a spectrum analyzer.

If we raise the pump power, more than two laser lines can coexist, with frequency separation about Δf .

In order to vary the beat frequency Δf given by the two modes, the length L_2 between M_2 and M_3 was changed by translation of the set of mirrors M_1 and M_2 , maintaining L_1 constant. Fig. 5 shows the experimental beat frequency (dots) versus the length L_2 and also the preceding numerical curve (continuous) for comparison. A very good agreement is obtained between experimental and numerical results. This agreement shows that the available gain for the two modes is independent of the frequency difference because no gain variation due to spatial hole burning was considered in the numerical study. As predicted by numerical analysis, we observed discontinuities due to mode competitions. Moreover, when adjusting very accurately L_2 around jumps of Δf , we could observe two simultaneous beat frequencies distant by 270 MHz.

The presence of the beat frequency Δf in the photocurrent given by the photodiode is a proof of



Fig. 5. Comparision between calculated (—) and measured (\bullet) values of Δf . Error bars are due to spectrum analyzer resolution.

simultaneous emission of both frequencies by the laser. In order to estimate the coherence properties of the beat signal, we attempted to measure the beat frequency linewidth. For this purpose, we did spectral analysis with recovery times up to $\tau = 120$ ms, and frequency span equal to 500 kHz. Under these conditions, linewidth was found equal to 20 kHz at -3 dB, which is the value of the frequency impulse response of the spectrum analyzing device. Larger values of recovering times give no better frequency resolution because of various mechanical instabilities of the laser arrangement. However, each laser line and the beat line show high degrees of temporal coherence.

The interest of the three-mirror device lies in the ability to adjust finely Δf by varying L_2 . From Fig. 5, one can show that a variation of L_2 equal to 1 mm produces a relative variation of Δf equal to 0.18% around 16 GHz. Assuming the lowest translation of the set of mirrors $M_1 + M_2$ equal to 5 µm, the lowest variation of Δf is 150 kHz. If we consider for comparison a two-mirror laser cavity emitting two modes with frequency separation Δf equal to 16 GHz, i.e. a cavity length of 9.3 mm, we verify that a translation of one laser mirror by 5 µm would produce a variation of Δf equal to ≈ 8000 kHz.

With the three-mirror cavity, it is not possible to perform continuously a fine adjustment of Δf on a large scale, by varying L_2 and keeping L_1



Fig. 6. Numerical calculation of beat frequency Δf versus thickness L_1 of the intracavity filter, for $L_2 = M_2 M_3 = 0.558$ m.

constant, as shown in Fig. 4. This calculated curve undergoes jumps of around 270 MHz for variation of length L_2 around $L_1 = 9.3$ mm.

If the intracavity filter thickness L_1 is modified by keeping the length L_2 constant, the beat frequency Δf has a step behavior. Fig. 6 shows the effect on Δf of a continuous change of L_1 around 9.3 mm with L_2 equal to about 558 cm: Δf undergoes jumps of around 270 MHz. This behavior can be explained by competition between modes of the cavity formed by mirrors M_2 and M_3 , whose free spectral range is $c/2L_2 \approx 270$ MHz.

By changing at the same time L_1 and L_2 , it is possible to perform a continuous adjustment of Δf . This is obtained for the following relative variations:

$$\frac{\mathrm{d}L_1}{L_1} = \frac{\mathrm{d}L_2}{L_2} = -\frac{\mathrm{d}\Delta f}{\Delta f} \tag{3}$$

Experimentally, we observed a frequency tuning from 10 to 40 GHz. The tuning range is theoretically limited by the Nd:YAG³⁺ bandwidth. We noticed that for Δf greater than 40 GHz, the frequency filter was not selective enough to suppress lines close to the gain bandwidth center and compatible with SHB. The performances of our adjustable two frequency laser are comparable, to our knowledge, to those obtained with similar systems [6]. However, it has the advantage of device simplicity.

4. Conclusion

The filtering properties of the three-mirror laser allow spatial hole burning effects control, and emission of several laser frequencies with desired difference. Close to laser threshold, we obtained only two frequencies with a high degree of temporal coherence. The laser was made of two adjacent cavities, one larger and one shorter. The interest of this arrangement is to obtain a rather large beat frequency Δf thanks to the short cavity, and simultaneously a very fine tuning of Δf by varying the thickness of the largest cavity. We obtained a frequency adjustment from 10 to 40 GHz with a beat frequency linewidth lower than 20 kHz at -3 dB (instrument limited). The tuning range could be extended by use of doped glasses.

References

- J. O'Reilly, P. Lane, J. Lightwave Technol. 12 (1994) 369– 375.
- [2] T. Hidaka, S. Matsuura, M. Tani, K. Sakai, Electron. Lett. 33 (1997) 2039–2040.
- [3] M.D. Pelusi, H.F. Liu, D. Novak, Appl. Phys. Lett. 71 (1997) 449–451.
- [4] W.H. Loh, J.P. de Sandro, G.J. Cowle, B.N. Samson, A.D. Ellis, Electron. Lett. 33 (1997) 594–595.
- [5] S. Li, H. Ding, K.T. Chan, Electron. Lett. 33 (1997) 52-53.
- [6] M. Brunel, F. Bretenaker, A. Le Floch, Opt. Lett. 22 (1997) 384–386.
- [7] G.J. Simonis, K.G. Purchase, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 38 (1990) 667–669.
- [8] L. Goldberg, R.D. Esman, K.J. Williams, IEEE Proc. 139 (1992) 288–295.
- [9] T. Kimura, K. Otsuka, M. Saruwatari, IEEE J. Quant. Electron. 7 (1971) 225–230.
- [10] C.J. Flood, D.R. Walker, H.M. Van Driel, Opt. Lett. 20 (1995) 58–60.
- [11] C. Pedersen, T. Skettrup, J. Opt. Soc. Am. B 13 (1996) 926–937.
- [12] C. Pedersen, P. Lichtenber Hansen, T. Skettrup, P. Buchhave, Opt. Lett. 20 (1995) 1389–1391.

J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 4 (2002) 1-7

PII: S1464-4258(02)25520-8

Iterative reconstruction of thermally induced phase distortion in a Nd³⁺:YVO₄ laser

Ludovic Grossard, Agnès Desfarges-Berthelemot, Bernard Colombeau and Claude Froehly

Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes, 123, avenue Albert Thomas, 87060 Limoges cedex, France

E-mail: grossard@ircom.unilim.fr

Received 6 June 2001, in final form 25 September 2001 Published 6 November 2001 Online at stacks.iop.org/JOptA/4/1

Abstract

The thermal distortions in a continuous-wave end-pumped Nd:YVO₄ laser are experimentally investigated by use of an external TEM₀₀ probe beam (TEM standing for transverse electric magnetic). After a round-trip of this probe through the active medium, three irradiance profiles are recorded along its propagation axis. The distorted phase pattern of this probe beam is then reconstructed from these profiles by means of a Gerchberg–Saxton-like iterative algorithm. To identify the contribution of each kind of aberration in the phase profile, we have computed a Zernike polynomial expansion, and have shown that the main terms constituting the aberration are (in order) defocusing (optical path difference (OPD) 0.7λ FWHM (full width at half-maximum)), spherical aberration (OPD 0.3λ FWHM), and first-order astigmatism (OPD of $\pm 0.14 \lambda_p$ FWHM). Moreover, all higher-order terms result in a significant phase peak ($\lambda/4$ FWHM over 400 μ m).

Keywords: Solid-state laser, thermal distortions, diode-pumping, phase retrieval algorithm

1. Introduction

During the last few years, the use of end-pumped solidstate lasers has rapidly expanded partly because of their high conversion efficiency, easy transverse mode selection due to gain distribution inside the amplifying medium, and much appreciated ease of use. Moreover, the good spatial overlap between the pump and laser beams, on one hand, and the spectral matching between the pump beam wavelength and laser crystal absorption bandwidth, on the other hand, have strongly reduced thermal effects in the active medium. However, with higher diode power recently becoming available, thermal effects have again come to impose a serious limitation on the laser brightness, leading to either a multimodal emission or severe power losses if a TEM₀₀ laser beam is maintained by intracavity filtering.

Wavefront aberrations can be corrected in real time using a phase conjugation technique based on four-wave mixing for example [1, 2]. However, this process induces a dramatic fall in global efficiency because of the high-power pump beam requirement. If the thermal distortions are time independent, the phase compensation can be performed in a static way. The thermal aberration reduction can be obtained for example by longitudinally cooling the amplifying medium [3], by designing a resonator geometry in which the laser beam size in the active medium is much smaller than the pump beam size [4], but the corresponding efficiency is low. The phase correction can also be achieved with a well-suited rectifying phase plate inserted in the cavity [5]. In the latter case, the thermal aberration could be entirely corrected if it is fully characterized.

Such a characterization has been performed for a CW end-pumped Nd:YAG laser by means of an interferometric device [4].

In this paper, we present a determination of the thermal effect in an end-pumped CW Nd:YVO₄ laser with a non-interferometric method where the distorted phase profiles are calculated by means of an iterative reconstruction process $\frac{85}{25}$



Figure 1. A: the laser studied for the characterization of thermal effects. B: the divergence parameter measurement.

using irradiance records. Such a technique has been previously used in stellar imaging to determine the Hubble Space Telescope wavefront distortions [6], and here, for the first time to our knowledge, this method is applied to measure the thermal effects in a running laser.

Firstly, we show experimentally that high pumping power leads to a spatially multimodal regime without any intracavity spatial filtering, indicating the need for an external TEM_{00} probe beam. Then, we present the probe beam distortion measurements when the pumping power is equal to 9 W. After a round-trip in the amplifying medium, irradiance profiles of this probe beam are recorded in several planes along its propagation axis. At least two planes are required [7] to reconstruct the optical field from irradiance measurements. However, using only two Fourier-transform planes, we did not recover the measured irradiance patterns from the reconstructed wavefront. That is why we used the irradiance profile in a third plane. Experimentally, the planes considered were the image of the active-medium output plane, its Fouriertransform plane, and a Fresnel one. The distorted wavefront is then reconstructed by means of an iterative Gerchberg-Saxton-like algorithm [7] using the three preceding irradiance measurements. Finally, the calculated phase profile in the laser crystal output plane is analysed using a Zernike polynomial expansion and the main aberration terms are pointed out.

2. Wavefront distortion measurement method

2.1. Laser wavefront distortion and beam divergence

The laser studied here is represented in figure 1. A 3 mm thick 1.1% Nd^{3+} :YVO₄ crystal is longitudinally end-pumped by a CW pigtailed laser diode at 808 nm. The active medium is birefringent and the laser beam is linearly polarized along the extraordinary axis. The mirror M₁ is totally reflecting for the laser line and anti-reflection coated at 808 nm. The power reflectance of the second mirror M₂ is equal to 95%. The two mirrors are located in the focal planes of a converging lens L₁ whose focal length is equal to 400 mm. This resonator is known as a Fourier-transform cavity.

Near the threshold, a TEM_{00} beam is emitted due to tri-dimensional gain filtering in the laser medium without additional spatial filtering by any aperture. If the pumping power is increased, the energy deposited in the laser crystal leads to a well-known thermal lens effect. Without any precautions, the laser mode fits to the aberration medium so that the wavefronts remain plane in the mirror planes. This leads 86



Figure 2. Divergence parameter of the laser beam versus the pumping power: $k = \pi D_0^m D_1^m / [2(\ln 2)\lambda f_2]$.

to an increased beam divergence. It can be estimated from the measurements of the laser beam width (FWHM) D_0^m in the plane of mirror M₂ and the laser beam width (FWHM) D_1^m in the focal plane P of the lens L₂ ($f_2 = 250$ mm). With a TEM₀₀ beam having a diameter equal to D_0^m in the plane of M₂, the calculated beam diameter D_1^c is equal to $2(\ln 2)\lambda f_2/\pi D_0^m$ in the plane P. We defined the ratio $k = D_1^m/D_1^c$ as a measurement of divergence.

We observed (figure 2) that the divergence parameter k quickly increases from 1 near the threshold to about 18 at 9.7 W pumping. This means that near the threshold, the laser beam can be considered as diffraction limited, whereas under strong pumping power, the beam size D_1^m is 18 times what it should be if the beam profile was monomode. Under pumping power equal to 9.7 W, thermal lens effects result not in a fall in efficiency, but in a deterioration of the laser beam spatial quality, leading to a strong decrease in brightness. A TEM₀₀ beam profile can be maintained by placing a spatial filter in the resonator, but the laser efficiency decreases because of important losses due to filtering.

2.2. External probe of wavefront distortions

When the pumping power is increased, the phase pattern of the laser beam is complicated because of the multimodal emission. This modal structure arises from the thermal distortion effects, on one hand, and from the plane-wavefront requirement for the resonator mirrors, on the other hand. It is therefore impossible to determine the thermally-induced index pattern in the amplifying medium by analysing the laser beam itself. A solution Iterative reconstruction of thermally induced phase distortion in a Nd3+:YVO4 laser



Figure 3. The experimental set-up used for the characterization of the thermal effects in an end-pumped YVO₄ laser. M_1 , M_2 , M_3 , M_4 : mirrors; L_1 , L_2 , L_3 , L_4 , L_5 : lenses; P: polarizing plate; BS: beamsplitter; Ph: photodiode; H_1 , H_2 : half-wave plates. The image plane is obtained with the L_3 and L_4 lenses whereas the Fourier and Fresnel planes are obtained with the L_3 lens only.

consists in using an external probe plane wave and analysing its wavefront distortions after a round-trip in the amplifying medium. The distorted phase profile of the probe wave can be classically determined by interferometry. Here, we have developed an alternative method where this profile is calculated by means of three irradiance profile records of the probe beam using a Gerchberg–Saxton-like phase-retrieval algorithm.

3. Experimental set-up

The experimental set-up is shown in figure 3. This arrangement is divided into three parts: the probe YAP laser, the YVO_4 laser, and the irradiance measurement device.

3.1. Probe beam characteristics

The cavity of the probe laser is a Fourier-transform one, to give a laser beam with a large stability length. The active medium is a YAP:Nd³⁺ crystal pumped by a CW laser diode at 808 nm. The mirrors M_3 and M_4 are located in the focal planes of the lens L_2 (focal length 250 mm). A spatial filter is placed in the plane of mirror M_4 in order to obtain a high-spatial-quality TEM₀₀ output laser beam. The probe beam wavelength is chosen equal to 1079 nm, i.e. outside the gain bandwidth of the YVO₄ crystal, to avoid modifications of the population inversion. However, this wavelength is close enough to the YVO₄ emission wavelength to limit chromatic dispersion effects. The probe beam is linearly polarized, and its direction of polarization is adjusted by a half-wave plate H₁ located outside the resonator.

The probe beam size near mirror M_4 is equal to 1 mm (FWHM), corresponding to a Rayleigh length of about 3 m. As the distance between the mirror M_4 and the YVO₄ crystal is approximately equal to 1.5 m, the field curvature of the probe beam in the crystal is not significant. This ensures that the YVO₄ crystal is probed by a quasi-plane-limited wavefront and that the reconstructed phase profile will not be affected by the intrinsic curvature of the probe beam.

3.2. Polarization requirements

The index changes versus temperature in the YVO_4 crystal are different along the ordinary and extraordinary axes, and therefore the probe beam and laser beam must have the same polarization in the laser medium. Under this condition, the probe beam injection leads to dramatic power losses for the YVO_4 laser. To overcome this problem, the laser emission is stopped when the amplifying medium is probed. The measurements are synchronized with the laser shutdown to avoid crystal warm-up because of non-radiative transitions. The probe beam injection is performed using the polarizing plate P inserted into the cavity. This plate is at Brewster incidence with the laser axis and is totally reflecting for the vertical polarization and AR coated for the horizontal one. The probe beam is then horizontally polarized by rotating the half-wave plate H₁ and the laser beam is horizontally polarized.

For the laser shutdown and measurement triggering, we used the following arrangement. Firstly, the laser is running and thermal stability is achieved. The probe beam is directed into the vanadate crystal with vertical polarization (figure 4(*a*)). Secondly, a half-wave H₂ plate is inserted between the polarizing plate P and the YVO₄ crystal. The trace of the polarization plane on the H₂ plate surface bisects the angle between the axes of the plate, so the probe beam undergoes a 90° rotation and does a round-trip in the laser crystal with the same polarization as the laser beam. The laser does not work any longer because of losses added by the 'polarizing plate P + half-wave plate H₂' combination (figure 4(*b*)).

3.3. Measurement triggering

The synchronization is obtained by use of an He–Ne laser beam and a photodiode as shown in figure 3. This beam is focused on the photodiode Ph using a 50 mm focal length lens L_5 . The half-wave plate H₂ is inserted into the laser by means of an electric motor and crosses the YVO₄ laser beam for about 1 ms. We used the reflection of the He–Ne laser



Figure 4. Probe beam injection method. P: polarizing plate; H_2 : half-wave plate. (*a*) The laser is running and the probe field is vertically polarized. (*b*) H_2 is inserted into the resonator. The laser emission is shut down and the probe field is horizontally polarized. The measurements are performed as soon as possible to avoid crystal warm-up.

beam onto this plate to start the measurements. The voltage given by the resistor associated with the photodiode is used to trigger off an oscilloscope. A second signal is generated by the oscilloscope to activate the recording system, allowing us to add an adjustable delay.

3.4. Description of the irradiance measurement device

After a round-trip in the laser medium, the probe beam is partly transmitted through the beamsplitter BS, and defines the axis along which measurements of three irradiance patterns are performed:

- The first record is that of the image of the laser crystal output plane. This is obtained using two lenses L₃ and L₄, whose focal lengths are respectively equal to 508 and 510 mm. These lenses are positioned such that the laser crystal output plane is located in the object plane of L₃, and a CCD camera is placed in the Fourier plane of L₄. The distance between the two lenses is equal to 116 mm.
- Secondly, we record the irradiance of a field pattern which is a Fourier transform of the previous one. We simply removed L₄ and placed the camera in the Fourier plane of L₃.
- The third irradiance pattern is recorded in a Fresnel plane obtained by moving the CCD camera away from the Fourier plane by 270 mm.

Irradiance patterns are recorded with a TM-745 CCD camera (Pulnix) whose pixel size is equal to 11 μ m × 11 μ m. The irradiance recorded by each pixel is coded with 256 grey levels.

4. Experimental results

4.1. Irradiance profiles

Irradiance profiles were recorded in the three previously defined planes (named hereafter: image, Fourier, and Fresnel





Fresnel plane





planes). These measurements were performed using three different experimental configurations (figure 5):

- The laser crystal is not pumped. This allows us to verify that the intrinsic phase curvature of the probe beam (i.e. only due to propagation) in the YVO₄ crystal is negligible.
- The pumping power is equal to 9.3 W. The irradiance profiles are recorded only some milliseconds after laser shutdown. These records will be further used to effectively determine the distorted phase profile.
- The pumping power is equal to 9.3 W. The irradiance profiles are recorded several seconds after laser shutdown in order to indicate the influence of the crystal warm-up when the pumping power is no longer removed by laser emission.

For each record, the probe beam power is adjusted to optimize the record dynamics. This explains why the profiles recorded several seconds after the laser shutdown seem brighter than those recorded only some milliseconds later: in fact, the total energy is the same for all profiles, but the distribution is not the same for each of them.

The elliptically observed irradiance distribution in the Fourier plane could be attributed to temperature gradient anisotropy and thermal stress in the amplifying medium, leading to an anisotropic index pattern.





Figure 6. The numerical algorithm derived from the Gerchberg–Saxton algorithm and used for phase retrieval of the probe beam. The experimental data are amplitude profiles measured in three successive planes.

4.2. Phase-retrieval algorithm

The phase profile of the probe beam was determined using a Gerchberg–Saxton-like algorithm. This method allows us to reconstruct the distorted wavefront from a set of irradiance records along its propagation axis. A simplified version of the developed algorithm is shown in figure 6. Let us briefly discuss the various steps of this cyclic algorithm.

To begin, the phase profile in the image plane is set equal to zero as a first guess. The complex field in this plane is then constructed by multiplying this initial phase with the measured amplitude (which is proportional to the square root of the measured irradiance). This field undergoes a Fourier transform to give the complex field in the Fourier plane. The calculated amplitude is then removed and replaced by the measured one, while keeping the calculated phase profile unchanged. The complex field in the Fresnel plane is computed using the beam propagation method. Again, the calculated amplitude is replaced by the measured amplitude, while maintaining the calculated phase profile. This new complex field is then propagated back to the Fourier plane where the calculated amplitude is replaced again. An inverse Fourier transform operation gives the optic field in the initial plane, and so on.

The whole process is iterated until the calculated phase profile converges. After each iteration, the current error is estimated from the measured amplitude and from the reconstructed one in the Fourier plane. This error is calculated using the following expression:

$$\epsilon = \sqrt{\sum_{i,j} \left(I_2 - I_2^r \right)^2 / \left(\sum_{i,j} \left(I_2 \right)^2 \right)}$$

where I_2 and I_2^r denote the measured and reconstructed irradiance profiles in the Fourier plane. *i* and *j* are the coordinates of each pixel of the images. The convergence criterion is given by the current error stagnation.

Firstly, this algorithm was used to determine the intrinsic phase curvature of the probe beam in the laser crystal without thermal effects. Using the irradiance profiles obtained without a pump beam, we found an intrinsic phase curvature of the probe beam corresponding to an optical path difference



Figure 7. Reconstructed and measured irradiance profiles obtained with our algorithm in the image, Fourier, and Fresnel planes. Set 1: a plane wavefront as the initial condition in the image plane; set 2: a plane wavefront as the initial condition in the Fourier plane.

(OPD) of $0.07 \lambda_p$ (FWHM) where λ_p denotes the probe wavelength. Convergence of the algorithm was reached after only 20 iterations. Thus, this wavefront can be considered as a plane wave, and phase distortions of the probe beam under strong pumping conditions are directly linked to thermal aberrations.

Secondly, the probe beam phase profile was reconstructed using irradiance profiles recorded while pumping the laser medium, 10 ms after the laser emission shutdown.

The reconstructed and measured irradiance profiles in the three working planes are shown in figure 7. The reconstructed ones were obtained after 63 iterations. Column 1 represents reconstructed profiles using a constant value (plane wavefront) for the initial phase in the image plane. To emphasize that the reconstructed beam profiles do not depend on initial conditions, we performed the cyclic computation again with the same initial phase, but in the Fourier plane (column 2). For comparison, the measured profiles are shown in column 3.

The reconstructed phase profile in the image plane and the corresponding irradiance profile are shown in figure 8. Only phase values corresponding to irradiances much greater than the recording noise should be taken into account.

To entirely characterize the thermal aberration, we propose to estimate the contribution of each kind of well known aberration by means of a Zernike polynomial expansion of the reconstructed phase profile [8].

4.3. Zernike polynomial expansion of the reconstructed phase profile

The well known Zernike polynomials are related to the classical aberrations and thus provide a convenient mathematical expression for the aberration content in a wavefront using familiar terms.

Table 1. Zernike polynomial expansion coefficients for the reconstructed phase profile in the image plane.

Number	п	т	Polynomial	Definition	A_{nm}
1	0	0	1	Piston	2.2694
2	1	0	$r\sin\theta$	Tilt Y	-0.0158
3	1	1	$r\cos\theta$	Tilt X	-0.1601
4	2	0	$r^2 \sin(2\theta)$	1st-order astigmatism 45°	-0.2425
5	2	1	$2r^2-1$	Defocusing	-2.3337
6	2	2	$r^2 \cos(2\theta)$	1st-order astigmatism 0°	0.8494
7	3	0	$r^3 \sin(3\theta)$	Trefoil 30°	-0.0174
8	3	1	$(3r^3 - 2r)\sin(\theta)$	Coma Y	-0.0127
9	3	2	$(3r^3 - 2r)\cos(\theta)$	Coma X	0.1772
10	3	3	$r^3\cos(3\theta)$	Trefoil 0°	-0.0452
11	4	0	$r^4 \sin(4\theta)$	Tetrafoil 22.5°	-0.0361
12	4	1	$(4r^4 - 3r^2)\sin(2\theta)$	2nd-order astigmatism 45°	-0.1538
13	4	2	$6r^4 - 2r^2 - 1$	Spherical aberration	1.2419
14	4	3	$(4r^4-3r^2)\cos(2\theta)$	2nd-order astigmatism 0°	-0.3399
15	4	4	$r^4\cos(4\theta)$	Tetrafoil 0°	-0.0829



Figure 8. (*a*) The measured irradiance profile and (*b*) reconstructed phase profile in the image plane under strong thermal effects.

The Zernike polynomial expansion of the phase profile $\phi(\rho, \theta)$ is given by

$$\phi_1(\rho,\theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n A_{nm} R_m^{n-2m}(\rho) \begin{cases} \sin(n-2m)\theta \\ \text{or} \\ \cos(n-2m)\theta \end{cases}$$

where the sine (cosine) function is used when n - 2m > 0 $(n - 2m \le 0)$. A_{nm} are the coefficients of the expansion and $R_m^{n-2m}(\rho)$ denotes the Zernike polynomial. ρ and θ correspond to the polar coordinates.

Table 1 represents the first fifteen Zernike coefficients with the corresponding aberrations.

Three kinds of well known aberration were found to be significant: 90



Figure 9. Phase distortion after defocusing, spherical aberration, and first-order astigmatism removal. This residual aberration is characterized by a $\lambda_p/4$ OPD (FWHM) over a 400 μ m diameter.

- Defocusing (OPD of $0.7 \lambda_p$ FWHM).
- Spherical aberration (OPD of $0.3 \lambda_p$ FWHM).
- First-order astigmatism (OPD of $\pm 0.14 \lambda_p$ (FWHM), the sign depending on the axis).
- Higher-order aberration: $\lambda_p/4$ curvature on 400 μ m.

The distorted phase profile is mainly constituted by the parabolic term, due to the non-aberrant thermal lens. This phase contribution has no practical importance for further aberration compensation as it can be cancelled by simply translating the internal lens of the resonator.

It appears that spherical aberration and first-order astigmatism cannot be neglected compared to the parabolic term and should be taken into account to obtain an efficient phase correction. Moreover, the sum of all higher-order aberrations results in a significant phase curvature (OPD: $\lambda_p/4$ FWHM) over a 400 μ m diameter as shown in figure 9. Such an aberration, leading to strong wavefront distortions after some round-trips in the laser resonator, should also be considered in the correction process.

5. Conclusions

To conclude, the effects of thermally induced index variation on a probe beam injected in a CW diode end-pumped YVO_4 laser have been characterized. First of all, we showed experimentally that under strong pumping power, the beam profile becomes multimodal without additional intracavity filtering. Thus, the phase retrieval cannot be achieved by directly analysing the laser beam. That is why thermal effect measurements were performed using an external TEM₀₀ probe beam. The emission wavelength of this probe $(\lambda_p = 1079 \text{ nm})$ was chosen outside the YVO₄ ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) gain bandwidth in order to avoid a change of the population inversion. The probe and laser beams have parallel polarizations and the recordings were obtained a few milliseconds after the laser shutdown. In this case, the measured thermal distortions are roughly those of the running laser.

After a round-trip in the laser medium, the irradiance of the probe beam was recorded in the three wavefront planes: the image of the laser medium output plane, its Fourier-transform plane, and a Fresnel one.

We have developed a Gerchberg–Saxton-like numerical algorithm in order to reconstruct the phase profile of the distorted probe beam using irradiance measurements in three planes. The calculated phase pattern in the output plane of the laser crystal was analysed using a Zernike polynomial expansion. Three major aberration terms were pointed out: defocusing (OPD of $0.7 \lambda_p$ FWHM), spherical aberration (OPD of $0.3 \lambda_p$ FWHM), and first-order astigmatism (OPD of $\pm 0.14 \lambda_p$ FWHM). However, the aberration composed of

all higher-order terms was found to be significant ($\lambda_p/4$ OPD FWHM). These distortions are dramatically enhanced in CW operation because of the high quality factor of the resonator and the low gain. Therefore, the whole aberration, including all the higher-order terms, has to be taken into account in the phase distortion correction process.

References

- Brignon A, Loiseau L, Larat C, Huignard J P and Pocholle J P 1999 Appl. Phys. B 19 159
- [2] Mailis S, Hendricks J, Shepherd D P, Tropper A C, Moore N, Eason R W, Crofts G J, Trew M and Damzen J 1999 Opt. Lett. 24 972
- [3] Brauch U, Giesen A, Karszewski M, Stewen C and Voss A 1995 Opt. Lett. 20 713
- [4] Clarkson W A and Hanna D C 1998 Resonator Design Considerations for Efficient Operation of Solid-State Lasers End-Pumped by High-Power Diode Bars ed R Kossowsky et al (Dordrecht: Kluwer)
- [5] Tidwell S C, Seamens J F, Bowers M S and Cousins A 1992 IEEE J. Quantum Electron. 28 997
- [6] Roddier C and Roddier F 1993 Appl. Opt. 32 2992
- [7] Gerchberg R W and Saxton W O 1972 *Optik (Stuttgart)* **35** 237
- [8] Brunson D 1997 Source files for determination of Zernike polynomial expansion; webpage ftp://ftp.mathworks.com/pub/contrib/v5/physics/zernikes/

Génération de supercontinua dans des fibres optiques

9.1 Génération de supercontinua par double pompage dans les fibres optiques microstructurées

9.1.1 Contexte et objectifs scientifiques

Certaines applications, comme la spectroscopie, ou encore l'analyse cellulaire par cytométrie en flux, nécessitent l'utilisation de sources très large bande, spectralement continues, en particulier dans le visible entre 300 et 700 nm, avec une densité spectrale de puissance suffisante, typiquement supérieure à 10 μ W/nm. Les sources émettant des continua de lumière sont de bonnes candidates pour ce type d'applications. Elles ont fait l'objet de nombreuses études depuis les années 80, en régime de dispersion normale et anormale, en fonctionnement continu ou impulsionnel. Les différentes composantes spectrales du supercontinuum sont créées par des conversions de fréquence induites dans un milieu non-linéaire par une impulsion de forte puissance crête. L'arrivée des fibres optiques microstructurées air-silice [Knight 96] au début des années 90 a permis d'obtenir les élargissements spectraux dans le domaine du visible grâce au décalage du zéro de dispersion des fibres vers les basses longueurs d'onde. Associées à des microlasers émettant des impulsions subnanosecondes de forte puissance crête, ces fibres ont permis de générer des supercontinua dans le domaine du visible, en régime de forte dispersion normale [Coen 01].

Cependant, il est difficile d'obtenir un élargissement plat et symétrique dans le domaine du visible. En effet, l'effet Raman stimulé est l'effet non-linéaire prépondérant dans ce régime de dispersion. Les différentes cascades Raman tendent à élargir le spectre de manière inhomogène par la création de raies Stokes à plus haute longueur d'onde. Il est alors difficile d'obtenir la création de composantes spectrales dans le bleu et l'ultraviolet.

Les premiers travaux dans le laboratoire concernant la génération de supercontinua dans des fibres microstructurées ont été effectués par Vincent COUDERC et moi-même. J'ai à cette occasion coencadré le DEA de Virginie BERNICAL. Nous avons par la suite proposé une méthode innovante permettant de générer avec des impulsions nanosecondes un spectre continu dans le domaine du visible, en utilisant une double excitation cohérente par deux ondes dont les longueurs d'onde sont positionnées loin du zéro de dispersion chromatique, en fort régime normal pour la première, et anormal pour la seconde. Je vais montrer dans la suite de cette section que la méthode de double pompage permet d'une part la création d'un supercontinuum dans l'infrarouge, mais aussi dans le domaine du visible. Nous verrons que le couplage entre les deux continua par modulation de phase croisée permet de diminuer significativement la cascade Raman dans le domaine du visible, et de générer un spectre continu entre 350 et 700 nm, spatialement unimodal. La majorité de ces travaux de recherche a eu lieu dans le cadre des thèses de Vincent TOMBELAINE [Tombelaine 07] et Christelle LESVIGNE-BUY [Lesvigne-Buy 08]. Lors de la thèse de Vincent TOMBELAINE, ma contribution a porté principalement sur le développement de simulations, en particulier sur la détermination numérique du gain paramétrique

dans les fibres optiques microstructurées.

Ces travaux de recherche sur la génération de supercontinua dans le visible ont débouché à terme sur le dépôt d'un brevet ABX/CNRS [B 1], et sur la création de la société Leukos²².

Les détails de ces travaux sont présentés dans la publication en page 102.

9.1.2 Montage expérimental

Un montage expérimental typique est représenté sur la figure 9.1. L'onde à 1064 nm est émise par un laser microchip Nd :YAG déclenché, émettant des impulsions d'une durée de 800 ps, polarisées rectilignement, à une fréquence de 5,4 kHz. La puissance crête des impulsions est proche de 18 kW.



FIGURE 9.1 – Montage expérimental utilisé pour la génération du supercontinuum en régime de double pompage.

Le faisceau infrarouge est alors focalisé dans un cristal doubleur de KTP, générant des impulsions de 560 ps à la longueur d'onde de 532 nm.

Les deux champs sont injectés dans une fibre optique microstructurée air-silice à l'aide d'une microlentille (L_3). La fibre optique, fabriquée au laboratoire, mesure 3 m. Une image de coupe transversale réalisée au microscope électronique à balayage est visible sur la figure 9.1. Les trous d'air, de diamètre $d \approx 1,5 \,\mu$ m sont positionnés selon une maille triangulaire avec un espacement $\Lambda = 2,5 \,\mu$ m. La courbe de dispersion de la fibre optique est représentée sur la figure 9.2. Le zéro de dispersion est localisé à 790 nm. Les élargissements spectraux obtenus en sortie de fibre se trouvent sur le mode fondamental.

9.1.3 Principaux résultats

Dans un premier temps, seule l'onde de pompe à 532 nm est injectée dans la fibre optique. Le spectre large bande généré dans la fibre optique est enregistré par un analyseur de spectre optique. Comme on pouvait s'y attendre en régime de forte dispersion normale, on observe une succession de raies Stokes générée par diffusion Raman stimulée, partant de la longueur d'onde de pompe et allant vers les longueurs d'onde plus grandes, comme le montre la figure 9.3. L'écart spectral entre chaque raie est égale au décalage Raman typique de la silice (13,5 THz).

^{22.} http://www.leukos-systems.com



FIGURE 9.2 – Courbe de dispersion chromatique de la fibre optique microstructurée pour le mode fondamental.



FIGURE 9.3 – Cascade Raman générée lors d'un pompage à 532 nm uniquement.

Dans un second temps, la puissance de la pompe à 532 nm a été fixée à 300 W crête, et la puissance de l'onde de pompe infrarouge a été augmentée progressivement. Les spectres dans l'infrarouge et le visible ont alors été enregistrés afin de mettre en évidence le rôle du continuum infrarouge sur la disparition des raies Raman dans le visible. La figure 9.4 montre d'une part l'évolution du spectre du supercontinuum dans le visible, d'autre part dans l'infrarouge, en fonction de la puissance de pompe, et met clairement en évidence la disparition des raies Raman pour des puissances de pompe dans l'infrarouge suffisantes.

Les travaux de thèse de Vincent TOMBELAINE ont permis d'apporter une explication à la disparition des raies Raman par une augmentation de la puissance de pompe dans l'infrarouge.

— Pour des puissances crêtes de pompe infrarouge faibles (typiquement 50 W), on observe





FIGURE 9.4 – Évolution du spectre infrarouge (a) et visible (b) en fonction de la puissance de pompe infrarouge injectée dans la fibre microstructurée. (c) photographie du faisceau en sortie de fibre après diffraction par un réseau. Source : thèse de Vincent TOMBELAINE, Université de Limoges, 2007.

un élargissement quasi symétrique du pic de pompe infrarouge avec apparition de pics latéraux (non visibles sur la figure). Les effets non-linéaires en jeu ici sont l'automodulation de phase, responsable de l'élargissement spectral, et l'instabilité de modulation, à l'origine des pics latéraux, et qui crée une modulation rapide de l'enveloppe de l'impulsion dans le domaine temporel. Dans le domaine du visible, on observe les raies Raman qui étaient obtenues avec seulement l'onde de pompe dans le vert. Le spectre infrarouge n'a aucun effet sur la cascade Raman.

— Lorsque la puissance crête de pompe infrarouge augmente jusqu'à 290 W, on constate d'abord un élargissement du spectre infrarouge vers les hautes longueurs d'onde. Les modulations dans l'enveloppe temporelle de l'impulsion s'accentuent, ce qui finit par éclater en de multiples sous-impulsions ultracourtes. Le régime de dispersion fortement anormal permet alors une propagation solitonique de ces sous-impulsions. Ces solitons sont alors décalés vers les hautes longueurs d'onde sous l'effet du gain Raman, par autodécalage en fréquence (Soliton Self-Frequency Shift). Ainsi, plus la puissance augmente, plus le spectre infrarouge s'élargit côté hautes fréquences.

9.1. Génération de supercontinua par double pompage dans les fibres optiques microstructurées

Dans le visible, on observe un élargissement du spectre également vers les hautes longueurs d'onde. Cet élargissement est lié à un effet de modulation de phase croisée entre le spectre infrarouge et la pompe visible. Les effets non-linéaires de type mélange à quatre ondes ont été écartés. Nous avons en effet montré numériquement que dans ces conditions, le gain paramétrique n'est pas suffisant (voire inexistant) pour expliquer l'élargissement spectral constaté dans le visible.

- A partir d'une puissance de pompe infrarouge de 500 W, on observe un élargissement dans le spectre infrarouge au-delà de 1600 nm. Ainsi, les longueurs d'onde infrarouges générées au-dessus de 1600 nm se propagent à une vitesse de groupe supérieure à la vitesse de groupe de l'onde à 532 nm (figure 9.5). Ceci explique que, par effet de modulation de phase croisée, ces composantes spectrales infrarouges génèrent un élargissement dans le visible vers la région des fréquences bleues.
- L'atténuation des raies Raman est obtenue progressivement lorsque l'on augmente la puissance de pompage dans l'infrarouge, composante après composante. Nous avons montré expérimentalement que cette atténuation est maximale lorsque la puissance crête de pompe infrarouge est environ 1,8 fois supérieure à celle dans le vert. La disparition apparente des raies Raman semble due à la modulation de phase croisée induite par le spectre infrarouge sur l'onde de pompe verte, qui, en affaiblissant l'onde à 532 nm et en élargissant le spectre dans le visible au-delà du décalage fréquentiel Raman, réduit significativement le processus Raman. Celui-ci n'est toute fois pas complètement bloqué, les raies Raman résiduelles subissent également la modulation de phase croisée. Cette énergie dispersée spectralement participe alors au supercontinumm visible.



FIGURE 9.5 – Vitesse de groupe du mode LP_{01} en fonction de la longueur d'onde, calculée à partir du profil transverse de la fibre optique microstructurée air-silice.

À noter que l'atténuation des raies Raman est très peu sensible à la position du zéro de dispersion de la fibre optique utilisée, elle a pu être effectuée expérimentalement avec des fibres dont le zéro de dispersion allait de 790 à 860 nm.

Le système de génération de spectres large bande par double excitation synchrone en fort régime de dispersion normale et anormale a permis d'obtenir un continuum visible allant de 380 à 700 nm. D'autre part, il a été montré que l'élargissement spectral dans le visible dépendrait principalement de la puissance de pompe infrarouge. En effet, une diminution de la puissance de pompe à 532 nm se traduit par une densité spectrale de puissance plus faible dans le continuum visible, mais la largeur du spectre visible est globalement conservée.

9.2 Élargissement spectral par création d'une pompe secondaire dans la fibre optique

9.2.1 Contexte et objectifs scientifiques

L'objectif est ici de faire évoluer le système de génération de supercontinua à double pompage en générant la seconde onde directement dans la fibre optique à partir d'une unique pompe à 1064 nm. Nous avons étudié deux pistes en particulier :

- par génération de seconde harmonique dans la fibre optique par un poling optique,
- par mélange à quatre ondes, en créant dans la partie visible du spectre, une onde anti-Stokes afin d'initier l'élargissement spectral dans cette zone.

Les détails de ces travaux de recherche sont présentés dans la publication en page 109.

9.2.2 Principaux résultats

Génération de seconde harmonique par poling optique dans une fibre optique microstructurée dopée germanium

Bien que la silice soit un milieu centrosymétrique, et ne présente donc *a priori* aucune nonlinéarité d'ordre 2, la génération de seconde harmonique est néanmoins possible dans les fibres en silice. En effet, la présence d'ions germanium d'une part, et les biréfringences locales aux interfaces cœur/gaine permettent de briser localement la centrosymétrie.

Dans une première étape, on inscrit un réseau périodique dans une fibre optique microstructurée fortement dopée au germanium . Pour cela, on injecte des impulsions subnanosecondes à 1064 nm et 532 nm. Le battement entre l'onde fondamentale et sa seconde harmonique crée alors des déplacements de charges à l'origine de l'instauration d'un poling optique [Stolen 87]. Dans un second temps, on injecte uniquement l'onde fondamentale. On obtient alors un élargissement spectral dans l'infrarouge, ainsi qu'une conversion partielle à la fréquence double grâce au quasi-accord de phase induit par le poling optique. Les effets de modulation de phase croisée entre le spectre infrarouge et l'onde à 532 nm ainsi créée engendrent l'apparition d'un élargissement spectral dans le domaine du visible sur plus de 250 nm, comme le montre la figure 9.6.

Mélange à quatre onde large bande

Nous avons montré qu'il est possible d'initier la génération d'un continuum visible à partir d'une pompe unique à 1064 nm grâce à une non linéarité d'ordre 3. Des impulsions de 600 ps



FIGURE 9.6 – Continuum visible obtenu grâce à la génération de seconde harmonique dans une fibre optique microstructurée dopée germanium, après inscription d'un poling optique. Le zéro de dispersion se situe à 875 nm.

ont été injectées dans une fibre optique microstructurée de 2 m de long. Le pompage s'effectue en régime de dispersion anormal (figure 9.7a). La propagation dans la fibre se fait sur le mode spatial LP_{01} pour les longueurs d'onde supérieures à 750 nm, et sur le mode LP_{01} pour les longueurs d'onde inférieures à 1 µm.

Nous avons montré qu'en injectant des impulsions à 1064 nm de puissance crête de l'ordre de 6 kW en excitant simultanément les modes spatiaux LP_{01} et LP_{11} , il était possible de créer un mélange à quatre ondes, en créant une onde Stokes dans l'infrarouge, sur le mode LP_{01} , et une onde anti-Stokes dans le visible, aux alentours de 650 nm, se propageant sur le mode LP_{11} . C'est cette composante spectrale qui est à l'origine de la création du supercontinuum dans le visible, d'abord en s'élargissant par automodulation de phase, puis par modulation de phase croisée avec le spectre infrarouge.



(a) Courbes de dispersion chromatique pour les modes LP01 et LP11.

(b) Élargissement spectral mesuré dans le visible et l'infrarouge.

FIGURE 9.7 – Génération d'un supercontinuum grâce à un mélange à quatre ondes modal.

Le supercontinuum obtenu est représenté sur la figure 9.7b. L'élargissement spectral s'étend

de 350 nm à 1750 nm (limite de l'appareil de mesure). Les variations des spectres dans le visible d'une part, et dans l'infrarouge d'autre part, ne dépassent pas 5 dB. Le niveau de puissance dans le visible est 10 dB en dessous de l'infrarouge. Le spectre visible généré est spatialement unimodal, et se propage sur le mode LP₁₁.

9.3 Encadrement et publications

Coencadrement de stages de Master 2

[E 9] VIRGINIE BERNICAL,
 « Génération de continuums dans les fibres microstructurées par excitation picoseconde »,
 Stage de DEA, Université de Limoges, 2002

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- [PI 5] « Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holet fibers by SHGinduced modulation instabilities »,
 V. TOMBELAINE, C. LESVIGNES, P. LEPROUX, L. GROSSARD, V. COUDERC, J. L. AUGUSTE, J. M. BLONDY, G. HUSS and P. H. PIOGER,
 Optics Express Vol 13, n°19, pp. 7399–7404 (2005)
- [PI 6] « Raman cascade suppression by using wide band parametric conversion in large normal dispersion regime »
 V. COUDERC, P. LEPROUX, V. TOMBELAINE, L. GROSSARD and A. BARTHÉLÉMY Optics Express Vol 13, n°21, pp. 8584–8590 (2005)
- [PI 13] « Unprecedented Raman cascading and four-wave mixing from second-harmonic generation in optical fiber »,
 V. COUDERC, A. TONELLO, C. BUY-LESVIGNE, P. LEPROUX and L. GROSSARD,
 Optics Letters Vol. 35, Iss. 2, pp. 145–147 (2010)

Publications dans des revues nationales avec comité de Lecture

[PN 4] « Génération d'un supercontinumm utilisant le doublage et le triplage de fréquence dans une fibre microstructurée »,
C. LESVIGNE ET V. TOMBELAINE ET L. GROSSARD ET P. LEPROUX ET J. M. BLONDY ET J. L. AUGUSTE ET P. ROY ET V. COUDERC ET G. HUSS et P. H. PIOGER,
Journal de Physique IV, vol. 135, pp.219-221 (2006)
Communications orales ou par affiche dans des congrès nationaux avec actes

[CN 4] « Génération de supercontinuums par pompage multi-longueur d'onde dans les fibres optiques micro structurées »,

V. TOMBELAINE, P. LEPROUX, S. FÉVRIER, P. ROY, P.-A. CHAMPERT, L. GROSSARD et V. COUDERC, Journées Nationales d'Optique Guidée 2004 (JNOG), 25–27 octobre 2004, Paris

- [CN 7] « Génération d'un supercontinuum utilisant le doublage et le triplage de fréquence dans une fibre optique microstructurée »,
 C. LESVIGNE, V. TOMBELAINE, L. GROSSARD, P. LEPROUX, J. M. BLONDY, J. L. AUGUSTE, P. ROY,
 V. COUDERC, G. HUSS et P. H. PIOGER,
 Conférence sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ 9, 7–9 septembre 2005, Dijon
- [CN 8] « Génération de second harmonique dans les fibres optiques microstructurées pour l'obtention de supercontinuum très large bande », V. TOMBELAINE, P. LEPROUX, V. COUDERC et L. GROSSARD,

GDR Ondes, 2005, Marseille

[CN 9] « Génération de second harmonique dans les fibres optiques microstructurées : application aux supercontinua »,

V. TOMBELAINE, P. LEPROUX, V. COUDERC, L. LABONTÉ, L. GROSSARD G. HUSS et P.H. PIOGER, Journées Nationales d'Optique Guidée, 8–10 novembre 2005, Chambéry

- [CN 10] « Fibre optique microstructurée fortement biréfringente pour la génération d'un continuum par effet de doublage et de triplage de fréquence »,
 C. LESVIGNE, V. TOMBELAINE, L. GROSSARD, P. LEPROUX, J.M. BLONDY, J.L. AUGUST, P. ROY, V. COUDERC, G. HUSS et P. H. PIOGER,
 Journées Nationales d'Optique Guidée, 8–10 novembre 2005, Chambéry
- [CN 11] « Génération de second harmonique et élargissements spectraux dans les fibres dopées germanium »,
 V.COUDERC, A. TONELLO, P. LEPROUX, C. BUY, G. MELIN et L. GROSSARD,
 Journées Nationales d'Optique Guidée, 20–22 octobre 2008, Lannion

Raman cascade suppression by using wide band parametric conversion in large normal dispersion regime

Vincent Couderc, Philippe Leproux, Vincent Tombelaine, Ludovic Grossard, A. Barthélémy

Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes, UMR CNRS 6615 Faculté des Sciences et Techniques, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex, France <u>coudercv@ircom.unilim.fr</u>

Abstract: We present experimental results on the suppression of a complete Raman cascade in a holey fiber by using gain competition with parametric processes. The modulation instabilities which strongly affect the stimulated Raman scattering (SRS) gain are induced by two pump wavelengths (532 nm, 1064 nm) placed far and quasi symmetrically on each side of the zero dispersion wavelength (ZDW) of the fiber (790 nm). The competition between these two nonlinear effects takes place in large normal dispersion regime. We experimentally determinate the quantity of energy needed at each pump wavelength to obtain total suppression of the SRS and we evaluate the sensitivity of this effect with respect to the ZDW position.

©2005 Optical Society of America

OCIS codes: (190.4370) Nonlinear optics, fibers; (190.5650) Raman effect; (190.4410) nonlinear optics, parametric processes; (190.3270) Kerr effect.

References and links

- 1. R. H. Stolen, M. A. Bösch and C. Lin, "Phase matching in birefringent fibers," Opt. Lett. 6, 213-215 (1981).
- M. Nakazawa, T. Nakashima and S. Seikai, "Raman amplification in 1.4-1.5-μm spectral region in polarization-preserving optical fibers," J. Opt. Soc. Am. B 2, 515-521 (1985).
- 3. J. K. Chee and J. M. Liu, "Raman-assisted parametric frequency and polarization conversion in a birefringent fiber," Opt. Lett. **14**, 820-822 (1989).
- J. K. Chee and J. M. Liu, "Polarization-dependent parametric and Raman processes in a birefringent optical fiber," IEEE J. Quantum Electron. 26, 541-549 (1990).
- T. Yang and P. Gao, "Stimulated four-photon mixing with crossed pump dividing in an optical fiber," Opt. Lett. 15, 1002-1004 (1990).
- S. Trillo and S. Wabnitz, "Parametric and Raman amplification in birefringent fibers," J. Opt. Soc. Am. B 9, 1061-1082 (1992).
- 7. P. Tchofo Dinda, G. Millot and S. Wabnitz, "Polarization switching and suppression of stimulated Raman scattering in birefringent optical fibers," J. Opt. Soc. Am. B **15**, 1433-1441 (1998).
- P. V. Mamyshev, A. P. Vertikov and A. M. Prokhorov, "Switching of the frequency shift of stimulated Raman scattering caused by parametric interaction in optical fibres," Sov. Lightwave Commun. 2, 73-77 (1992).
- A. P. Vertikov and P. V. Mamyshev, "Mixed-mode and single-mode types of parametric suppression of stimulated Raman scattering in birefringent fibres," Sov. Lightwave Commun. 2, 119-124 (1992).
- Y. R. Shen and N. Bloembergen, "Theory of stimulated Brillouin and Raman scattering," Phys. Rev. 137, A1787-A1805 (1965).
- E. Golovchenko, P. V. Mamyshev, A. N. Pilipetskii and E. M. Dianov, "Mutual influence of the parametric effects and stimulated Raman scattering in optical fibers," IEEE J. Quantum Electron. 26, 1815-1820 (1990).
- 12. S. Pitois, G. Millot and P. Tchofo Dinda, "Influence of parametric four-wave mixing effects on stimulated Raman scattering in bimodal optical fibers," Opt. Lett. 23, 1456-1458 (1998).
- 13. P. Tchofo Dinda, G. Millot and S. Wabnitz, "Polarization switching of stimulated Raman scattering in optical fibers by dual-frequency pumping," Opt. Lett. 22, 1595-1597 (1997).

#8401 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA

- 14. T. Sylvestre, H. Maillotte and E. Lantz, "Stimulatted Raman suppression under dual frequency pumping in singlemode fibres," Electron. Lett. **34**, 1417-1418 (1998).
- T. Sylvestre, H. Maillotte, P. Tchofo Dinda and E. Coquet, "Suppression of stimulated Raman scattering in optical fibres by power-controlled multifrequency pumping," Opt. Comm. 156, 32-36 (1999).
- P. Tchofo Dinda, S. Wabnitz, E. Coquet, T. Sylvestre, H. Maillotte and E. Lantz, "Demonstration of stimulated-Raman-scattering suppression in optical fibers in a multifrequency pumping configuration," J. Opt. Soc. Am. B 16, 757-767 (1999).
- P. A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonté, P. Roy, C. Froehly and P. Nérin, "White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multiwavelength pumping system," Opt. Express 12, 4366-4371 (2004), <u>http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-12-19-4366</u>.

1. Introduction

Stimulated Raman Scattering is a nonlinear process induced by the propagation of intense laser beams in nonlinear media. This effect can be understood as an energy transfer from a pump field toward another field whose frequency is downshifted by an amount determinated by the vibrational modes of the medium. Combined with other processes, this nonlinear phenomenon is exploited in holey fibers for continuum generation, in which it largely participates to the spectral enlargement. Nevertheless its contribution in the nonlinear propagation induces non homogeneous spectral broadening with large modulations which limit the use of the generated broadband signal. It is known that SRS can be strongly affected by parametric processes as four-wave-mixing (FWM) or modulation instabilities (MI) [1-9]. After the first investigation by Shen and Bloembergen [10], many papers have shown the interplay between Raman effect and nonlinear mixing processes [5-7]. For example, it was already demonstrated that the effective Raman gain may be suppressed through the coupling between Stokes and anti-Stokes waves, which occurs for relatively small value of the linear wave vector mismatch with the pump [6-7][11]. Moreover we can note that the influence of parametric gain was analyzed and observed in bimodal fibers under single frequency pumping conditions in normal dispersion regime [12]. In this study, modal phase matching between the fundamental and the first high order transverse mode of the fiber could induce MI effect causing strong perturbation in SRS growing.

Finally, Raman annihilation was demonstrated using double pumping scheme. First, the two non degenerate frequencies were orthogonally polarized. SRS was then suppressed in one axe of a highly birefringent fiber through the orthogonal components of the Raman nonlinearity [13]. Later, pure non parametric SRS suppression was demonstrated by using the combined effect of Raman Stokes gain and Raman anti-Stokes absorption processes with parallel polarization of the two input waves [14-16]. Nevertheless, among all these published papers, no suppression of a complete Raman cascade in large normal dispersion regime was, to our knowledge, already observed.

We present in this paper an experimental investigation showing the total suppression of Raman cascade by using gain competition with MI process. This effect is observed in a singlemode microstructured silica fiber longitudinally pumped by two radiations placed quasi symmetrically on each side of the ZDW of the fiber [17]. The gain competition takes place in large normal dispersion regime with a large evolution of the chromatic dispersion. We determinate the experimental conditions in term of pump power leading to SRS suppression.

2. Experimental set-up; characteristics of the optical fiber

The setup used in the experiment is shown in Fig. 1. The pump source consists of a passively Q-switched Nd:YAG microchip laser delivering 600 ps duration pulses at $\lambda_1 = 1064$ nm with a repetition rate of 5.4 kHz. The free space radiation of the laser is frequency doubled in a 20 mm long type-II KTP crystal, with 30 % conversion efficiency, yielding to pulses of 420 ps at $\lambda_2 = 532$ nm. A polarizer placed between the fiber and the nonlinear crystal selects a linear polarization state. The infrared and green radiations are coupled into a 3 m long air-

#8401 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA

silica microstructured optical fiber (MOF). The insertion of two filters (named "RG 850" and "BG 18") permits to select either the infrared or the visible pump with more than 40 dB of attenuation. This permits to have less than 20 mW of peak power at 532 nm and less than 60 mW (peak power) at the fundamental wavelength in single-pump configuration.





The MOF used in these experiments has been fabricated by using the conventional stack and draw process. A cross sectional scanning electron microscope image of the fiber is shown in Fig. 2. The hole-to-hole spacing Λ is around 2.5 μ m, the average hole diameter d is 1.5 μ m, leading to a core diameter approximately equal to 3.5 μ m. After coiling the fiber on a 1.5 cm roller, we observed singlemode propagation from blue to infrared region. Moreover this fiber has been specially designed for exhibiting low OH- absorption at 1.4 μ m.

The chromatic dispersion and the effective area of the fundamental mode have been computed from 400 to 1600 nm using a full vectorial finite element algorithm and taking into account the actual cross section of the fiber (see Fig. 2). The ZDW is located at $\lambda_{\text{ZDW}} \sim 790$ nm between the two pump wavelengths λ_2 and λ_1 . The chromatic dispersion of the fundamental transverse mode is respectively -350 ps/nm/km and +95 ps/nm/km at these wavelengths. The small effective area A_{eff} is equal to 2.4 µm² and 2.9 µm² at 532 and 1064 nm respectively. The nonlinear coefficient $\gamma = 2\pi . n_2/\lambda.A_{\text{eff}}$ is then 0.15 W⁻¹.m⁻¹ for the second harmonic wave and 0.06 W⁻¹.m⁻¹ for the fundamental (n₂ being the nonlinear refractive index, $n_2 \sim 3 \times 10^{-20}$ m².W⁻¹ for silica fibers).



Fig 2. Chromatic dispersion curve (left) and effective area (right) of the fundamental transverse mode of the fiber versus wavelength. Inset: cross sectional scanning electron microscope image of the microstructured air-silica fiber.

3. Raman cascade generation

In a first step, we launched the green pump into the waveguide. We observed successively the apparition of a weak anti-Stokes and several energetic Stokes waves. For a peak power of ~ 300 W and an average power of 1 mW measured at the output end of the fiber, we obtained six Stokes orders (see Fig. 3). The spectral shift of each ray is equal to the silica shift

#8401 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA

(~13.5 THz). Due to the strong normal dispersion at 532 nm, SRS is the dominating nonlinear process. The SRS threshold was experimentally determinated and is close to ~ 100 W (peak power of the green light).



Fig. 3. Photograph and profile of the generated output spectrum. Six Stokes components are visible with an input peak power of ~ 300 W at 532 nm.

4. Raman cascade suppression

In a second step, by removing BG 18 filter, we added the fundamental wavelength of the Nd:YAG laser and we coupled it into the holey fiber without modification of the precedent step. The addition of pump power at 1064 nm permits to obtain significant spectral broadening both in infrared and visible regions. First, the spectral enlargement in infrared domain (between 1064 and 1800 nm) is the result of the combination of Raman effect, Self Phase Modulation (SPM), Cross Phase Modulation (XPM) and parametric mixing. Higher is the infrared pump power, larger is the spectrum. The evolution of this continuum versus the input power is shown in Fig. 4(c).

The second continuum takes place in the visible region around the first pump at 532 nm and extends from ultraviolet (350 nm) to near infrared region (700 nm) (Fig. 4(a) and 4(b)). For a low input power at 1064 nm, the nonlinear generation remains weak and is visible 20 dB below the Stokes components. This effect is due to MI induced by the double pumping system. For a sufficiently low infrared input power, no modification of the Raman cascade is observed. Then, we can see superimposition of the two spectral broadening effects.

By increasing the infrared pump level, without any change on the green pump level, we observe the growth of infrared and visible continua. Simultaneously we obtain the gradual disappearing of Stokes rays (Fig. 4(a) and 4(b)). The decrease of the Raman contribution is realized progressively, Stokes ray by Stokes ray, with the increase of the infrared pump power. This effect is equivalent to a progressive decrease of the pump level which is directly responsible for the SRS effect (532 nm). We observed this phenomenon up to the complete removing of the Stokes components. The modulated spectral broadening is then replaced by a smooth continuum between ultraviolet and red wavelengths. The required infrared peak power to obtain total suppression of the Raman cascade is close to 1.8 times the green input peak power. The calculated intensity ratio between the two input wavelengths leading to a total suppression of the Raman contribution is $I_{2\omega}/I_{\omega} = 0.7 \pm 0.1$.

#8401 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA

It is worth to note that the output level of the generated smooth continuum is at least 15 dB lower than the Raman cascade level. This fact proves that the Raman contribution decreases without being masked by MI process. Furthermore, Raman cascade suppression is a completely reversible process, i.e. for a fixed infrared pump power, the Raman cascade reappears when increasing the green power above the 0.7 ratio.



Fig. 4. Experimental results showing the Raman cascade suppression according to the increase of the infrared pump peak power (1064 nm) for a fixed input level at 532 nm (300 W peak power). Photograph of the phenomenon (diffracted output beam) (a); Spectrum profile of the visible continuum (b); Spectrum evolution of the infrared continuum (c).

It is clear that Raman effect and MI grow using green pump but are not directly linked. The Raman cascade does not participate to the MI phenomenon. To prove this fact, we realized the same operation as previously but with a low amount of energy at 532 nm. We sent an energetic fundamental pump at 1064 nm (~ 1000 W peak power) with a weak pump in the visible region (peak power: 15 W). In these conditions, we observed spontaneously a smooth continuum between 400 and 580 nm. Because of the low pump power at 532 nm, the output power spectral density is weak. Increasing the green pump level, no modification of the nonlinear behavior is observed while the intensity ratio between the two pump powers remains lower than ~ 0.7. The increase of the 532 nm pump power permits to obtain higher power spectral density of the visible continuum with a larger spectrum (Fig. 5). This double pumping system which induces MI blocks the expansion of the Raman phenomenon. It is known that MI appears at lower power threshold than SRS. In our case, the SRS growth is only due to the green pump power whereas the MI effect is induced both by the infrared and the green powers. In these conditions, an appropriate adjustment of the power ratio between the two pumps permits to maintain Raman gain lower than MI gain.

Moreover, we can note in Fig. 5 the presence of spectral broadening due to third harmonic generation from the strong infrared pump. This third harmonic generation process extends the bandwidth of the continuum. The non evolution of the ultraviolet-blue part of the spectrum proves the non modification of the infrared pump power during the process.

#8401 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA



Fig. 5. Evolution of the visible spectrum versus the green (532 nm) pump peak power for a fixed input peak power of the infrared pump (\sim 1000 W).

SRS suppression has also been observed in several other singlemode microstructured fibers with core diameters as high as $4\,\mu\text{m}$. It seems that MI developing is not extremely sensitive to the ZDW position of the fundamental transverse mode with respect to the two pump wavelengths. Indeed Raman suppression was observed with ZDW position varying from 790 to 860 nm.

The length of the used fiber is another important parameter as well. No modification of the nonlinear process is observed for fiber lengths between 0.7 and 30 m. Only the intrinsic losses of the fiber may modify the pump power ratio needed for total suppression of the SRS process. The use of shorter fibers requires higher input power in order to observe significant suppression of several Stokes components. A more complete study with ultra short microstructured fibers is currently under investigation.

In addition, Raman cascade annihilation was observed in a germanium-doped multimode microstructured fiber using the same double pumping system. All the Stokes components on all transverse modes were removed thanks to the MI process. As a matter of fact, the multimode transverse structure of the waveguide permits modal phase matching and consequently favors the growth of parametric processes. Besides it seems that germanium-doping permitted to exacerbate the efficiency of both SRS and MI effects, as the same SRS suppression phenomenon as previously was observed.

At last, according to our measurements, it is clear that the different microstructured fibers used in the experiments exhibit a large birefringence. Furthermore the infrared and visible pump radiations are linearly polarized at the input end of the fiber. Maintaining the polarization of the second harmonic wave fixed, we modified the orientation of the linear polarization of the fundamental radiation by using a 1064 nm half wave plate at the zero order. We then observed low evolution of the spectrum width versus the polarization orientation. Moreover no significant change in the nonlinear behavior was obtained for each orientation. This experiment proves that vectorial FWM phenomenon takes place in the spectral broadening. At this point, numerical investigation is then required for a better understanding of vectorial FWM impact.

5. Conclusion

We experimentally demonstrated Raman cascade suppression by using competition with MI process in a microstructured singlemode optical fiber. The parametric process was induced by a double pumping system in large normal dispersion regime with a strong evolution of the chromatic dispersion. The total suppression of the six Stokes components was obtained for a proper peak power ratio between the two input pump waves. This effect was observed in

#8401 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA

several microstructured fibers with different characteristics and also in a multimode germanium-doped fiber. Theoretical description of this phenomenon is currently under investigation.

Acknowledgments

The authors thank G. Millot, F. Van Holsbeeck, T. Sylvestre, H. Maillotte for fruitful discussions and ABX Diagnostics (HORIBA group) for its financial support.

#8401 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA

Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holey fibers by SHG-induced modulation instabilities

Vincent Tombelaine, Christelle Lesvigne, Philippe Leproux, Ludovic Grossard, Vincent Couderc, Jean-Louis Auguste, Jean-Marc Blondy

Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes, UMR CNRS 6615 Faculté des Sciences et Techniques, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex, France leproux@ircom.unilim.fr

http://www.ircom.unilim.fr

Guillaume Huss, Paul-Henri Pioger

Projet LEUKOS, Incubateur Limousin d'entreprises, ESTER technopole, BP6935, 87069 Limoges Cedex, France huss@ircom.unilim.fr

Abstract: Second harmonic generation in an air-silica microstructured optical fiber pumped by subnanosecond pulses is used in order to initiate modulation instability processes in normal and anomalous dispersion regimes. This allows us to generate an ultra wide and flat supercontinuum (350-1750 nm), covering the entire transparency window of silica and exhibiting a singlemode transverse profile in visible range.

©2005 Optical Society of America

OCIS codes: (190.4370) Nonlinear optics, fibers; (190.5530) Pulse propagation and solitons

References and links

- L. Provino, J. M. Dudley, H. Maillotte, N. Grossard, R. S. Windeler and B. J. Eggleton, "Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructured fibre," Electron. Lett. 37, 558-560 (2001).
- A. Mussot, T. Sylvestre, L. Provino and H. Maillotte, "Generation of a broadband single-mode supercontinuum in a conventional dispersion-shifted fiber by use of a subnanosecond microchip laser," Opt. Lett. 28, 1820-1822 (2003).
- W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Biancalana and P. St. J. Russell, "Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres," Opt. Express 12, 299-309 (2004), <u>http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-12-2-299</u>.
- S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell and M. W. Mason, "Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides," Opt. Express 12, 2864-2869 (2004), <u>http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-12-13-2864</u>.
- P. A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonté, P. Roy, C. Froehly and P. Nérin, "White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multiwavelength pumping system," Opt. Express 12, 4366-4371 (2004), http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-12-19-4366.
- V. Tombelaine, V. Couderc, P. Leproux, L. Grossard, J. L. Auguste and J. M. Blondy, "Modulational instabilities in normal dispersion regime leading to white-light supercontinuum generation," CLEO/QELS, Baltimore, Maryland, USA, paper CTuJ2 (2005).
- B. T. Kuhlmey, R. C. Mc Phedran and C. M. de Sterke, "Modal cutoff in microstructured optical fibers," Opt. Lett. 27, 1684-1686 (2002).
- Y. Sasaki and Y. Ohmori, "Phase-matched sum-frequency light generation in optical fibers," Appl. Phys. Lett. 39, 466-468 (1981).
- U. Osterberg and W. Margulis, "Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber," Opt. Lett. 11, 516-518 (1986).
- R. H. Stolen and H. W. K. Tom, "Self-organised phase-matched harmonic generation in optical fibers," Opt. Lett. 12, 585-587 (1987).
- M. A. Saifi and M. J. Andrejco, "Second-harmonic generation in single-mode and multimode fibers," Opt. Lett. 13, 773-775 (1988).

#8215 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA

- R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm, "Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers," IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 1062-1071 (1982).
- 13. U. Osterberg, R. I. Lawconnell, L. A. Brambani, C. G. Askins and E. J. Friebele, "Modal evolution of induced second harmonic light in an optical fiber," Opt. Lett. **16**, 132-134 (1991).
- K. M. Hilligsøe, T. Vestergaard Andersen, H. N. Paulsen, C. K. Nielsen, K. Mølmer, S. Keiding, R. Kristiansen, K. Per Hansen and J. J. Larsen, "Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths," Opt. Express 12, 1045-1054 (2004), http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-12-6-1045.
- M. H. Frosz, O. Bang, A. Bjarklev, P.E. Andersen and J. Broeng, "Supercontinuum generation in photonic crystal fibers: The role of the second zero dispersion wavelength," CLEO/QELS, Baltimore, Maryland, USA, paper CWC1 (2005).

1. Introduction

The combination of microstructured optical fibers and subnanosecond microchip lasers allows to realize very compact and efficient systems leading to wide band supercontinuum generation [1-4]. In particular, homogeneous spectral broadening can be achieved in large normal dispersion regime by means of modulation instabilities (MI) induced by a double pumping system [5-6]. We show here that the same type of phenomenon can be observed by using a single pump laser and generating its second harmonic frequency directly in the fiber. We demonstrate that second harmonic generation occurring in the holey fiber is sufficiently efficient to initiate spectacular MI processes in large normal dispersion regime and to obtain a white light source with a single pump laser at 1064 nm.

The generated supercontinuum surprisingly extends from almost 350 to 1750 nm (limited by measurement), covering the entire transparency window of silica optical fibers. The spectrum is divided into two parts, on both sides of the pump wavelength, with a flatness of around 5 dB for each part. The transverse spatial profile of the output beam is singlemode and is built on the second order mode (LP₁₁) of the fiber in the visible range. No supercontinuum exhibiting such kind of performances and bringing such nonlinear processes into play was, to our knowledge, already published.

This white light source is suitable for many applications requiring low cost and compactness, such as Optical Coherence Tomography (OCT), confocal microscopy, hematological diagnosis or also spectroscopy. Some first measurements demonstrate the presence of energy in the UV range, opening a new field of possible applications of this technology.

2. Experimental set-up and characteristics of the microstructured fiber

The set-up is shown on Fig. 1. The pump source consists of a Q-switched Nd:YAG laser delivering 600 ps pulses at $\lambda = 1064$ nm. It is coupled into a 2-m long air-silica microstructured optical fiber by means of a focusing lens. A half wave plate is used to make the polarization rotate on the input end of the fiber.

The microstructured fiber, fabricated in our laboratory, has a hole-to-hole spacing Λ of around 2.2 µm and an average hole diameter of 1.5 µm, resulting in a ratio d/ Λ equal to 0.68 and indicating that the fiber is highly nonlinear and slightly multimode [7]. This fiber exhibits two propagation modes (fundamental mode, LP₀₁ and second order mode, LP₁₁) for wavelengths in the visible range and is strictly singlemode beyond 1200 nm. The transition between these two behaviors, around 1 µm, is gradual and permits to transfer more or less energy to the two transverse modes. The chromatic dispersion curves of these two modes have been calculated with a finite element method and are plotted on Fig. 2. For LP₀₁ mode, the zero dispersion wavelength (ZDW) is located at 870 nm. For LP₁₁ mode, it is shifted down to 710 nm and a second ZDW appears at 1100 nm.

#8215 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA



Fig. 2. Calculated chromatic dispersion curves of fundamental and second order modes of the microstructured fiber. Inset: cross sectional scanning electron microscope image of the fiber.

3. Second harmonic generation (SHG) in the microstructured fiber

When we launched the fundamental radiation (1064 nm) into the microstructured fiber, we clearly observed the generation of energy at 532 nm inside the fiber, corresponding to the doubling of the fundamental frequency [8-11]. This SHG is due to local inhomogeneities located in silica glass and also to the core-cladding interface, corresponding to the air-silica interfaces, encountered by the pump wave propagating in the core. The SHG efficiency remains weak (few %) but is sufficient to initiate MI processes and to generate a wide band supercontinuum, as shown underneath. Figure 3 shows an example of spectrum measured for a low pump power launched into the fiber: the pump line at 1064 nm is slightly broadened and the SHG line is visible at 532 nm.

4. Visible and infrared spectral broadening

It has been previously demonstrated [5-6] that a double pumping system (both 532 and 1064 nm pump wavelengths) could induce MI process leading to supercontinuum generation in large normal dispersion regime, over the whole visible range and without any presence of noticeable peaks due to stimulated Raman scattering (SRS). The phase matching condition was then achieved thanks to a strong nonlinear phase shift combined with the particular dispersion characteristics of the fiber, depending on the considered propagation mode (LP₀₁).

Identical MI process can be obtained by pumping the fiber at a single wavelength (1064 nm), the second wave (532 nm) being created directly inside the fiber by means of SHG. Indeed we obtained by this way the supercontinuum plotted on Fig. 4, which exhibits a wide and flat spectral broadening in the visible domain. A continuum was also observed in the infrared range, i.e. in anomalous dispersion regime, resulting from the combination of self and cross phase modulation, SRS and four-wave mixing. The whole broadening finally extends

#8215 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA

from 350 to 1750 nm (lowest and highest limits of the OSA used), covering the entire transparency window of silica. For each part of the spectrum, the flatness is around 5 dB. The visible part is 10 dB lower than the infrared one.

Finally, the output beam is spatially singlemode, with the typical transverse distribution of the second order mode (LP₁₁) of the fiber in the visible range, as shown in inset of Fig. 4. The IR part of the continuum above 1 μ m propagates on the single LP₀₁ mode whereas the energy between 750 and 1000 nm propagates on both LP₀₁ and LP₁₁ modes.



Fig. 3. Spectrum measured at the output end of the microstructured fiber (2 m), showing second harmonic generation at 532 nm from the fundamental wavelength at 1064 nm (RPP = Remaining Pump Power of the microchip laser @ 800 nm). The peak pump power at 1064 nm is 100 W.



Fig. 4. Spectral broadening measured in visible and infrared ranges (peak pump power at 1064 nm: 6 kW). Inset: fiber output diffracted beam and far field transverse distribution (LP_{11} mode).

5. Analysis of the phenomenon

In order to analyze the experimental results shown on Fig. 4, we computed the parametric gain from the formalism initially developed by Stolen *et al.* in the case of double pumping near the ZDW of the fiber [12]. We applied this formalism to the case of two pump waves (1064 and 532 nm) positioned on both sides and far from the ZDW, for LP₀₁ and LP₁₁ modes.

#8215 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA

The calculated parametric gain is extremely sensitive to the position of the ZDW of the considered transverse mode. When LP_{01} mode (ZDW = 870 nm) is considered, the parametric gain is mainly obtained between the two pump wavelengths. On the contrary, operating on LP_{11} mode (ZDW = 710 nm) permits to create new gain bands, particularly below the pump wavelength at 532 nm, i.e. in large normal dispersion regime. The shift of the ZDW towards shorter wavelengths makes possible phase matched nonlinear processes for visible spectral components and produces light in UV-blue range. Experimentally, the influence of the ZDW position is less significant than in numerical simulations but the experimental work demonstrates that the spectral position of the two pump waves is a crucial point in the spectrum build-up. So the position of the ZDW between the two pump wavelengths determines the shape of the spectrum generated in the fiber but also the conversion efficiency of the nonlinear process. In our case, operating on the second order mode of the fiber has led to a very large broadening, from the UV to the IR, with a low amount of power at 532 nm. In the case of SHG on the fundamental mode, the very low efficiency of this nonlinear process does not permit to induce MI and consequently does not create a large spectral broadening in the visible range.

It is clear that the propagation conditions of the generated second harmonic wave determine the phase matching conditions required for the SHG nonlinear process. This also determines the transverse mode of propagation of the supercontinuum in the visible range. In our case, the SHG is spontaneously created from LP_{01} mode towards LP_{11} mode. This surprising effect was already observed by Osterberg *et al.* [13] in a non microstructured optical fiber. The modal structure of the photoinduced second harmonic light in optical fibers depends on the IR intensity used to pump the material. It seems also that the core profile of the microstructured fiber plays a large role in the propagation of the 532 nm radiation.

The birefringence of the fiber is another important characteristic of the guide for SHG process, and we clearly observed its influence in our experiments. The orientation of the input beam polarization versus the neutral axes of the microstructured fiber permits us to excite LP_{11} mode either with horizontal polarization or with vertical polarization. This determines the polarization of the supercontinuum obtained at the output of the fiber. It is also possible to excite the two orthogonally polarized modes. In this case, these two structures propagate together in the fiber and the supercontinuum observed at the output end exhibits a ring-shaped transverse energy distribution ("white donut"). Nevertheless, the phase matching conditions of nonlinear processes are not identical for the two LP_{11} modes. The spectral width and shape of the generated continuum evolve with the polarization state of the input beam. The maximal enlargement of the spectrum corresponds in our case to a strictly vertically polarized excitation.

A final point is that it is obvious that the second ZDW at 1100 nm plays an important role in the spectral broadening, as it has already been demonstrated in other studies [14-15]. Indeed, the proximity of the pump wavelength at 1064 nm from this second ZDW should favor parametric processes. The change of dispersion sign between the two sides of the ZDW can allow nonlinear phase matched processes and lead in particular to degenerated four wave mixing processes. However, the efficiency of this phenomenon may be limited by the quasi bimodal propagation in this range of wavelength.

6. Conclusion

We have demonstrated ultra wide band supercontinuum generation in a highly nonlinear airsilica microstructured optical fiber, using for the first time SHG process in the fiber. The pump source is a simple subnanosecond microchip laser emitting at 1064 nm. The output beam is singlemode in the visible region and has its spectrum extended over the whole transparency window of silica (350-1750 nm). This spectral broadening is achieved thanks to a modulation instability process in which a wave at 532 nm is involved. This wavelength is created inside the fiber by second harmonic generation from the fundamental frequency of the pump laser.

#8215 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA

This experiment results in the design of a very compact and cost effective white light source, consequently easily usable in many applications. This technique is under patent pending with the French CNRS and opens new perspectives for multi-wavelength pumping of nonlinear microstructured optical fibers.

Acknowledgments

The authors thank ABX Diagnostics (HORIBA group) for financial support.

#8215 - \$15.00 USD (C) 2005 OSA

Interféromètre à somme de fréquences appliqué à l'imagerie haute résolution en astronomie

10

Contexte de l'interférométrie à somme de fréquences

10.1 Imagerie haute résolution

La synthèse d'ouverture est une technique d'imagerie haute résolution qui permet de dépasser les performances des grands télescopes monolithiques en terme de résolution angulaire, limitées par le diamètre de leur miroir primaire. La méthode s'appuie sur l'expérience des fentes d'YOUNG (Thomas YOUNG, 1803), et consiste à utiliser plusieurs télescopes fonctionnant en réseau, et de combiner les faisceaux lumineux issus de chacun d'entre eux afin de créer un système de franges d'interférence. L'analyse de ce système de franges permet d'étudier la distribution d'intensité angulaire d'un objet distant. Cette application de l'interférométrie a été proposée initialement en 1868 par FIZEAU [Fizeau 68], qui imaginait qu'« *en formant, au moyen de deux larges fentes très écartées, des franges d'interférence au foyer des grands instruments destinés à observer les étoiles, il deviendra possible d'obtenir quelques données nouvelles sur les diamètres angulaires de ces astres ». Les premiers résultats expérimentaux ont été obtenus par MICHELSON en 1891, avec la mesure des diamètres angulaires des satellites de Jupiter [Michelson 91], puis en 1921 avec la première mesure du diamètre angulaire de l'étoile Bételgeuse [Michelson 21].*

Dans un dispositif à synthèse d'ouverture, la résolution angulaire est liée à la plus grande distance qui sépare les différents télescopes (on appelle cette distance la *base*). Pour mesurer le diamètre de Bételgeuse, MICHELSON a utilisé deux miroirs de 15 cm de diamètre, séparés par une distance allant jusqu'à 6 m. À l'heure actuelle, plusieurs grands télescopes travaillent sur ce principe, et utilisent des bases pouvant atteindre plusieurs centaines de mètres, permettant d'atteindre des résolutions angulaires exceptionnelles de l'ordre de 1 mas. Citons à titre d'exemple le Very Large Telescope Interferometer (VLTI), situé à l'Observatoire du Cerro Paranal dans le désert d'Atacama au nord du Chili, le Navy Precision Optical Interferometer (NPOI) sur le site d'observation Lowell's Anderson Mesa, ou encore le Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA) à l'observatoire du Mont Wilson en Californie.

La figure 10.1 représente schématiquement un interféromètre à deux télescopes. Chaque télescope collecte une partie de l'onde émise par l'objet visé. Ces flux sont ensuite acheminés par des optiques de relais vers une station de recombinaison, où ils sont mélangés pour former les franges d'interférence. Afin de travailler proche de la différence de marche nulle, une ligne à retard est nécessaire pour compenser le retard géométrique introduit par la hauteur de l'objet dans le ciel. De plus, la longueur de la ligne à retard doit être modifiée continuellement afin de suivre le mouvement sidéral de l'objet. Les contraintes sont particulièrement drastiques, puisque la longueur de la ligne à retard doit évoluer typiquement à la vitesse de 1 cm/s, tout en garantissant une résolution nanométrique des chemins optiques [Monnier 03].

La technique de synthèse d'ouverture ne donne pas un accès direct à une image de l'objet céleste observé. Cependant, le système de franges d'interférence obtenu pour une base particulière fournit deux observables que sont le contraste du système de franges d'interférence et sa phase, c'est-à-dire la position des franges par rapport à une référence fixe. Ces deux observables sont directement liés à l'amplitude et à la phase de la composante correspondant à cette base dans le spectre spatial en intensité de l'objet. Il est ainsi nécessaire de faire un grand nombre de mesures en faisant varier la base en valeur et en orientation afin d'obtenir un échantillonnage en deux dimensions suffisant de ce spectre spatial. Une image partielle peut alors être calculée en utilisant des algorithmes de reconstruction itératifs comme par exemple CLEAN [Högbom 74] ou MEM [Skilling 84].



FIGURE 10.1 – Schéma d'un interféromètre à deux télescopes.

10.2 Différents types d'interféromètres pour l'imagerie haute résolution

Les interféromètres dédiés à l'imagerie haute résolution peuvent être classés en différentes catégories, représentées sur la figure 10.2, selon la configuration instrumentale utilisée.

- **Interféromètre de FIZEAU ou MICHELSON.** Dans cette configuration, on effectue un mélange optique direct entre les flux collectés par chacun des deux télescopes afin de former un système de franges d'interférence, qui est ensuite détecté et analysé. Cette méthode a été employée entre 1920 et 1925 par MICHELSON et PEASE pour mesurer le diamètre de Bételgeuse, et est actuellement mise en œuvre sur des interféromètres tels que NPOI, le VLTI ou encore CHARA.
- Interféromètre de Brown et Twiss. On l'appelle également interféromètre d'intensité [Brown 56a]. Les flux collectés par chaque télescope sont d'abord détectés de manière indépendante, puis les deux signaux électriques sont comparés par une étape de corrélation électrique. Cette méthode ne permet évidemment pas d'avoir accès à la phase optique des champs collectés, ce qui limite son utilisation à la mesure du



FIGURE 10.2 – Différentes catégories d'interféromètres dédiés à l'imagerie haute résolution.

diamètre d'objets stellaires²³ [Brown 56b]. Cette technique a été employée en 1974 avec l'interféromètre NSII (Narrabi Stellar Intensity Interferometer) pour mesurer le diamètre de plus d'une trentaine d'étoiles [Brown 74].

Interféromètre de Townes. La technique consiste à mélanger le flux optique collecté au niveau de chaque télescope avec un faisceau laser de longueur d'onde proche de celle des champs collectés. Le faisceau laser joue ici le rôle d'oscillateur local. Les battements basse fréquence résultant de ce mélange sont alors détectés. Le signal interférométrique est obtenu par mélange des deux signaux électriques basse fréquence issus de chaque voie de l'interféromètre. Cette technique a été utilisée par l'interféromètre ISI (Infrared Spatial Interferometer, situé à l'observatoire du Mont Wilson en Californie) [Johnson 74]. Là encore, la phase des champs collectés n'étant pas accessible, cette technique est limitée à la mesure du diamètre d'objets stellaires.

10.3 Technique de la clôture de phase

Pour un couple de télescopes $T_i - T_j$, les franges d'interférence sont caractérisées par leur visibilité complexe $V_{ij} = C_{ij} \exp(j\phi_{ij})$. C_{ij} est le contraste du système de franges, tandis que la phase ϕ_{ij} est liée à sa position. Ce terme de phase contient des informations importantes sur la distribution angulaire d'intensité de l'objet observé. La détermination de ce terme de phase

^{23.} La méconnaissance du terme de phase fait qu'il n'est pas possible de remonter à la géométrie l'objet de manière univoque à partir de la fonction d'autocorrélation mesurée

est cependant rendue impossible de manière directe. En effet, la turbulence atmosphérique est à l'origine de défauts de phase aléatoires $\phi_i - \phi_j$ qui s'ajoutent à la phase ϕ_{ij} que l'on souhaite mesurer (figure 10.3) :

$$V_{ij} = C_{ij} \exp j \left(\phi_{ij} + \phi_i - \phi_j\right)$$

Ces défauts de phase peuvent également provenir de l'instrument lui-même. Des vibrations mécaniques, bruits acoustiques ou fluctuations thermiques vont ainsi ajouter des termes de phase aléatoires supplémentaires.



FIGURE 10.3 – La turbulence atmosphérique est à l'origine de termes de phase aléatoires qui rendent impossible la détermination la phase de la visibilité complexe des franges d'interférence.

La méthode de clôture de phase a été proposée par JENNISON en 1958, afin de compenser la mauvaise stabilité de la phase des franges d'interférence obtenues lors des premiers travaux d'interférométrie à très grande base en ondes radio [Jennison 58]. Les premières applications de la clôture de phase dans le domaine optique ont vu le jour à la fin des années 80 (voir par exemple [Readhead 88]). Cette méthode permet d'obtenir un terme de phase uniquement lié à la source optique, en éliminant toutes les phases aléatoires externes, liées à l'atmosphère ou à l'instrument. Elle nécessite l'utilisation d'un réseau composé d'au moins trois télescopes. Chaque couple de télescope donne un système d'interférences dont la visibilité est donnée par :

$$V_{12} = C_{12} \exp j (\phi_{12} + \phi_2 - \phi_1)$$

$$V_{23} = C_{23} \exp j (\phi_{23} + \phi_3 - \phi_2)$$

$$V_{31} = C_{31} \exp j (\phi_{31} + \phi_1 - \phi_3)$$

La technique de la clôture de phase consiste à calculer l'argument du triple produit des trois visibilités :

$$\phi = \arg \left[V_{12} V_{23} V_{31} \right] = \phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{31}$$

Le terme ϕ s'appelle le *terme de clôture de phase*. Il ne dépend que des phases des visibilités complexes des trois systèmes d'interférences. En particulier, il ne dépend pas des niveaux de flux sur chaque voie de l'interféromètre.

Notons que nous n'obtenons qu'une information de phase partielle. Nous n'avons pas accès directement au trois termes de phase ϕ_{12} , ϕ_{23} et ϕ_{31} . Ceci provient du fait que pour un réseau de N télescopes, il y a N(N-1)/2 termes de phase indépendants dans le spectre de FOURIER échantillonné, tandis que le nombre de termes de clôture de phase indépendants est seulement de (N-1)(N-2)/2. Il est toutefois possible d'augmenter le pourcentage de termes de phase accessibles par la méthode de clôture de phase en considérant un nombre plus important de télescopes dans le réseau. En effet, avec trois télescopes, on mesure 33 % des termes de phase. Ce pourcentage monte à 71 % en utilisant sept télescopes...

Les informations de phase obtenues par la technique de clôture de phase peuvent ensuite être couplées avec d'autres contraintes sur l'image reconstruite afin de déterminer la distribution angulaire d'intensité de l'objet observé par le réseau de télescopes.

10.4 Apports de l'optique guidée et intégrée

L'idée d'utiliser des fibres optiques unimodales pour des applications d'interférométrie a été proposée initialement par FROEHLY en 1981 [Froehly 81]. Les premiers travaux d'implantation ont eu lieu en France [Reynaud 92] et aux États-Unis [Shaklan 87, Shaklan 88]. L'utilisation de fibres optiques et recombinateurs en optique intégrée, pour le transport des faisceaux et la mise en réseau cohérent d'un ensemble de télescopes, apportent un gain significatif en exactitude des mesures. Les premiers résultats obtenus avec l'instrument FLUOR²⁴ installé sur l'interféromètre IOTA²⁵ ont clairement mis en évidence l'apport de l'optique guidée sur l'exactitude de la calibration [Coude du Foresto 97].

Tout d'abord, le filtrage spatial des guides optiques permet de convertir toutes les fluctuations de phase au niveau du plan pupille de chaque télescope, en fluctuations de puissance une fois l'injection dans la fibre optique réalisée. Ces fluctuations de phase peuvent être dues à des vibrations mécaniques, ou bien aux fluctuations atmosphériques. En prélevant une petite partie du flux injecté dans chaque fibre à l'aide d'un coupleur fortement déséquilibré par exemple, il est possible de mesurer ces fluctuations de puissance (sorties photométriques), et par conséquent de corriger en temps réel la visibilité obtenue après recombinaison des champs optiques. De plus, le filtrage spatial, qui impose une propagation unimodale des champs, permet un très bon recouvrement des champs optiques, et donc une optimisation de la visibilité des franges d'interférence [Huss 05].

Ensuite, la stabilité de l'optique intégrée permet une recombinaison efficace de plusieurs faisceaux en utilisant des guides d'onde gravés sur un élément planaire de petites dimensions, sans nécessiter jamais de réalignement [Le Bouquin 11].

Enfin, les systèmes d'optique guidée et intégrée offrent une grande souplesse d'utilisation. Ils permettent en effet la propagation des champs sur de grandes distances sans déformation du front d'onde, avec de faibles pertes linéiques, et ne nécessitent pas de réglages optiques

^{24.} Fiber Linked Unit for Optical Recombination

^{25.} Infrared and Optical Telescope Array, Mt. Hopkins, Arizona

ni de réalignements. Ce sont également des systèmes polyvalents puisqu'ils permettent à la fois une détection dans le domaine temporel (par recombinaison colinéaire des champs) ou spatial (en superposant spatialement sur un détecteur matriciel les flux issus de chaque fibre optique). L'existence de composants d'optique guidée et intégrée capables de conserver la polarisation des champs au cours de la propagation (composants hautement biréfringents) permet la préservation de la cohérence de polarisation, indispensable aux applications interférométriques [Delage 00a, Huss 01]. De la même manière, l'utilisation de ces composants nécessite de maîtriser la dispersion différentielle entre les deux bras de l'interféromètre afin de préserver la cohérence temporelle des champs [Vergnole 05].

Depuis plus de vingt ans, notre équipe travaille sur l'utilisation de l'optique guidée et intégrée dans des interféromètres dédiés à l'imagerie haute résolution. L'objectif est de démontrer l'intérêt de ces technologies alternatives, dont les caractéristiques peuvent égaler, voire dépasser, les systèmes faisant appel à des composants volumiques et en espace libre.

De nouveaux composants ont été développés dans le but de simplifier l'architecture de certains interféromètres :

- des lignes à retard entièrement fibrées, unimodales et à maintien de polarisation, qui permettent de compenser des différences de marche de plusieurs mètres par des retards de groupe bien étalonnés. Le retard optique est généré par simple étirement mécanique de la fibre optique (l'allongement peut atteindre 2% en équivalent chemin d'air). L. SIMOHA-MED a montré d'une part que le retard obtenu varie linéairement avec l'étirement, sans ajout de pertes supplémentaires [Simohamed 97], et d'autre part que ce type de ligne à retard est pleinement compatible avec l'utilisation de fibres à maintien de polarisation [Simohamed 99a]. L'étude de la dispersion chromatique différentielle qui apparaît lorsque l'on utilise ce type de lignes à retard a montré que celle-ci évolue de manière linéaire avec les contraintes appliquées aux fibres optiques. Il est alors possible d'étalonner puis de corriger la variation de contraste des franges d'interférence due à ce défaut instrumental [Simohamed 99b, Huss 01]
- des modulateurs piezoélectriques permettant une visualisation temporelle du phénomène d'interférence. L'allongement mécanique de la longueur d'une fibre optique induit une modulation temporelle de la longueur d'un des bras de l'interféromètre, et permet l'utilisation d'un détecteur monopixel, plus simple à mettre en place. Les observables que sont l'amplitude et la phase du système de franges d'interférence sont alors extraites de la transformée de FOURIER du signal temporel enregistré. Tout comme pour les lignes à retard fibrées, il a été montré que ces éléments ont une réponse linéaire en fonction de la tension appliquée, ne génèrent pas de pertes de flux, et sont compatibles avec l'utilisation de composants à maintien de polarisation [Delage 00b].
- des systèmes d'asservissement afin de contrôler finement les longueurs de fibre constituant l'interféromètre [Reynaud 92, Alleman 95, Bouyeron 12]. Les fibres optiques sont très sensibles aux fluctuations thermiques ou vibrations mécaniques, qui induisent une instabilité de la position des franges d'interférence au cours du temps. Ceci se traduit, après intégration par le capteur, par une chute de la visibilité des franges, qui n'est pas étalonnable du fait du caractère aléatoire de ces fluctuations. Nous avons développé des systèmes d'asservissement utilisant des modulateurs piezoélectriques (identiques à ceux vu dans le point précédent), et qui permettent de stabiliser les chemins optiques sur chacun des bras de l'interféromètre avec une erreur résiduelle RMS de l'ordre de

quelques nm.

Le développement de ces composants a permis la mise au point en laboratoire de plusieurs bancs tests complets dédiés à l'imagerie haute résolution angulaire :

- **OAST : Optical Aperture Synthesis Technologies [Delage 00b].** Ce système d'imagerie haute résolution développé au laboratoire, entièrement fibré et fonctionnant dans le visible, comportait trois télescopes, et avait pour objectif de montrer la faisabilité expérimentale d'un projet spatial de synthèse d'ouverture. Les longueurs des chemins optiques étaient asservies, et la détection du signal interférométrique se faisait dans le domaine temporel. Un contraste expérimental de 80% avec une très bonne stabilité dans le temps a été obtenu. Des images d'objets tests en haute résolution ont été reconstruites avec succès à partir de la mesure des visibilités complexes des franges d'interférence.
- MAFL : Multi-Aperture Fiber Linked [Olivier 07]. Il s'agit d'un instrument dédié à l'imagerie haute résolution, utilisant un interféromètre tout fibré à trois télescopes autour de 1550 nm, dont le cœur est un composant d'optique intégrée conçu et réalisé par l'IMEP²⁶ et le GeeO²⁷, tous deux de Grenoble. Ce composant regroupe sur une puce de 5 cm de côté toutes les fonctionnalités optiques nécessaires au fonctionnement de l'instrument :
 - station de recombinaison des champs « science » (un système de franges est créé pour chaque paire de télescopes),
 - mesurage des niveaux de flux « science » sur chaque bras de l'interféromètre (photométrie),
 - interféromètre de métrologie fonctionnant à 1310 nm.

Notre équipe a mis en œuvre le composant en développant en laboratoire un banc d'imagerie complet. La caractérisation de l'instrument a montré tout le potentiel de ce type de système utilisant des composants d'optique intégrée, que ce soit au niveau de l'asservissement des chemins optiques sur les trois voies, de la maîtrise de la polarisation et de la dispersion chromatique du fait de l'utilisation d'une source ponctuelle large bande spectrale. Un contraste instrumental supérieur à 94 % a été obtenu avec un terme de clôture de phase inférieur à 10^{-2} rad.

L'hypertélescope temporel (THT) [Bouyeron 12, Bouyeron 14]. Ce système de synthèse d'ouverture est une proposition totalement novatrice de notre équipe de recherche. Il s'agit du pendant temporel du concept instrumental d'hypertélescope (spatial) proposé par Antoine LABEYRIE en 1996. Il est composé d'un réseau de télescopes fortement espacés permettant une imagerie directe à très haute résolution d'un objet non résolu par chacun des télescopes individuels composant le réseau. Après mélange interférométrique des champs collectés par les différents télescopes, l'image est reconstruite grâce à un balayage temporel par modulation des chemins optiques sur chaque voie de l'interféromètre. L'intérêt principal de ce type d'instrument est la très haute dynamique de l'image obtenue, qui pourrait trouver des applications dans la détection directe d'exoplanètes par exemple. Nous avons développé un démonstrateur en laboratoire fonctionnant à 1550 nm. L'asservissement des longueurs des bras de l'interféromètre est réalisé par une technique totalement originale, mettant en œuvre un algorithme génétique, qui a permis une stabilisation

^{26.} Institut de Microélectronique Électromagnétisme et Photonique

^{27.} Groupement d'Électromagnétisme Expérimental et d'Optique

des chemins optiques à $\lambda/400$. Le prototype développé au laboratoire a montré d'excellents résultats. Des images d'une dynamique de 10 000 ont été obtenues, que ce soit en fort flux, ou en régime de comptage de photons.

Le développement de ces nouvelles fonctionnalités en optique guidée et intégrée, et leur implantation en laboratoire dans des instruments d'imagerie fonctionnels et performants nous ont permis d'acquérir un savoir faire et une maîtrise expérimentale dans ce domaine.

10.5 Concepts de l'interféromètre à somme de fréquences

La plupart des instruments d'observation actuels utilisant la synthèse d'ouverture bénéficient des solutions technologiques issues des télécommunications optiques dans le domaine du proche infrarouge. Ces systèmes s'appuient sur les performances de la silice entre 1,3 et 1,5 µm en termes de transparence et de dispersion chromatique, mais aussi des performances en termes de coût, de complexité ou de sensibilité de l'ensemble des composants optiques dans ces gammes de longueurs d'onde.

Cependant, en astronomie, le domaine d'investigation pour l'analyse du comportement des systèmes froids, en début ou en fin d'évolution, correspond souvent au moyen infrarouge et à l'infrarouge lointain. On peut citer par exemple l'étude d'exoplanètes, de disques protoplanétaires, qui nécessitent à la fois une haute résolution et une grande sensibilité dans l'infrarouge lointain [Gräfe 13], ou encore des études spectroscopiques comme par exemple la détection de glace d'eau ou de composés organiques dans le moyen infrarouge [Campins 10].

Deux approches sont alors envisageables :

- développer des composants pour le moyen infrarouge et l'infrarouge lointain, en utilisant des détecteurs travaillant dans ces gammes de longueurs d'onde. Ceci nécessite la modification de toute la chaîne instrumentale (propagation, lignes à retard, recombinaison des champs et détection) dès lors que l'on souhaite explorer de nouvelles bandes spectrales. Cette piste se heurte à l'indisponibilité des composants adéquats ou à leurs performances limitées. En particulier, il n'existe pas de compteur de photons à ces longueurs d'onde. De plus, les différents composants de la chaîne de détection sont à l'origine d'un rayonnement thermique qui génère un fond incohérent de niveau important.
- décaler en fréquence le spectre des sources astronomiques observées, et ainsi bénéficier des composants disponibles pour les applications en télécommunications d'une part, et des détecteurs à base de silicium et d'InGaAs très performants dans le visible et le proche infrarouge d'autre part. Les performances des fibres optiques silice dans la bande télécom (bande H, de 1,5 à 1,8 µm) permet d'envisager des liaisons kilométriques entre les télescopes constituant le réseau, donnant alors accès à des résolutions angulaires difficilement accessibles avec des techniques classiques.

C'est sur cette dernière approche que notre équipe travaille depuis 2006. Nous cherchons à développer de nouveaux composants capables de transposer un rayonnement infrarouge issu d'une source astronomique, dans le domaine du visible ou du proche infrarouge, où les composants et les détecteurs sont nettement plus performants. La transposition en fréquence est réalisée par un processus d'optique non-linéaire de somme de fréquences [Boyd 08] du

signal à analyser avec une source intense (laser de pompe) apportant l'énergie nécessaire au processus (figure 10.4). La méthode est analogue aux mélangeurs couramment utilisés en radio et en microonde. Cependant, c'est un processus qui a l'avantage d'être sans bruit, puisque la présence simultanée d'un photon signal et d'un photon de pompe est nécessaire pour que la somme de fréquences ait effectivement lieu [Louisell 61].



FIGURE 10.4 – Concept de l'interféromètre à somme de fréquences.

Notre projet vise à proposer une configuration expérimentale totalement nouvelle, dont la structure générale repose sur deux éléments :

- l'utilisation d'une chaîne instrumentale s'appuyant sur l'optique guidée et intégrée, et travaillant dans le domaine du proche infrarouge pour bénéficier des technologies matures des télécommunications optiques;
- la transposition en fréquence du rayonnement astronomique directement au foyer de chaque télescope. Ce rayonnement est alors adapté à la gamme spectrale de la chaîne instrumentale. Le changement de fréquence dès la collecte du flux au niveau du télescope évite de subir les effets du rayonnement du corps noir de l'ensemble de la chaîne de transmission des faisceaux, en particulier dans le domaine de l'infrarouge lointain.

La figure 10.5 représente schématiquement un des bras de l'interféromètre à conversion de fréquence tel qu'il pourrait être utilisé sur le ciel. La lumière collectée par le télescope se propage de manière colinéaire avec le faisceau de pompe à l'aide d'un multiplexeur. Ces deux champs sont ensuite injectés dans un cristal non-linéaire placé dans un four dont la température est asservie pour assurer une conversion de fréquence stable dans le temps. Le signal converti à la sortie du guide est filtré spectralement, puis réinjecté dans une fibre optique unimodale à cette longueur d'onde.

Nous avons choisi dans un premier temps de travailler avec des signaux optiques « science » situés dans la bande H, autour de 1550 nm, afin de mener les premières études de principe. L'utilisation de lasers de pompe ayant une longueur d'onde de l'ordre du micron permet de générer un rayonnement converti dans le visible, autour de 630 nm. Les bandes spectrales choisies permettent donc d'effectuer des expériences de principe tout en limitant l'effort technologique, même si le bénéfice par rapport aux instruments existants (et fonctionnant en bande H) est moins marqué.

Le processus de somme de fréquences doit cependant rester compatible avec les principes fondamentaux de l'imagerie par analyse de la cohérence spatiale. Tout d'abord, la génération





FIGURE 10.5 – Schéma d'un des bras de l'interféromètre à somme de fréquences. Pour la conversion de rayonnements dans l'infrarouge moyen ou lointain, la conversion de fréquence a lieu dès la sortie du télescope pour éviter les effets de rayonnement du corps noir de l'ensemble de la chaîne de transmission des faisceaux.

d'un système de franges d'interférence ne peut-être obtenue que si la cohérence temporelle des champs est également préservée. Ensuite, les informations sur l'objet émetteur, présentes dans les propriétés de cohérence spatiale du rayonnement qu'il émet, doivent se conserver lors du changement de fréquence.

La conservation de la cohérence temporelle des champs lors du processus de somme de fréquences a été démontrée lors de la thèse de Luis DEL RIO [Del Rio 09], en analysant les propriétés de cohérence temporelle d'un rayonnement infrarouge après conversion dans le visible. L'analyse de cohérence a été effectuée grâce à un interféromètre de type MACH–ZEHNDER disposant d'un étage de conversion de fréquence sur chacun de ses bras. Dans la suite, nous appellerons ce type d'interféromètre interféromètre à somme de fréquences. La conversion du rayonnement « science » à 1550 nm est effectuée avec un cristal de PPLN massif. L'énergie nécessaire à la conversion est apportée simultanément sur les deux bras de l'interféromètre par un même laser continu à 1064 nm, et le champ converti se trouve dans le domaine du visible, à 630 nm. Afin de démontrer la conservation de la cohérence temporelle, un second interféromètre fonctionnant à 1550 nm a été utilisé en parallèle. Notre équipe a alors démontré le transfert de la cohérence temporelle d'un signal science dont le spectre temporel est composé d'un doublet de longueur d'onde d'écart très faible [Del Rio 08]. D'après le théorème de WIENER-KINTCHINE, le contraste des franges correspond au module de la transformée de FOURIER de la densité spectrale de puissance [Born 99]. La modulation périodique de la visibilité des franges obtenues à la sortie de l'interféromètre à somme de fréquences est identique à celle mesurée sur l'interféromètre infrarouge, et totalement cohérente avec l'écart fréquentiel entre les deux pics de fréquences composant le signal à 1550 nm.

La démonstration de la conservation de la cohérence spatiale des champs lors de la conversion de fréquence a été réalisée par Sophie BRUSTLEIN lors de son post-doctorat dans l'équipe [Brustlein 08]. Cette démonstration s'appuie sur le théorème de ZERNIKE-VAN CIT-TERT, qui relie la visibilité des franges d'interférence obtenues en sortie d'interféromètre à la transformée de FOURIER de la distribution en intensité de l'objet qui illumine les télescopes [Born 99]. Un double interféromètre à deux bras a été mis au point au laboratoire :

- un interféromètre infrarouge de référence, afin d'accéder à la fonction de visibilité sans changement de longueur d'onde. L'instrument MAFL décrit page 123 a été utilisé pour cette mesure de référence.
- un interféromètre à somme de fréquences. La transposition spectrale du rayonnement de l'infrarouge (1550 nm) vers le visible (630 nm) est effectuée sur chacun des deux bras de l'interféromètre grâce à deux cristaux de PPLN à la surface desquels sont gravés des guides d'onde afin de garantir un fort confinement des champs et une grande longueur d'interaction.

La source spatiale utilisée est composée de deux sources ponctuelles mutuellement incohérentes, simulant une étoile double de séparation angulaire connue. Le contraste des franges en fonction de la distance entre les deux télescopes collectant le champ (donc de la fréquence spatiale du spectre de FOURIER de l'objet) a été mesurée avec l'interféromètre à conversion de fréquence, et avec l'interféromètre infrarouge de référence. Les résultats obtenus avec chacun des deux interféromètres sont en parfait accord (erreur inférieure à 4 %), et sont totalement cohérents avec l'écart angulaire imposé entre les deux composantes de l'étoile binaire (figure 10.6). La cohérence spatiale de la source émettant dans l'infrarouge a donc été correctement transposée dans le visible lors de l'étape de somme de fréquences dans chacun des bras de l'interféromètre.



FIGURE 10.6 – Évolution du contraste des franges en fonction de la fréquence spatiale. x est la distance entre les deux télescopes, et b est la plus petite distance entre les télescopes. Les croix représentent les données obtenues avec l'interféromètre de référence, et les losanges correspondent aux données obtenues avec l'interféromètre à somme de fréquences. Les pointillés représentent le contraste théorique.

Ces deux démonstrations expérimentales ont constitué une étape particulièrement importante du projet de recherche sur l'interféromètre à somme de fréquences. Cependant, bien que la compatibilité de ce nouveau type d'interféromètre avec les principes de l'imagerie haute résolution ait été mise en évidence, d'autres études sont nécessaires avant d'arriver à la mise en place d'un instrument capable de travailler en conditions réelles sur le ciel :

- l'interféromètre à somme de fréquences est-il compatible avec la technique de clôture de phase? Cette technique met en œuvre un réseau constitué d'un minimum de trois télescopes, et permet de s'affranchir des fluctuations de phase aléatoires prenant leur origine dans les instabilités atmosphériques;
- notre système est-il compatible avec une détection en régime de comptage de photons?
- les expériences menées jusque là utilisent des sources laser pour simuler le rayonnement issu de l'objet étudié. L'analyse de la cohérence temporelle de la source par un interféromètre à somme de fréquences est-elle transposable au cas d'une source de type corps noir, pour laquelle le nombre de photons par mode spatiotemporel est inférieur à un?
- la sélectivité spectrale des cristaux de PPLN utilisés pour la conversion de fréquence étant forte, seule une bande très étroite du spectre du signal collecté par les télescopes est analysée. Ceci permet entre autre de bénéficier d'une forte résolution spectrale. Cependant, est-il possible d'élargir la bande passante de l'interféromètre à somme de fréquences et ainsi soit en augmenter la sensibilité, soit effectuer de l'imagerie haute résolution résolue spectralement?
- nous avons délibérément pris le parti de travailler avec un signal autour de 1550 nm et une pompe à 1064 nm pour s'affranchir, au moins dans un premier temps, des difficultés technologiques liées à l'utilisation de rayonnement de longueurs d'ondes plus grandes. La transposition de la technique dans le moyen infrarouge, puis dans l'infrarouge lointain, est nécessaire pour montrer le fort potentiel de ce nouveau type d'instrument.

Les chapitres suivants décrivent les travaux de recherche qui ont été menés en ce sens depuis 2008. Mon implication directe et à temps plein dans cette thématique de recherche débute ici.

Démonstration de la conservation du terme de clôture de phase en fort flux

11.1 Contexte et objectifs de l'étude

La démonstration expérimentale de la conservation de la cohérence spatiale des champs lors du processus de conversion de fréquences a été démontrée par Sophie BRUSTLEIN lors de son post-doctorat dans notre équipe. À l'aide d'un interféromètre à somme de fréquences fonctionnant sur deux voies interférométriques, la conservation du terme de contraste des franges d'une source simulant une étoile binaire a été démontrée.

Cependant, la reconstruction de la distribution angulaire en intensité de la source éclairant le réseau de télescopes nécessite la connaissance de termes de contraste des franges pour plusieurs configurations spatiales des télescopes, mais également de termes de phase de la visibilité complexe. Ces termes viennent considérablement enrichir les informations fournies par les termes de contraste. La connaissance des termes de phase est même nécessaire pour remonter à la distribution angulaire de l'objet observé dès lors que celui-ci présente une distribution angulaire dissymétrique.

En pratique, les turbulences atmosphériques et les instabilités mécaniques et thermiques de l'instrument lui-même génèrent des termes de phase aléatoires dans la fonction de visibilité. Une mesure directe de la phase est alors impossible, et il est nécessaire d'utiliser la technique de la clôture de phase pour déterminer une partie des termes de phase (voir page 119).

Les travaux présentés dans ce chapitre constituaient le premier volet d'un contrat R&T avec le CNES. Un des objectifs fixés dans ce contrat était de vérifier que l'interféromètre à somme de fréquences est compatible avec la technique de la clôture de phase. Le banc utilisé dans l'étude précédente ayant montré la conservation du terme de contraste des franges a été réutilisé. Afin de réaliser des mesures de clôture de phase, un troisième bras de conversion a été ajouté. Un interféromètre classique utilisé comme référence, et travaillant directement à la longueur d'onde de la source optique dans l'infrarouge, permet de valider les résultats expérimentaux obtenus avec l'interféromètre à somme de fréquences. Pour ces expériences, nous avons réutilisé l'interféromètre à trois voies MAFL (voir page 123), qui a démontré toute sa fiabilité pour la mesure de visibilités complexes dans l'infrarouge. Tous les composants d'optique guidée utilisés dans le montage sont spatialement unimodaux aux longueurs d'onde de travail, et à maintien de polarisation.

J'ai participé activement à ces travaux de recherche, en particulier en coencadrant Damien CEUS lors de sa thèse. J'ai pu mettre à profit l'expérience que j'ai acquise en optique non-linéaire lors de mes activités de recherche précédentes pour l'accompagner dans la compréhension des effets non-linéaires d'ordre deux dans les guides PPLN. J'ai développé les codes de calcul permettant de modéliser la conversion de fréquence dans les cristaux de niobate de lithium, et en particulier l'influence de la température de fonctionnement. Nous avons pu confronter les résultats des simulations numériques avec les résultats expérimentaux de Damien. J'ai pris part à la rédaction du rapport de contrat pour le CNES, et de la publication dans la revue Optics Express qui a suivi. Le détail de ces travaux de recherche est présenté dans cette publication, qui se trouve en page 133.

11.2 Principaux résultats

La source optique utilisée pour alimenter le simulateur d'objet stellaire est une DFB fonctionnant à 1542 nm. La grande longueur de cohérence de cette source (90 m) permet d'une part de diminuer les contraintes liées à la cohérence temporelle des champs, et d'autre part d'éliminer les problèmes de dispersion chromatique différentielle entre les bras de l'interféromètre à somme de fréquences. En fonction des expériences, le simulateur d'objet pourra être une étoile ponctuelle, ou une étoile binaire déséquilibrée, dont le rapport photométrique entre ses deux composantes est réglable.

Les flux collectés par chacun des télescopes sont acheminés vers les différents bras de l'interféromètre. Sur chaque bras, la conversion de fréquence est assurée par un cristal de PPLN issu d'une collaboration avec l'université de Paderborn, et sur lequel des guides d'onde ont été inscrits. Le signal ainsi qu'un rayonnement de pompe issu d'un laser à 1064 nm sont injectés dans l'un de ces guides. Les cristaux sont asservis en température afin de maximiser l'efficacité de conversion. Deux modulateurs de chemin optique sont placés chacun sur une voie interférométrique, en amont des deux interféromètres (de référence et à somme de fréquences). Ils ont chacun une fréquence de modulation qui leur est propre, et permettent une visualisation temporelle du système de franges d'interférence. Les termes de contraste et de phase de la visibilité complexe sont alors extraits de la transformée de FOURIER de ce signal temporel, que ce soit avec l'interféromètre infrarouge de référence, ou l'interféromètre à somme de fréquences.

Dans une première expérience, nous avons cherché à calibrer les interféromètres. La source utilisée est une source ponctuelle non résolue par chacun des télescopes constituant le réseau. Les caractéristiques spatiales de la source sont alors parfaitement connues, et on doit s'attendre à un terme de clôture de phase nul. Les termes de clôture de phase ont été enregistrés simultanément avec l'interféromètre de référence et l'interféromètre à somme de fréquences. Le terme de phase du système de franges obtenu pour chaque couple de télescopes $T_1 - T_2$, $T_2 - T_3$ et $T_3 - T_1$ ont été enregistrés au cours du temps pendant plus d'une minute (chaque point expérimental est issu d'un moyennage effectués sur 30 acquisitions). Il apparaît que les phases associées à chaque couple de télescopes varient fortement au cours du temps (fluctuations de l'ordre du radian sur quelques dizaines de secondes). En revanche, le terme de clôture de phase résultant de la somme de ces trois courbes, reste très stable autour d'une phase nulle, à la fois avec l'interféromètre de référence infrarouge et avec l'interféromètre à somme de fréquences. Cette expérience valide que les observables obtenues avec l'interféromètre à somme de fréquences.

La seconde expérience a pour objectif de montrer que la technique de la clôture de phase est applicable avec l'interféromètre à somme de fréquences. L'objet observé par le réseau de télescopes est une étoile binaire déséquilibrée. Chaque étoile individuelle n'est pas résolue par un télescope unique. Le déséquilibre photométrique est variable et contrôlé. L'utilisation d'une source dissymétrique permet de travailler avec un spectre spatial de l'objet présentant de fortes variations de la phase. Les trois télescopes du réseau sont positionnés dans une configuration unidimensionnelle. Les télescopes T_1 et T_2 sont fixes, et définissent la plus petite base b du réseau. La position du télescope T_3 est variable de sorte que la distance $T_2 - T_3$ soit un multiple de b. Pour une configuration spatiale du réseau de télescopes donnée, le terme de clôture de phase est obtenu en additionnant les phases des trois systèmes de franges obtenus pour chacune des combinaisons de deux télescopes.

Les enregistrements ont été effectués simultanément avec l'interféromètre infrarouge de référence et avec l'interféromètre à somme de fréquences, pour différentes valeurs du déséquilibre photométrique. La figure 11.1 montre l'évolution du terme de clôture de phase en fonction du déséquilibre photométrique entre les deux composantes de l'étoile binaire, dans une configuration spatiale des télescopes dans laquelle T_3 est positionné à la distance 2b de T_2 . On constate que les valeurs du terme de clôture de phase données par chacun des deux interféromètres sont très proches, et sont parfaitement cohérentes avec la valeur théorique attendue.



FIGURE 11.1 – Évolution du terme de clôture de phase mesuré avec l'interféromètre de référence (croix rouges) et avec l'interféromètre à somme de fréquences (croix bleues) en fonction du déséquilibre photométrique entre les deux composantes de l'étoile binaire, pour une configuration du réseau de télescope.

Le très bon accord entre les points expérimentaux et la courbe théorique démontre clairement que le terme de clôture de phase est préservé lors de l'étape de conversion de fréquence. Cette démonstration est une étape importante dans le développement de l'interféromètre à somme de fréquences en imagerie haute résolution. Cependant, cette étude a été effectuée avec des flux lumineux importants, incompatibles avec une application en astronomie où les très faibles flux collectés amènent souvent à travailler en régime de comptage de photons. L'étude du fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences en régime de comptage de photons, et en particulier la mesure du terme de clôture de phase dans ces conditions, a été menée dans le cadre de la thèse de Damien CEUS. Cette étude est présentée dans la partie suivante de ce manuscrit.

11.3 Encadrement et publications

Coencadrement de thèses

[E 1] DAMIEN CEUS,

« Interféromètre à somme de fréquences pour l'imagerie à haute résolution angulaire : validation de la technique de clôture de phase et fonctionnement en régime de comptage de photons »,

Date de soutenance : 21 octobre 2011, bourse Région. Directeur de thèse : FRANÇOIS REYNAUD

Publications dans des revues à comité de lecture

[PI 15] « Phase closure retrieval in an infrared-to-visible upconversion interferometer for high resolution astronomical imaging », CEUS, DAMIEN; TONELLO, ALESSANDRO; GROSSARD, LUDOVIC; DELAGE, LAURENT; REYNAUD, FRANÇOIS; HERRMANN, HARALD; and SOHLER, WOLFGANG, Optics Express, Vol. 19 Issue 9, pp.8616–8624 (2011)

Conférences internationales à comité de lecture et actes publiés

[CI 20] « How non linear optics can merge interferometry for high resolution imaging », CEUS D., REYNAUD F., TONELLO A., DELAGE L. AND GROSSARD L.,

International Conference on Space Optics, ICSO, October 4th-8th, 2010 Rhodes Island, Greece

Rapports de contrats

[RC 1] « Interféromètre paramétrique, Imagerie Haute Résolution » F. REYNAUD, D. CEUS, L. DELAGE et L. GROSSARD Contrat CNES, DTC/SI/OP/2010.0001440, juin 2011

Phase closure retrieval in an infrared-to-visible upconversion interferometer for high resolution astronomical imaging

Damien Ceus,¹ Alessandro Tonello,¹ Ludovic Grossard,¹ Laurent Delage,¹ François Reynaud,^{1,*} Harald Herrmann,² and Wolfgang Sohler²

¹XLIM Département Photonique, Université de Limoges, UMR CNRS 6172, 123 Av. A. Thomas, 87060 LIMOGES CEDEX, France
²Universität Paderborn, Angewandte Physik, Warburger Str. 100 - 33098 PADERBORN, Germany

*francois.reynaud@xlim.fr

Abstract: This paper demonstrates the use of a nonlinear upconversion process to observe an infrared source through a telescope array detecting the interferometric signal in the visible domain. We experimentally demonstrate the possibility to retrieve information on the phase of the object spectrum of an infrared source by using a three-arm upconversion interferometer. We focus our study on the acquisition of phase information of the complex visibility by means of the phase closure technique. In our experimental demonstration, a laboratory binary star with an adjustable photometric ratio is used as a test source. A real time comparison between a standard three-arm interferometer and our new concept using upconversion by sum-frequency generation demonstrates the preservation of phase information which is essential for image reconstruction.

© 2011 Optical Society of America

OCIS codes: (350.1260) Astronomical optics; (120.3180) Interferometry; (110.1650) Coherence imaging; (070.0070) Fourier optics and signal processing; (060.2310) Fiber optics; (190.4223) Nonlinear wave mixing; (160.3730) Lithium niobate.

References and links

- M. Wittkowski, P. Kervella, R. Arsenault, F. Paresce, T. Beckert and G. Weigelt, "VLTI/VINCI observations of the nucleus of NGC 1068 using the adaptive optics system MACAO," Astron. Astrophys. 3, L39–L42 (2004).
- P. Wizinowich, D. S. Acton, C. Shelton, P. Stomski, J. Gathright, K. Ho, W. Lupton, K. Tsubota, O. Lai, C. Max, J. Brase, J. An, K. Avicola, S. Olivier, D. Gavel, B. Macintosh, A. Ghez, and J. Larkin, "First light adaptive optics images from the Keck II telescope: a new era of high angular resolution imagery," Publ. Astron. Soc. Pac. 112, 315–319 (2000).
- 3. M. I. Ye, H. K. Aroji, H. A. Ndo, N. K. Aifu, K. Kodaira, K. Aoki, W. Aoki, Y. C. Hikada, Y. D. Oi, N. E. Bizuka, B. E. Lms, G. F. Ujihara, H. F. Urusawa, T. F. Use, W. G. Aessler, S. Arasawa, Y. H. Ayano, M. H. Ayashi, S. H. Ayashi, S. I. Chikawa, M. I. Manishi, C. I. Shida, Y. K. Amata, T. K. Anzama, N. K. Ashikawa, K. K. Awabata, N. Kobayashi, Y. Komiyama, G. Kosugi, T. K. Urakami, M. L. Etawsky, Y. M. Ikami, A. M. Iyashita, S. M. Iyazaki, Y. M. Izumoto, J. M. Orino, K. M. Otohara, K. M. Urakawa, M. Nakagiri, K. Nakamura, H. Nakaya, K. Nariai, T. N. Ishimura, K. N. Oguchi, T. N. Oguchi, J. N. Oumaru, R. O. Gasawara, N. O. Hshima, Y. O. Hyama, K. O. Kita, K. O. Mata, M. Otsubo, S. Oya, R. P. Otter, Y. S. Aito, T. S. Asaki, S. S. Ato, D. S. Carla, K. S. Chubert, K. S. Ekiguchi, I. S. Helton, C. S. Impson, H. S. Uto, A. Tajitsu, H. Takami, T. Takata, N. Takato, R. Tamae, M. Tamura, W. Tanaka, H. T. Erada, Y. Torii, F. U. Raguchi, T. U. Suda, M. W. Eber, T. W. Inegar, M.

Yagi, T. Yamada, T. Yamashita, Y. Yamashita, N. Yasuda, M. Yoshida, and M. Y. Utani, "Current Performance and On-Going Improvements of the 8.2m Subaru Telescope," Astron. Soc. Jap. 56, 381–397 (2004).

4. P. R. Lawson, Selected Papers on Long Baseline Stellar Interferometry (SPIE Milestones Series, 1976).

- R. G. Petrov, F. Malbet, G. Weigelt, P. Antonelli, U. Beckmann, Y. Bresson, A. Chelli, M. Dugu, G. Duvert, S. Gennari, L. Glck, P. Kern, S. Lagarde, E. Le Coarer, F. Lisi, F. Millour, K. Perraut, P. Puget, F. Rantakyr, S. Robbe-Dubois, A. Roussel, P. Salinari, E. Tatulli, G. Zins, M. Accardo, B. Acke, K. Agabi, E. Altariba, B. Arezki, E. Aristidi, C. Baffa, J. Behrend, T. Blcker, S. Bonhomme, S. Busoni, F. Cassaing, J.-M. Clausse, J. Colin, C. Connot, A. Delboulb, A. Domiciano de Souza, T. Driebe, P. Feautrier, D. Ferruzzi, T. Forveille, E. Fossat, R. Foy, D. Fraix-Burnet, A. Gallardo, E. Giani, C. Gil, A. Glentzlin, M. Heiden, M. Heininger, O. Hernandez Utrera, K.-H. Hofmann, D. Kamm, M. Kiekebusch, S. Kraus, D. Le Contel, J.-M. Le Contel, T. Lesourd, B. Lopez, M. Lopez, Y. Magnard, A. Marconi, G. Mars, G. Martinot-Lagarde, P. Mathias, P. Mge, J.-L. Monin, D. Mouillet, D. Mourard, E. Nussbaum, K. Ohnaka, J. Pacheco, C. Perrier, Y. Rabbia, S. Rebattu, F. Reynaud, A. Richichi, A. Robini, M. Sacchettini, D. Schertl, M. Schller, W. Solscheid, A. Spang, P. Stee, P. Stefanini, M. Tallon, I. Tallon-Bosc, D. Tasso, L. Testi, F. Vakili, O. von der Lhe, J.-C. Valtier, M. Vannier, and N. Ventura, "AMBER, the near-infrared spectro-interferometric three-telescope VLTI instrument," Astron. Astrophys. **12**, 1–12 (2007).
- H. A. McAlister, T. A. ten Brummelaar, D. R. Gies, W. Huang, W. G. Bagnuolo, Jr., M. A. Shure, J. Sturmann, L. Sturmann, N. H. Turner, S. F. Taylor, D. H. Berger, E. K. Baines, E. Grundstrom, and C. Ogden, "First Results from the CHARA Array. I. An Interferometric and Spectroscopic Study of the Fast Rotator α Leonis (Regulus)," Astrophys. J. 628, 439–452 (2005).
- 7. D. Leisawitz, C. Baker, A. Barger, D. Benford, A. Blain, R. Boyle, R. Broderick, J. Budinoff, J. Carpenter, R. Caverly, P. Chen, S. Cooley, C. Cottingham, J. Crooke, D. DiPietro, M. DiPirro, M. Femiano, A. Ferrer, J. Fischer, J. P. Gardner, L. Hallock, K. Harris, K. Hartman, M. Harwit, L. Hillenbrand, T. Hyde, D. Jones, J. Kellogg, A. Kogut, M. Kuchner, B. Lawson, J. Lecha, M. Lecha, A. Mainzer, J. Mannion, A. Martino, P. Mason, J. Mather, G. McDonald, R. Mills, L. Mundy, S. Ollendorf, J. Pellicciotti, D. Quinn, K. Rhee, S. Rinehart, T. Sauerwine, R. Silverberg, T. Smith, G. Stacey, H. P. Stahl, J. Staguhn, S. Tompkins, J. Tveekrem, S. Wall, and M. Wilson, "The space infrared interferometric telescope (SPIRIT): high-resolution imaging and spectroscopy in the far-infrared," Adv. Space Res. 40, 689–703 (2007).
- R. C. Jennision, "A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the fourier transforms of spatial brithness distributions of small angular extent," R. Astron. Soc. 3, 276–284 (1958).
- G. Huss, F. Reynaud, and L. Delage, "An all guided three-arm interferometer for stellar interferometry," Opt. Commun. 196, 55–62 (2001).
- O. Absil, J.-B. Le Bouquin, J. Lebreton, J.-C Auguereau, M. Benisty, G. Chauvin, C. Hanot, A. Mérand, and G. Montagnier, "Deep near-infrared interferometric search for low-mass companions around β Pictoris," Astron. Astrophys. 520, 1–7 (2010).
- G. T. Van Belle, "Closure Phase Signatures of Planet Transit Events," Publ. Astron. Soc. Pac. 120, 617–624 (2008).
- 12. L. Delage and F. Reynaud, "Analysis and control of polarization effects on phase closure and image acquisition in a fiber-linked three-telescope stellar interferometer," J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **2**, 1–7 (2000).
- V. Coudé Du Foresto, "Single-mode guided optics and astronomical interferometry," C. R. Acad. Sci, Ser. II 325, 177–180 (1997).
- E. Tatulli, N. Blind, J. P. Berger, A. Chelli, and F. Malbet, "Estimating the phase in ground-based interferometry: performance comparison between single-mode and multimode schemes," Astron. Astrophys. 524, 1–22 (2010).
- S. Brustlein, L. Del Rio, A. Tonello, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann, and W. Sohler, "Laboratory Demonstration of an Infrared-to-Visible Up-Conversion Interferometer for Spatial Coherence Analysis," Phys. Rev. Lett. 100, 153903 (2008).
- 16. M. Born and E. Wolf, Principles of Optics (Pergamon Press, 1980).
- S. Olivier, L. Delage, F. Reynaud, V. Collomb, M. Trouillon, J. Grelin, I. Schanen, V. Minier, J. Broquin, C. Ruilier, and B. Leone, "MAFL experiment: development of photonic devices for a space-based multiaperture fiber-linked interferometer," Appl. Opt. 46, 834–844 (2007).
- M. A. Albota and F. N. C. Wong, "Efficient single-photon counting at 1.55 μm by means of frequency upconversion," Opt. Lett. 29, 1449–1451 (2004).
- C. Langrock, E. Diamanti, R. V. Roussev, Y. Yamamoto, and M. M. Fejer, "Highly efficient single-photon detection at communication wavelengths by use of upconversion in reverse-proton-exchanged periodically poled LiNbO3 waveguides," Opt. Lett. 30, 1725–1727 (2005).
- L. Delage, F. Reynaud, and A. Lannes, "Laboratory imaging stellar interferometer with fiber links," Appl. Opt. 39, 6406–6420 (2000).
- 21. R. T. Thew, H. Zbinden, and N. Gisin, "Tunable upconversion photon detector," Appl. Phys. Lett. 93, 1–3 (2008).

1. Introduction

Currently, the biggest monolithic or segmented optical telescopes such as the Very Large Telescope [1], the Keck [2] or Subaru telescopes [3], have diameters in the range of 10 m. This size limitation leads to an angular resolution in the range of 0.1 μrad for a 1 μm wavelength. To overcome this problem, it is possible to use the aperture synthesis technique, which was firstly demonstrated by Michelson [4]. For this purpose, the optical fields collected by two telescopes $T_i T_i$, spaced by a distance called baseline, are combined together. This two-telescope array works as a two-arm interferometer, and its highest angular resolution is related to the longest baseline. These diluted apertures are used to reach nano-radian angular resolution in ground based observatories such as VLTI [5] and CHARA [6] or in space missions [7]. These kinds of optical instruments are designed to analyze the spatial angular intensity distribution of an astronomical object. At the output of the interferometer, the detected signal, hereafter called the interferometric signal, is a fringe pattern modulated by the theoretical complex fringe visibility $V_{th} = C_{th} \exp(j\varphi_{th})$. For a pair of telescopes, C_{th} is the fringe contrast and φ_{th} the phase, both related to the object spectrum. As discussed below in this letter, the Zernike Van Cittert theorem gives a relation between the visibility V_{th} and the object spatial angular intensity distribution $O(\Omega)$, with Ω the angular separation of the object under test. Figure 1 gives an example of C_{th} and φ_{th} plotted as a function of the normalized baseline. Note that for these two non-symmetric objects, spectra have the same modulus but different phases. Therefore, the ability to measure the phase of V_{th} remains mandatory for non-symmetric image reconstruction. Unfortunately, atmospheric turbulence and/or instrument instabilities (particularly in space mission) induce random phase shifts on the visibility function. Consequently, a direct measurement of φ_{th} is impossible. To overcome this limitation, Jennison proposed the use of the phase closure technique [8]. The phase closure term is theoretically unaffected by the atmospheric turbulences or by the instrument instabilities, and allows for example: image reconstruction [9], the detection of close faint companions in astronomy [10] or the signature of planet transit events [11]. The phase closure technique can be achieved only with a three (or more) arm interferometer. In this paper, we report for the first time to our knowledge, the observation of an infrared source by a sum-frequency conversion interferometer, using the Jennison's phase closure technique. In the following, this interferometer will be called upconversion interferometer. In our upconversion interferometer, the infrared light of the object under test, collected by each T_i telescope, is converted from infrared to visible wavelength. This way, the V_{th} complex visibility is acquired in the visible spectral domain. This experimental test has been achieved with a in-laboratory proof of principle experiment. This type of high angular resolution imaging instrument has to provide reliable contrasts and phase closure measurements. For this purpose, we took care to comply with the polarization [12] and spatial filtering [13, 14] requirements related to spatial coherence analysis. In a first step, we have developed our upconversion interferometer using telecommunication components to check that V_{th} is faithfully transferred from infrared to visible wavelength domain. In a previous work, the C_{ij} contrasts had been retrieved successfully in a two-arm upconversion interferometer [15]. The core of this paper describes the acquisition of the phase closure using our three-arm upconversion interferometer.



Fig. 1. Two different configurations of a non-symmetric object. The contrast and the phase of the object spectrum are plotted as a function of the normalized baseline between two telescopes. Without atmospheric turbulences, this phase is not corrupted and can be measured.

2. Description of the Jennison's phase closure technique

Figure 2 shows the principle of a one-dimension telescope array able to provide high angular resolution images for optical astronomy. The object under test is an unbalanced binary star with a spatial angular intensity distribution $O(\vec{\Omega})$, where $\vec{\Omega}$ is the angular separation. In our experimental setup, the binary star and the telescope array are along the same axis, so Ω_0 is the projection of $\vec{\Omega}$ on the axis of the telescope. In the Fig. 2 configuration, the baseline T_1T_2 (i.e the distance between T_1 and T_2) is fixed and equal to *b*. The distance T_2T_3 can be set to *nb* with *n* an integer.



Fig. 2. Overview of a one-dimension telescope interferometer dedicated to high resolution imaging. $O(\Omega_0)$: spatial angular intensity distribution, Ω_0 : angular separation. T_i is the i_{th} telescope. T_3 can be relocated in different positions equal to nb with n an integer and b the baseline between T_1T_2 . Output data: fringe contrasts C_{ij} and object spectrum phases φ_{ij} related to a pair of telescopes T_iT_j corrupted by the turbulences phases φ_i at T_i and φ_j at T_j .
As seen previously, the complex visibility is equal to:

$$V_{th}(nb) = C_{th} \exp(j\varphi_{th}) \tag{1}$$

The Zernike Van Cittert theorem gives the relation between the theoretical complex visibility $V_{th}(nb)$ and the classical spatial angular intensity distribution $O(\Omega)$, see [16] for more details:

$$V_{th}(nb) = \frac{1}{I} \int_{object} O(\Omega) \exp(j2\pi nb\Omega/\lambda_{IR}) d\Omega$$
(2)

where λ_{IR} is the mean wavelength of the analyzed radiation and *I* the total intensity emitted by the object. Equation (2) shows that the theoretical fringe visibility is equal to the Fourier Transform of the spatial angular intensity distribution:

$$V_{th}(nb) = (1/I)\tilde{O}(N) \tag{3}$$

with \tilde{O} the object spectrum and $N = nb/\lambda_{IR}$ the spatial frequency. As shown on Fig. 2, two random phases φ_i and φ_j , related to the atmospheric turbulence, perturb the measurement of φ_{th} , the argument of $V_{th}(nb)$. Consequently, the experimental phase is shifted by $\varphi_i - \varphi_j$ preventing the φ_{ij} measurement:

$$V_{ij} = C_{ij} \exp[j(\varphi_i - \varphi_j + \varphi_{ij})]$$
(4)

Hence, each pair of the telescope array cannot provide any exploitable information on φ_{ij} . Thanks to Jennison's proposal, the phase closure technique allows to get a phase information directly related to the object spectrum phase. Let us describe this method.

In presence of atmospheric disturbances, the experimental complex visibility V_{ij} is given by Eq. (4). The phase closure ϕ is the linear combination of the arguments of the three experimental complex visibilities V_{12} , V_{23} and V_{31} related to the pairs of telescopes T_1T_2 , T_2T_3 and T_3T_1 respectively:

$$\phi = (\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_{12}) + (\varphi_2 - \varphi_3 + \varphi_{23}) + (\varphi_3 - \varphi_1 + \varphi_{31})$$

= $\varphi_{12} + \varphi_{23} + \varphi_{31}$ (5)

The phase closure information is free of atmospheric disturbances.

The following part is dedicated to the description of an upconversion interferometer and how the phase closure technique was implemented.

3. Test of a laboratory high angular resolution upconversion interferometer

In this proof-of-principle experiment, the frequency upconversion took place in each arm of the upconversion interferometer. All the optical devices used in our test bench are polarization maintaining components and spatially single-mode. The wavelength conversion of a 1541 *nm* laboratory star to 630 *nm* was achieved in a Periodically Poled Lithium Niobate (PPLN) waveguide pumped by a 1064 *nm* YAG laser.

As seen previously, the phase closure technique requires at least, a three arm interferometer, so a third interferometric arm was added to our previous test bench. In order to demonstrate that the phase closure information can be transferred from the infrared to the visible spectral domain, we designed and implemented the three telescope interferometers as shown in Fig. 3. The experimental setup can be split up into four main subsystems:

- a) The stars simulator: in our experimental configuration, the test-object is a binary star.
- b) The telescopes array: three telescopes in a one-dimension linear configuration.
- c) The infrared interferometer: classical interferometer in the infrared region used as a reference.
- d) The upconversion interferometer: our new instrument under test.



Fig. 3. Experimental setup of the upconversion test bench. DFB: Distributed Feed Back laser at 1541 *nm*, CL: Collimating Lens, *nb* the baseline between a pair of telescopes T_iT_j with *n* an integer, Mux: allows the combination of the signal at 1541 *nm* and 1064 *nm*, PPLN: Periodically Pooled Niobate Lithium, MAFL: Multi-Aperture Fibre Linked Interferometer, T(C): temperature controller, IF: Interference Filter at $\lambda = 630 \text{ nm} \pm 20 \text{ nm}$, L: Lens. The delay lines are used for precision optical path length control in the infrared and visible interferometers.

For our proof of principle experiment, we used telecommunication wavelength sources and components for practical and cost reasons. Nonetheless, these experimental results can be transposed to other wavelength domains. In our experiment, the object to be imaged was an unbalanced laboratory binary star. For this purpose, a 1 to 2 fibre coupler, with an adjustable photometric ratio called μ , allowed to route the optical light emitted by a distributed feed back laser (DFB)($\lambda_{IR} = 1541 \text{ nm}$). The two fibre outputs acted as a point like sources spaced by 27.9 μ m. The first coupler output was used directly as a point-like source. To ensure the spatial incoherence of this binary star, a 500 m fibred delay line was inserted in the second path, to induce an optical path difference longer than the 100 m coherence length of the DFB laser. The two fibre ends were placed in the focal plane of a collimating lens with a 1900 mm focal length and a 190 mm diameter. The resulting characteristics of our laboratory object corresponded to a binary star with an $\Omega_0 = 14.7 \ \mu rad$ angular separation and an adjustable photometric ratio (μ). In our experimental configuration, the fluctuation of the air path between the star and the telescopes, and the small mechanical vibrations of the test bench acted as the atmospheric turbulence in a real telescope array.

In our experiment, assuming point-like sources, we can theoretically describe the angular intensity distribution of the object by:

$$O(\Omega) = \delta(\Omega - \Omega_0/2) + \mu \delta(\Omega + \Omega_0/2)$$
(6)

with δ denoting the Dirac delta distribution. The angular Fourier Transform of Eq. (6) gives the object spectrum \tilde{O} :

$$\tilde{O}(N) = \exp\left(-j\pi N\Omega_0\right) + \mu \exp\left(j\pi N\Omega_0\right)$$
(7)

The resulting phase φ_{ii} for a given spatial frequency N can be written as:

$$\arg[\tilde{O}(N)] = \arctan\left(\frac{\mu-1}{\mu+1}\tan(\pi N\Omega_0)\right)$$
(8)

The phase closure ϕ is derived from Eq. (8) according to Eq. (5). Note that ϕ varies as a function of the μ parameter driven by the adjustable photometric ratio of our fibre coupler. In the experimental setup, each telescope T_i was composed of an achromatic doublet (f = 10 mm). T_1T_2 was fixed and spaced by a b = 16 mm separation. T_3 can moved by steps equal to nb. The optical fields, collected at each telescope focus, were fed into single-mode optical fibres used as interferometric arms. Different optical path modulations had been applied to each interferometric arm in order to display the interferometric signal in the time domain. The Fourier Transform of this interferometer. The remaining 10% are routed to a classical infrared interferometer project [17] (bottom left Fig. 3). This infrared interferometer, used as a reference interferometer in our set up, had demonstrated its accuracy and reliability for the acquisition of the complex visibility of an infrared object.

In each arm of the upconversion interferometer, the infrared signal of the unbalanced binary star was mixed with a narrow-band pump source at 1064 *nm* and then injected in a PPLN waveguide. Each Ti-indiffused waveguide of 40 *mm* used had a 11.3 μ *m* poling periodicity and was temperature stabilized at about 90°C. This way, each signal was converted to a wavelength of about 630 *nm*. Notice that we did not focus our study on the conversion efficiency, that has been previously addressed for instance in [18, 19]. Each upconverted signal passed through an interference filter to block the residual pump radiation and then fed a single-mode fibre at 630 *nm*. In each arm, the upconverted optical fields were combined together with an X-cube (2002 patent 6363186 and [20]). This device had 4 inputs and 4 outputs. In our experimental configuration, it had been used as a symmetrical 3 to 1 coupler for the visible radiation mixing. The three upconverted interferometric arms were equalized. For this purpose the delay lines were tuned and the interferometric pattern was detected with a silicon avalanche photodiode. The raw data were analyzed to extract phase closure in the infrared and visible wavelengths at the same time.

4. Data acquisition processing and results

Figure 4 plots the phase terms as a function of time. As one can appreciate, the phase term $\varphi(T_iT_j)$, related to the pair of telescope T_iT_j , is not constant over the time but the phase closure remains constant over all the acquisition. The object was a point-like source and the data were recorded with the infrared interferometer.

For the acquisition of the phase closure, in a first step, we had to calibrate the infrared and the visible interferometer with a point-like source (one star was switched-off). The raw data coming from both interferometers were analyzed and calibrated. With a point-like star, the phase closure is theoretically equal to 0. The Fourier Transform applied to the interferometric data allowed to correct the experimental bias up to reach $\phi = 0$.

In a second stage, the secondary star was switched-on and the phase closures were recorded



Fig. 4. The Phase terms of a point-like source are plotted for the three pairs of telescopes as a function of time. The phase closure term is the sum of the three phase terms.

for the infrared and the upconversion interferometers as a function of μ with a fixed baseline configuration of the telescope array. These two stages had been realized for two configurations of the telescope array (Fig. 5). In the first one, the distance between T_1T_2 was equal to b and T_2T_3 was equal to 2b. In the second one, the distance between T_1T_2 was equal to b and T_2T_3 was equal to 3b. These measurements, obtained with the visible interferometer, were compared with the theoretical data and with the infrared reference interferometer at the same time. Figure 5 shows an excellent accordance between theoretical predictions (green dashed curves) and the upconversion (blue crosses) and classical interferometric (red crosses) data. The theoretical curve is based on Eq. (8) and Eq. (5) written for a three-arm interferometer. Each experimental point results from the average over a set of 30 phase closure acquisitions. The error bars (not plotted) are on the order of 5 *mrad* and 10 *mrad* for the upconversion and the infrared interferometer. The error bars related to the photometric ratio μ are around $\pm 3\%$ for each point.

5. Conclusion

This first proof-of-principle experiment clearly demonstrated that the phase closure can be transferred without any distortion into the visible spectral domain by using our upconversion interferometer. Being a key point for high resolution imaging, the phase closure acquisition after frequency conversion clearly demonstrates the reliability of our upconversion interferometer capabilities. We have developed our upconversion interferometer using single-mode and polarization maintaining components. To fit the astronomical observational constraints, we intend to operate our instrument with lower flux level (down to the photon-counting regime). We also have to work on broadband frequency conversion. Preliminary study on this point has already been realized [21] and we will have to adapt this technique in the high resolution



Fig. 5. Phase closure measurements as a function of the photometric ratio μ for two configurations of the telescope array. On the left (right) hand side n=2(3). Red (blue) × plots the infrared (visible) data. Green dashed curves report the theoretical data.

interferometric context. Further, this new kind of interferometer will be applied to frequency conversion of broadband medium and/or far infrared spectra. In a more general way, the frequency conversion technique allows to benefit from mature optical components mainly used in optical telecommunications (waveguides, couplers, multiplexers...) and efficient low-noise detection schemes down to the single-photon counting level. Consequently, it could be possible to avoid lots of technical difficulties related to infrared optics (components transmission, thermal noises, thermal cooling, spatial filtering ...). The frequency conversion technique could be used to have access to unexplored optical windows on ground observatories.

Acknowledgments

This work has been financially supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and by l'Institut National des Sciences de L'Univers (INSU). Our thanks go to A. Dexet for the development and his advices for all the specific mechanical components.

Fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences en régime de comptage de photons

Les étoiles, et de manière générale les objets stellaires chauds, émettent par rayonnement primaire un flux de photons très élevé dans tout l'espace. Cependant, du fait de la petitesse du diamètre apparent de ces objets observés depuis la Terre, les flux collectés par les télescopes sont eux relativement faibles. Par exemple, l'étoile Bételgeuse (α Ori), étoile la plus brillante du ciel en bande H (Hmag -3,73), produit un éclairement au niveau du sol d'environ 40 nW par m² de surface collectrice et par µm de bande spectrale, correspondant à un peu plus de $3 \cdot 10^{11}$ photons/s/m²/µm autour de la longueur d'onde moyenne 1650 nm.

Le flux atteignant le capteur est lui encore plus faible, du fait des pertes optiques importantes de la chaîne de transmission. Ces pertes proviennent des différents miroirs de renvoi, des filtres spectraux et spatiaux, des lignes à retard, des guides d'ondes... À ces pertes s'ajoute l'efficacité limitée de la chaîne de détection. Le flux disponible pour extraire les observables du signal interférométrique est alors limité. Lorsque ce flux devient très bas, il est nécessaire de travailler avec des systèmes de détection fonctionnant en régime comptage de photons.

Dans ce chapitre, je vais présenter les travaux de recherche que notre équipe a menés sur le fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences en régime de comptage de photons. Ces activités ont été menées dans le cadre d'un contrat R&T passé avec le CNES. Nous avons eu également le soutien de la Région Limousin (financement Oséo²⁸) par le biais d'un appel à projet *Détection Innovation Laboratoires*.

La première partie présente les travaux de recherche menés pour vérifier expérimentalement que les termes de contraste et de clôture de phase peuvent être mesurés avec l'interféromètre à somme de fréquences. Lors de ce projet, j'ai participé au coencadrement de la thèse de Damien CEUS, ainsi qu'à la rédaction de la publication dans la revue MNRAS ([PI 19]).

La seconde partie concerne l'analyse de la cohérence spatiale d'un corps noir avec l'interféromètre à somme de fréquences. Ces travaux ont été menés lors de la thèse de Jean-Thomas GOMES, et avaient pour objectif de démontrer qu'il est possible d'effectuer l'analyse de la cohérence spatiale d'une véritable source thermique. Lors de ces travaux, j'ai participé à l'encadrement de la thèse de Jean-Thomas. J'ai également activement participé à la rédaction de la publication dans Physical Review Letters ([PI 20]) ainsi qu'au rapport de contrat pour le CNES.

^{28.} https://fr.wikipedia.org/wiki/Os%C3%A9o

12.1 Acquisition des termes de contraste et de clôture de phase en régime de comptage de photons

12.1.1 Contexte et objectifs de l'étude

Ces travaux ont été réalisés dans le cadre de la thèse de doctorat de Damien CEUS, et avaient pour objectif de montrer en laboratoire que l'interféromètre à somme de fréquences est en mesure de fournir des observables fiables en régime de comptage de photons. Il s'agissait donc, avec des flux lumineux « science » extrêmement faibles et monochromatiques, de vérifier que l'instrument est capable d'extraire du signal interférométrique le contraste des franges et le terme de clôture de phase.

Le montage expérimental utilisé en fort flux (voir le chapitre 11) a été réutilisé pour cette étude, moyennant quelques modifications permettant de travailler en régime de comptage de photons. Des atténuateurs fibrés, à maintien de polarisation, et unimodaux à 1542 nm ont été placés sur chacun des bras de l'interféromètre à somme de fréquences. Ils permettent une atténuation du flux pouvant aller jusqu'à -80 dB. Le capteur utilisé est un compteur de photons possédant un dark-count de 160 coups/s. Les impulsions électriques générées sont remises en forme par un système d'acquisition afin d'obtenir des impulsions d'une durée de l'ordre de quelques µs.

Afin de vérifier la fiabilité des résultats donnés par l'interféromètre à somme de fréquences, un interféromètre de référence fonctionnant en infrarouge a de nouveau été placé en parallèle. Cependant, cet interféromètre de référence travaille en fort flux afin d'une part de fournir des observables fiables, et d'autre part de conserver le système de détection infrarouge en place (une détection en régime de comptage de photons dans l'infrarouge aurait nécessité l'utilisation d'un détecteur coûteux, ainsi que d'un système de refroidissement).

Le simulateur de source optique est de nouveau composé de deux sources ponctuelles monochromatiques (sorties de fibres optiques), incohérentes entre elles, et dont le déséquilibre photométrique est réglable. La grande cohérence temporelle de chacune des sources permet d'une part de relâcher les contraintes expérimentales au niveau de la différence de marche entre les différentes voies de l'interféromètre, et d'autre part de s'affranchir des effets de dispersion chromatique différentielle. Les interféromètres sont calibrés lorsque le simulateur de source optique est configuré en source ponctuelle monochromatique.

Afin de marquer temporellement les systèmes de franges d'interférence obtenus pour chaque couple de télescopes de l'interféromètre, la longueur de deux des trois bras est modulée temporellement par des modulateurs piezoélectriques à deux fréquences différentes. L'analyse de la transformée de FOURIER du signal interférométrique aux trois fréquences de modulation mises en jeu donne accès aux trois visibilités complexes.

En régime de comptage de photons, le signal temporel enregistré est une une suite de photoévénements, dont la probabilité temporelle est donnée par le système d'interférence obtenu en fort flux. De la même manière, l'analyse de la transformée de FOURIER de ces photoévénements aux fréquences de modulation donne accès aux trois visibilités complexes (figure 12.1).

Au signal enregistré en régime de comptage de photons vient s'ajouter un «bruit de pho-



FIGURE 12.1 – Simulation de l'acquisition d'un signal interférométrique avec un niveau de flux élevé et en régime de comptage de photons.

tons», lié d'une part au caractère corpusculaire de la lumière, et d'autre part au fait que les photons arrivent de façon aléatoire sur le capteur (loi de Poisson). Ce bruit de photons se traduit par la présence d'un bruit blanc dont la puissance totale évolue comme la racine carrée du nombre de photoévénements enregistrés. L'influence de ce bruit peut être importante lorsque le nombre de photoévénements pour chaque trame d'acquisition devient faible, et par conséquent limite l'analyse des termes de contraste et de clôture de phase.

Plusieurs méthodes de correction du bruit de photons des observables acquis dans le domaine spatial ont été proposées [Wirnitzer 85, Ayers 88, Perrin 03]. Parmi ces méthodes de corrections, celle de WIRNITZER a déjà été utilisée dans notre équipe lors de la thèse d'Emmanuel LONGUETEAU [Longueteau 02] sur le banc OAST2 (interféromètre à trois voies fonctionnant à 630 nm). Il a été vérifié que la méthode habituellement utilisée dans le domaine spatial est également transposable dans le domaine temporel.

Cette méthode permet de corriger du bruit de photons à la fois le contraste du système de franges, mais aussi le terme de clôture de phase, moyennant la connaissance du nombre moyen de photons sur chaque trame d'acquisition.

Les détails de ces travaux de recherche sont présentés dans la publication en page 158.

12.1.2 Principaux résultats

Les deux interféromètres ont été calibrés en utilisant une source ponctuelle à 1542 nm. L'interféromètre à somme de fréquences a d'abord été réglé en fort flux (rendements de conversion stables et identiques sur les trois bras de l'interféromètre). Les atténuateurs fibrés ont ensuite été utilisés pour passer en régime de comptage de photons. L'acquisition du système de franges en régime de comptage de photons ainsi que la mesure des flux sur chaque voie interférométrique ont permis de calculer un contraste corrigé du bruit de photon de 91% sur les trois voies. Les pertes de contraste sont attribuées aux défauts de polarisation (liés au couplage entre les axes lents et rapides des fibres optiques situées entre les bancs de somme de fréquences et le système de recombinaison). De la même manière, on obtient un terme de clôture de phase corrigé du bruit de photons de 0,056 rad. Ces valeurs sont stables dans le temps, et permettent de calibrer l'interféromètre à somme de fréquences (on applique un terme correctif aux valeurs de contraste et de clôture de phase pour obtenir un contraste de 100% sur chaque voie et un terme de clôture de phase égal à 0).

On se place dans une configuration fixe du réseau de télescopes ($T_1T_2 = b$ et $T_2T_3 = 2b$ où b est la base). L'étude de l'acquisition du signal interférométrique et de la mesure des observables a été effectuée avec quatre niveaux de flux allant de 880 photons/s (correspondant à une valeur proche du seuil de détection) à 35 000 photons/s.

Tout comme lors de l'étude en fort flux, on a fait varier le déséquilibre photométrique de la source binaire, et les différentes observables ont été mesurées à la fois sur l'interféromètre à somme de fréquences fonctionnant en régime de comptage de photons, et sur l'interféromètre infrarouge de référence qui lui fonctionne en fort flux.

Les mesures de contraste ont été effectuées uniquement avec le système de franges donné par le couple de télescopes $T_1 - T_3$ (le contraste C_{13} étant le seul à varier de manière significative). Les contrastes obtenus avec l'interféromètre à somme de fréquences ont été tracés en fonction de ceux obtenus avec l'interféromètre de référence. L'étude a montré que lorsque les flux sont élevés, les contrastes donnés par les deux interféromètres sont très proches. Le bruit de photons est comme attendu négligeable (du fait du nombre important de photons) et donc la correction de WIRNITZER a peu d'effet sur le contraste brut mesuré.

En revanche, lorsque le flux diminue (jusqu'à 2500 photons/s), les contrastes non corrigés s'écartent de manière significative de ceux obtenus en fort flux (jusqu'à 100% d'écart pour les contrastes inférieurs à 0,2). La correction de WIRNITZER est cependant ici très efficace, les contrastes corrigés étant eux très proches de ceux mesurés en fort flux, y compris pour les faibles contrastes. Lorsque le niveau de flux devient trop faible (880 photons/s), on constate deux choses. D'une part, la correction de WIRNITZER n'est plus efficace pour les contrastes trop faibles (< 0.1). D'autre part, l'extraction des termes de contraste des franges devient de plus en plus sensible au bruit de photons et aux dark counts du détecteur.

De la même manière, le terme de clôture de phase obtenu en comptage de photons a été tracé en fonction de celui mesuré en fort flux pour les mêmes niveaux de flux, d'abord sans, puis avec la correction de WIRNITZER. De manière similaire à ce qui a été observé pour le contraste des franges, on note avec un flux de 35 000 photons/s une très bonne correspondance entre le terme de clôture de phase mesuré en comptage de photons et celui obtenu en fort flux, et ce quelle que soit la valeur du terme de clôture de phase. Les valeurs obtenues sont relativement stables dans le temps, avec un écart-type inférieur à 10%.

En revanche, lorsque le flux diminue, on note d'une part un écart significatif entre les valeurs de clôture en comptage de photons et en fort flux, et d'autre part une forte augmentation de l'écart-type du terme de clôture de phase en régime de comptage de photons, de l'ordre de 34% pour un flux de 880 photons/s.

Damien CEUS a démontré lors de sa thèse que les écarts importants entre les termes de clôture de phase en comptage de photons et en fort flux sont dus à une faible valeur du triple

produit des termes de contraste $C_{12}C_{23}C_{31}$ (module du bispectre). En effet, les faibles valeurs de contraste rendent la détermination des termes de phase très sensible au bruit. La correction du terme de clôture de phase par la méthode de WIRNITZER est alors rendue très difficile, voire impossible. Ce résultat a été conforté par des simulations numériques dans lesquelles les valeurs des clôtures de phase sont tout à fait cohérentes avec les observations expérimentales (figure 12.2).



FIGURE 12.2 – Courbes montrant la limite de l'application de la méthode de WIRNITZER sur le terme de clôture de phase due à la diminution du nombre de photons et à la faible valeur du module du bispectre.

12.2 Analyse en laboratoire de la cohérence spatiale d'un corps noir avec un interféromètre à somme de fréquences

12.2.1 Contexte et objectifs de l'étude

Dans les études expérimentales précédentes, le flux lumineux simulant l'objet observé était systématiquement émis par des sources laser de type DFB, éventuellement atténuées pour travailler en régime de comptage de photons. Cependant, la plupart des objets astronomiques émettent un rayonnement spectralement continu, de type corps noir. Ces sources possèdent moins d'un photon par mode spatio-temporel, et ont finalement des caractéristiques assez différentes des sources laser que nous avons utilisées jusqu'ici en laboratoire.

L'objectif de cette étude est de démontrer qu'il est possible d'analyser la cohérence spatiale d'une source thermique avec l'interféromètre à somme de fréquences. Il est en particulier important de montrer que la conversion par un processus non-linéaire d'un flux très faible (dans la pratique, de l'ordre du fW) émis par un corps noir par une pompe très puissante (de l'ordre de quelques mW) est possible, et que le bruit généré est suffisamment faible pour permettre l'analyse de la cohérence spatiale de la source observée. Dans cette étude, nous analysons les propriétés de cohérence du rayonnement lumineux émis par une ampoule halogène à l'aide d'un interféromètre à somme de fréquences possédant deux bras interférométriques. Cette ana-

Chapitre 12. Fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences en régime de comptage de photons

lyse ajoute un degré de complexité supplémentaire par rapport aux précédentes études. Outre le fait que le niveau de flux disponible est faible, la source à analyser possède une bande spectrale très étendue. Le processus de somme de fréquences obtenu avec une pompe monochromatique possède une acceptance spectrale dont la largeur est limitée 0,6 nm du fait des conditions d'accord de phase, agissant comme un filtre spectral sur le signal incident (figure 12.3). Les éléments théoriques décrivant cet effet de filtrage spectral sont développés au début du chapitre 14 (page 208).



FIGURE 12.3 – Effet de filtrage lié à la conversion de fréquence d'un signal infrarouge possédant une large bande spectrale par une source de pompe monochromatique.

Il est nécessaire de s'assurer que les modules de conversion de fréquence présents sur chaque bras de l'interféromètre convertissent la même partie du spectre du signal infrarouge. Ceci nécessite en particulier un contrôle fin de la température des cristaux non-linéaires afin de superposer au mieux les deux acceptances spectrales associées aux cristaux de PPLN.

D'autre part, le banc d'imagerie présenté dans le chapitre précédent ne peut pas être utilisé en l'état du fait de l'atténuation très élevée entre le simulateur d'étoile et les lentilles jouant le rôle de télescopes (atténuation de près de 80 dB entre le flux présent à la sortie de l'objet et le flux collecté par une lentille). Ce dernier point nous amène à réaliser un second banc d'imagerie particulier qui permettra, en contrôlant les propriétés spectrales des rayonnements mis en jeu, d'effectuer une analyse de la cohérence spatiale de la source thermique.

Les détails de ces travaux de recherche sont présentés dans la publication en page 167.

12.2.2 Description du banc expérimental

La source thermique artificielle que nous utilisons est représentée sur la figure 12.4. Cette dernière est basée sur une simple lampe halogène alimentée par un générateur de courant. Lorsqu'elle est en fonctionnement, cette lampe émet un rayonnement non polarisé, temporellement et spatialement incohérent, qui se propage dans toutes les directions à l'intérieur d'un châssis métallique.

À l'intérieur du châssis est installé un condenseur qui permet de focaliser une partie de son rayonnement lumineux à l'entrée d'une fibre optique multimode (cœur de diamètre 50 µm). C'est la sortie de cette fibre qui, placée à l'entrée d'un banc d'imagerie, fait office d'objet ther12.2. Analyse en laboratoire de la cohérence spatiale d'un corps noir avec un interféromètre à somme de fréquences



FIGURE 12.4 – Photographie de la source thermique de laboratoire. La propagation des rayons lumineux est indiquée en jaune.

mique à analyser. Le spectre de la source est défini par la mise en place d'un filtre spatial interférentiel de bande spectrale 10 nm centré en 1550 nm. Ce filtre permet de limiter le spectre de la source autour de la bande spectrale d'efficacité de l'interféromètre à somme de fréquences. La longueur de cohérence temporelle de la source est alors égale à 240 µm. Dans cette configuration, le nombre de modes spatiaux de la source qui sont susceptibles d'être couplés dans la fibre est estimé à 100 [Froehly 81]. Lorsque la lampe halogène est alimentée, nous obtenons à la sortie de la fibre optique multimode une puissance $P_s = 63$ nW, supposée répartie sur l'ensemble de ces modes spatiaux. L'extrémité de la fibre multimode joue le rôle d'objet à un banc d'imagerie disposé en amont de l'interféromètre utilisé (figure 12.5). L'architecture de ce banc permet d'imager la sortie de la fibre multimode avec un grandissement de un sur les deux entrées de l'interféromètre, constituées de fibres unimodales à 1550 nm et à maintien de polarisation. Dans cette configuration, ce dispositif permet le couplage à l'entrée de chaque bras de l'interféromètre d'un mode spatial unique parmi les 100 modes émis par la fibre multimode à l'entrée du banc.

Au cours de sa propagation en espace libre vers les entrées de l'interféromètre, la lumière émise par la source thermique à la sortie de la fibre optique multimode traverse un polariseur pour sélectionner uniquement ses composantes présentant un axe de polarisation rectiligne vertical. L'utilisation de cet élément permet d'adapter le rayonnement lumineux de la source, initialement non-polarisé, à une propagation dans des fibres optiques à maintien de polarisation. De plus, l'orientation de la polarisation du champ suivant un axe vertical est adaptée au processus de somme de fréquences.

À la sortie du polariseur, le faisceau lumineux traverse une lentille convergente de distance focale F = 25 mm puis un cube séparateur qui le divise en deux faisceaux de puissance équilibrée qui se propagent dans des directions perpendiculaires. Ces faisceaux sont finalement injectés dans les fibres optiques unimodales placées à la sortie du banc. Ces fibres optiques sont montées sur des platines de translation motorisées qui permettent un ajustement précis de leur position par rapport aux faisceaux lumineux à injecter (résolution du déplacement des translations : 50 nm).

Chapitre 12. Fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences en régime de comptage de photons



FIGURE 12.5 – Photographie du banc d'imagerie à deux voies utilisé pour l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique. La propagation des rayons lumineux est indiquée en jaune.

Lorsque l'injection dans les fibres unimodales placées sur le banc est optimale, nous mesurons à leur sortie une même puissance $P_s = 32$ pW, soit une atténuation de 33 dB entre la sortie de la fibre multimode alimentée par la source thermique et l'une des voies d'entrée unimodales de l'interféromètre.

L'analogie entre notre banc d'imagerie et un dispositif de synthèse d'ouverture « classique » basé sur un réseau de deux télescopes est illustrée sur la figure 12.6. Sur un dispositif à synthèse d'ouverture, les télescopes de l'instrument vont collecter le rayonnement émis par un même objet, non résolu par ces derniers. Il est alors possible de procéder à l'analyse de la cohérence spatiale de cet objet en faisant évoluer la distance (la base) entre deux télescopes du réseau.



FIGURE 12.6 – Analogie entre un dispositif à synthèse d'ouverture à deux télescopes (à gauche) et notre banc d'imagerie de laboratoire (à droite).

Avec le système d'imagerie utilisé ici, les télescopes du réseau sont remplacés par les faces d'entrée des deux fibres optiques unimodales à 1550 nm. Le cœur de ces fibres filtre spatialement une petite partie du champ émis par la face de sortie de la fibre multimode placée à l'entrée du dispositif et qui sert alors d'objet. Dans ces conditions, si ces fibres imagent la même zone du cœur de la fibre multimode, les rayonnements lumineux collectés par chacune d'elles seront spatialement cohérents et il y aura, après mélange de ces ondes, formation de franges

d'interférence avec un contraste théorique de 100%, comme pour un dispositif à synthèse d'ouverture classique où la base étudiée ne résout pas l'objet. Par analogie, nous pouvons dire que les fibres optiques du banc d'imagerie jouent ici le rôle des télescopes d'un dispositif à synthèse d'ouverture traditionnel.

Si maintenant nous modifions la position d'une des fibres unimodales, alors ces dernières ne vont plus imager la même zone de la source multimode, ce qui diminue le degré de cohérence des faisceaux collectés. Il est ainsi possible, en modifiant la position relative de ces fibres, de procéder à une analyse de la cohérence spatiale de la zone imagée à l'entrée du banc en mesurant le degré de cohérence mutuelle entre les champs collectés. Une dégradation du contraste des franges est observé et peut être calibrée en fonction de la position relative des fibres d'entrée de l'interféromètre. Cette opération est similaire à celle opérée par un dispositif à synthèse d'ouverture classique lorsque la base du réseau augmente.

Pour contrôler la validité des contrastes de franges obtenus avec l'interféromètre à somme de fréquences lors de cette analyse de la source thermique de laboratoire, nous allons comparer ces derniers à leurs équivalents obtenus lors de la même analyse avec un interféromètre de référence fonctionnant autour de 1550 nm. Pour comparer les résultats fournis par les deux interféromètres, ces derniers seront successivement connectés au même banc d'imagerie présenté sur la figure 12.6.

Dans un premier temps, l'interféromètre de référence est connecté au banc d'imagerie (figure 12.7). Cet interféromètre est réalisé à partir des composants fibrés qui vont constituer l'étage infrarouge de l'interféromètre à somme de fréquences par la suite.



FIGURE 12.7 – Schéma de l'interféromètre infrarouge de référence connecté au banc d'imagerie. P : polariseur, L : lentille, LAR : ligne à retard fibrée, OPM : modulateur de chemin optique fibré.

Les fibres optiques connectées aux deux sorties du banc d'imagerie correspondent à deux tronçons de fibre unimodale à 1550 nm et à maintien de polarisation composés chacun d'une ligne à retard fibrée grande course (dizaine de centimètres), nécessaire pour l'égalisation des trajets optiques (longueur de cohérence temporelle de la source inférieure au millimètre) et à un modulateur fibré de petite course (une centaine de micromètres) pour visualiser les franges d'interférence dans le domaine temporel.

Un coupleur fibré de coefficient de partage 50/50 permet de réaliser le mélange coaxial des deux rayonnements. Ce mélange est envoyé et observé par un détecteur infrarouge très sensible conçu par notre équipe dans des études antérieures. L'utilisation de ce type de détecteur est

nécessaire du fait de la perte de flux d'environ 30 dB présente à l'entrée du dispositif d'imagerie (polariseur, cube séparateur, sélection d'un mode spatial sur les cent disponibles à la sortie de la source thermique fibrée multimode, pertes en excès...) Le flux infrarouge observé à la sortie de l'interféromètre est de l'ordre de la dizaine de picowatts sur une bande spectrale de 10 nm autour de 1550 nm.

Après avoir annulé la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre afin de rendre l'analyse de la cohérence spatiale indépendante du spectre de la source observée, les positions des fibres unimodales positionnées en sortie du banc d'imagerie ont été ajustées pour obtenir un système d'interférence en sortie avec un contraste maximal. Les fibres imagent alors la même zone de l'objet placé à l'entrée de l'instrument. L'analyse de la cohérence spatiale de la source est alors effectuée en mesurant le contraste du système de franges d'interférence en fonction de la position transversale d'une des deux fibres du système d'imagerie par rapport à la position de référence déterminée précédemment.

Dans un second temps, le même type d'analyse de cohérence spatiale de la source thermique est effectué avec l'interféromètre à somme de fréquences. Le schéma de l'interféromètre connecté au banc d'imagerie est présenté sur la figure 12.8.



FIGURE 12.8 – Schéma de l'interféromètre à somme de fréquences connecté au banc d'imagerie pour l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique en régime de comptage de photons.

Les voies fibrées unimodales à 1550 nm de l'étage infrarouge de l'interféromètre conventionnel sont toujours connectées aux sorties du banc d'imagerie. Ces fibres font encore une fois office de télescopes permettant d'analyser la cohérence spatiale de la source thermique positionnée à l'entrée du dispositif.

Chaque tronçon de fibre à 1550 nm est connecté via un multiplexeur fibré (pour effectuer le

mélange avec le rayonnement à 1064 nm issu du laser de pompe) à un module de conversion utilisant un composant PPLN fourni par l'Université de Paderborn. L'acceptance spectrale des PPLN est égale à 0,3 nm autour de 1550 nm, ce qui correspond à une puissance « utile » injectée dans la fibre unimodale à 1550 nm de l'ordre de quelques centaines de fW. Un asservissement thermique des composants PPLN est nécessaire pour maîtriser les fonctions de transfert des cristaux non-linéaires, et convertir une partie identique du spectre infrarouge du rayonnement thermique. Le module de conversion permet de stabiliser sur un temps long les conditions d'accord de phase du fait d'un asservissement de la température du cristal au centième de degré et d'une mise sous vide du convertisseur. Cette maîtrise fine de la température permet alors de superposer parfaitement les deux courbes d'efficacité de conversion des cristaux afin de rendre le plus symétrique possible les deux voies de l'interféromètre à somme de fréquences.

Nous obtenons ainsi les courbes d'efficacité de conversion présentées figure 12.9 avec un maximum de conversion à $\lambda_s = 1545,5$ nm sur les deux bras de l'interféromètre. Le contrôle fin des températures de chaque cristal associé à un asservissement efficace permettent d'obtenir une très bonne superposition des deux acceptances spectrales. À noter que les températures des deux cristaux sont différentes afin de compenser des variations de poling d'une part, et de dispersion du guide d'autre part d'un cristal à l'autre.



FIGURE 12.9 – Superposition des courbes d'efficacité de conversion normalisées sur les deux bras de l'interféromètre à somme de fréquences. La température du cristal est $T_1 = 85,50$ °C sur le bras 1 et $T_2 = 104,25$ °C sur le bras 2. Le maximum de conversion est obtenu pour une longueur d'onde «signal» $\lambda_s = 1545,5$ nm.

Du fait de la largeur de l'efficacité de conversion (0,3 nm environ) et du rendement de conversion (de l'ordre de 0,15%, limité par la puissance de la source pompe et la non pigtailisation des cristaux), les flux attendus après mélange effectué à l'aide d'un coupleur fibré à maintien de polarisation et unimodal à 630 nm sont de l'ordre du femtowatt au maximum. Ainsi, l'utilisation d'un module de comptage de photons est nécessaire (photodiode à avalanche silicium de Laser Components), et un système d'acquisition associé à un traitement des données piloté avec un programme LabVIEW a été développé afin de mesurer les contrastes des franges en régime de comptage de photons. De manière similaire à ce qui a été vu dans la section 12.1, le signal observé est constitué de photoévénements, et nécessite une chaîne d'acquisition et un traitement des données adapté. La mesure du contraste des franges d'interférence obtenues avec les signaux convertis sur chaque bras est réalisée en intégrant les densités spectrales de puissance (DSP) des trames d'acquisition. La valeur du contraste est dégradée par deux sources de bruits : le bruit de photons et le dark-count électro-optique.

Le bruit de photons est lié au nombre de coups détectés sur une trame et a un effet d'autant plus important que le nombre de photoévénements est faible. La durée d'intégration (le nombre de trames) est alors choisie en conséquence pour que le pic « frange » observé sur la DSP intégrée soit facilement visible.

Le dark-count est dû principalement au dark-count du détecteur, soit 70 coups/seconde, car les niveaux de puissance de la pompe mis en jeu dans cette expérience sont relativement faibles (une vingtaine de milliwatts avant d'injecter dans les PPLN).

La figure 12.10, illustre les données accessibles via la DSP d'une trame d'acquisition d'un interférogramme D(t). DSP (ν_f) est la densité spectrale de puissance du pic de modulation des franges, où ν_f est la fréquence de modulation de la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre. DSP₀ est la densité spectrale de puissance du pic de fréquence nulle (valeur moyenne du signal). Le dark-count électro-optique est contenu dans le pic DSP₀, tandis que *N* est la densité spectrale de puissance du bruit de photons.



FIGURE 12.10 – Représentation d'une trame et de sa DSP. Le dark count est contenu dans la DSP_0 , les photons des franges sont modulés sont contenus dans $DSP(\nu_f)$

Les contrastes sont obtenus à partir de l'amplitude du pic à la fréquence nulle (DSP₀) et de celle du pic correspondant à la modulation à la fréquence ν_f (DSP(ν_f)). Ces contrastes sont corrigés du bruit de photons en intégrant les DSP sur un grand nombre de trames, puis en utilisant la méthode de WIRNITZER déjà évoquée dans la partie précédente[Longueteau 03].

Pour procéder à l'analyse de la cohérence spatiale de la source infrarouge avec l'interféromètre à somme de fréquences, après s'être assuré de la bonne superposition des deux courbes d'efficacité de conversion des deux convertisseurs de fréquence, nous suivons une procédure expérimentale identique à celle de la mesure de référence : réglage de la différence de marche, optimisation du banc d'imagerie. Ces différents réglages se font en alimentant la fibre multimode d'entrée du banc d'imagerie par une source SLED centrée autour de 1550 nm pour travailler en fort flux avec un détecteur visible conventionnel.

Une fois le banc d'imagerie et l'interféromètre à somme de fréquences optimisés, nous ali-

mentons le banc à l'aide de la source thermique et modifions la position relative du cœur de la fibre optique placée à l'entrée du bras 2 de l'interféromètre suivant l'axe *x* pour faire varier le degré de cohérence (diminution du contraste des franges) entre les deux signaux convertis sur chaque bras.

Le nombre moyen de photons détectés est de l'ordre de 1000 ph/s à la sortie de l'interféromètre, soit une puissance égale à 0,5 fW dans le visible en tenant compte du rendement du détecteur APD-Si (70%).

Pour chaque position transversale de la fibre optique du système d'imagerie, l'acquisition du signal converti à l'aide du module de comptage de photons est effectuée en intégrant les DSP sur 500 trames de 100 ms chacune.

12.2.3 Principaux résultats

Les contrastes des systèmes de franges d'interférence ont été mesurés d'une part en fort flux avec l'interféromètre infrarouge de référence, et d'autre part en régime de comptage de photons avec l'interféromètre à somme de fréquences. Avec l'interféromètre infrarouge de référence, nous avons mesuré un contraste maximum de 89,1% lorsque les champs collectés par les télescopes du banc d'imagerie sont à leur maximum de cohérence. Cette donnée est à mettre en relation avec le contraste maximum de 89,3% obtenu dans les mêmes conditions avec l'interféromètre à somme de fréquences, soit un écart relatif inférieur à 1%.

La figure 12.11 présente la comparaison des deux courbes normalisées, représentant l'évolution du contraste des franges d'interférence en fonction de la position relative des fibres d'entrée, obtenu d'une part avec l'interféromètre infrarouge de référence, d'autre part avec l'interféromètre à somme de fréquences.

Nous observons sur cette figure que la fonction de visibilité mesurée avec l'interféromètre à somme de fréquences coïncide avec la mesure de référence. En effet, nous constatons que les ajustements numériques des différentes mesures, réalisés à partir des points expérimentaux, sont parfaitement superposés à l'incertitude des mesures expérimentales près. Nous observons notamment ici une différence de largeur à mi-hauteur entre les deux analyses de 1,5 µm sur une étendue totale de mesure d'environ 50 µm, soit une erreur relative de 3%.

La similitude des résultats expérimentaux obtenus ici démontre bien que le processus de somme de fréquences mené simultanément sur les deux bras de l'interféromètre n'a aucune incidence sur le mesure de la cohérence spatiale d'une source thermique. Nous avons pu convertir le faible flux émis par une source thermique de type corps noir jouant le rôle de source astrophysique en utilisant un laser de pompe de puissance relativement élevée, et ce malgré la très forte différence de puissance entre les deux ondes interagissant dans le cristal non-linéaire.

Cette étude de principe nous permet d'attester de la légitimité de notre proposition concernant le mariage de la technique d'imagerie par synthèse d'ouverture et du processus de somme de fréquences pour répondre à la problématique de la détection et de l'analyse de la cohérence spatiale d'objets astronomiques faiblement lumineux.

Chapitre 12. Fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences en régime de comptage de photons



FIGURE 12.11 – Comparaison des résultats obtenus lors de l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique avec l'interféromètre de référence (infrarouge, régime de fort flux) et l'interféromètre à somme de fréquences (visible, régime de comptage de photons). Les courbes représentent un ajustement numérique des résultats expérimentaux.

12.3 Encadrements et publications

Coencadrement de thèses

[E 1] DAMIEN CEUS,

« Interféromètre à conversion de fréquence pour l'imagerie à haute résolution angulaire : validation de la technique de clôture de phase et fonctionnement en régime de comptage de photons »,

Date de soutenance : 21 octobre 2011, bourse Région. Directeur de thèse : FRANÇOIS REYNAUD

[E 3] JEAN-THOMAS GOMES,

« Mise en place de processus de génération de somme de fréquences optiques larges bandes dédiés à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie », Date de soutenance : 4 octobre 2013, bourse DCACE Directeur de thèse : FRANÇOIS REYNAUD, Laurent DELAGE

Publications dans des revues à comité de lecture

- [PI 19] « Contrast and phase closure acquisitions in photon counting regime using a frequency upconversion interferometer for high angular resolution imaging »,
 D. CEUS, L. DELAGE, L. GROSSARD, F. REYNAUD, H. HERRMANN and W. SOHLER,
 Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (IF : 4,9) first published online February 7, DOI :10.1093/mnras/sts654, 9 pages (2013)
- [PI 20] « Laboratory Demonstration of Spatial-Coherence Analysis of a Blackbody through an Up-Conversion Interferometer »,
 J.T. GOMES, L. DELAGE, R. BAUDOIN, L. GROSSARD, L. BOUYERON, D. CEUS, F. REYNAUD, H. HERRMANN and W. SOHLER,
 Physical Review Letters (IF : 7.9) 112, 143904 (2014)

Conférences internationales à comité de lecture et actes publiés

[CI 20] « How non linear optics can merge interferometry for high resolution imaging », CEUS D., REYNAUD F., TONELLO A., DELAGE L. AND GROSSARD L., International Conference on Space Optics, ICSO, October 4th-8th, 2010 Rhodes Island, Greece

Rapports de contrats

[RC 3] « Étude d'un interféromètre à somme de fréquences fonctionnant en régime de comptage de photons »

J. T. Gomes, R. Baudoin, P. Darré, D. Ceus, L. Grossard, L. Delage et F. Reynaud Contrat CNES, R-S13/SU-0002-042, DA N° 10096649, novembre 2014

Contrast and phase closure acquisitions in photon counting regime using a frequency upconversion interferometer for high angular resolution imaging

D. Ceus¹, L. Delage¹, L. Grossard¹, F. Reynaud^{1*}, H. Herrmann², and W. Sohler²

¹Xlim Photonique Department, UMR CNRS 7252, 123 av. Albert Thomas, 87000 Limoges, France ²Universität Paderborn, Angewandte Physik, Warburger Str. 100 - 33098 PADERBORN, Germany

Accepted... Received... ; in original form...

ABSTRACT

In the context of new generation instruments for astronomical interferometer, we have developed in laboratory a new kind of optical interferometer using the frequency conversion of the star light. We investigate the sensitivity limit and reliability of our so-called upconversion interferometer when operating in photon counting mode. For this purpose, we had implemented a laboratory test bench including two three arm interferometers dedicated to high angular resolution imaging. The first classical one works at the same wavelength than the laboratory star (infrared) and operates with high optical flux levels (used as a reference interferometer). The second one, under test, uses Sum Frequency Generation in a non-linear optical waveguide placed on each arm to shift the wavelength of the infrared laboratory star to the visible domain. The observables are obtained in photon counting operation, involving signal processing to recover unbiased data. The reference measurement (high flux complex visibilities in infrared) and the upconversion interferometer observables (complex visibilities obtained in photon counting regime) are in good agreement. We notice a degradation on the phase closure terms reliability for low values of the triple product (bispectrum). We estimate from the experimental results the related limiting magnitude for several configurations using an upconversion interferometer.

Key words: Instrumentation: interferometers, Methods: laboratory, Techniques: miscellaneous

1 INTRODUCTION

In astronomy, the aperture synthesis technique is a powerful way to reach high angular resolution through the analyse of the collected optical fields cross correlation. Multi-aperture telescope arrays, such as CHARA (Center for High Angular Resolution Array), VLTI (Very Large Telescope Array) or NOI (Navy Optical Interferometer), allow to access to nanoradian angular resolution at a 1 μ m wavelength operation. The observables acquired with these interferometers are used for a model fitting or processed by an image restoration algorithm to estimate the angular intensity distribution of the observed object (Renard 2011; Baron 2012). The low level of collected flux associated with the global optical losses of the instrument lead to the detection of very weak levels of light. In the visible domain, the measurements of these observables can be achieved in photon counting regime (Bonneau 2010). Our team works for a few years on a cost-effective technique that brings the advantages of using the efficient photon-counting detectors, the spatial filtering devices and the low optical loss beam transport components,

158

for infrared radiations (medium-infrared or far-infrared). Our technique is based on the frequency conversion of star light from the infrared to wavelengths where more efficient optical components and detectors are available (near-infrared and visible). Before applying the frequency conversion technique to a real interferometer, several steps must be validated to ensure that the frequency conversion process preserves reliable acquisitions of the observables and can thus lead a proper image reconstruction.

For this purpose, we have developed a high angular resolution interferometer laboratory breadboard where the upconversion (Sum Frequency Generation (SFG) process) is simultaneously applied on each interferometric arm. The first experiments carried out with our so called upconversion interferometer were dedicated to the measurement of the fringes contrasts (Brustlein 2008) and the phase closure (Ceus 2011). These experiments showed a perfect agreement between an upconversion interferometer and a classical acquisition of the observables. As first steps, these experimental studies were achieved in a high flux level configuration. Over this proof of principle study, the infrared wavelength to be converted has been selected in order to take advantage of the mature and available technologies at 1.55 μ m. These results in near-infrared could

2 D. Ceus et al.

be extrapolated to medium-infrared and far-infrared thanks to the development of dedicated SFG devices. This point is not addressed in the present paper.

In this article, we present the implementation of an upconversion interferometer operating in photon counting mode. This step is mandatory to evaluate the limits of detection of an upconversion interferometer and to prove the reliability of this new kind of instrument in a real astronomical configuration.

Section 2 recalls some basic knowledge on the observables to be acquired with an interferometer in high level and in photon counting regime, and the properties of our frequency conversion device. Section 3 reports on the description of the experimental set-up used for this study. Then, from our experimental results, we estimate the limiting magnitude reachable with a 1 m, a 2 m and an 8 m class mirror used in a three telescope array.

2 GENERAL INFORMATION

2.1 Observables to be acquired with an astronomical interferometer

An astronomical interferometer is dedicated to provide information on the spatial intensity distribution of the optical target through the acquisition of the interferometric fringes. The reliability of these measurements makes necessary the use of a steady interferometer calibrated on a reference object. In this framework, uncontrolled differential defaults (chromatic dispersion, polarization, intensity level...) between the interferometric arms have to be minimized to avoid a loss of information. To prevent these problems, the interferometer shall be designed with spatial filtering components (Froehly 1981; Coudé du Foresto 1997), polarization maintaining components and chromatic dispersion balanced interferometric arms (Delage 2000). The data processing has to include an accurate measurement of the photometric level at the output of each interferometric arms to take into account the photometric contribution to the global contrast. The instruments FLUOR (Coudé du Foresto 1996), IONIC (Berger 2003), PIONIER (Le Bouquin 2011) and AMBER (Petrov 2007) comply with most of these requirements. Fig.1 shows an example of schematic drawing of an astronomical interferometer in a three telescope configuration. The light coming from the astronomical target is collected by the telescope array. The optical fields propagate along the interferometric arms passing through the delay lines to equalize the optical paths. Light beams propagate in a set of single-mode and polarization maintaining optical fibres and couplers (integrated components or optical fibre devices). The fringe pattern can be observed in the spatial or temporal domain. In our experimental set-up, we used a temporal display of the interferometric signal. This principle is reminded on Fig.2 in the case of a non redundant temporal optical path modulations. The accurate control of the optical path length modulation between the interferometric arms allows us to choose the number of fringes per frame related to a pair of telescopes. At the output of the optical coupler, the temporal interferometric pattern, called I(t), is detected. Its mathematical expression is given by

$$I(t) = I_1 + I_2 + I_3 + 2\sqrt{I_1 I_2} C_{12} \cos(mod_{12}(t) + \varphi_{12} + \varphi_2 - \varphi_1) + 2\sqrt{I_2 I_3} C_{23} \cos(mod_{23}(t) + \varphi_{23} + \varphi_3 - \varphi_2) + 2\sqrt{I_3 I_1} C_{31} \cos(mod_{31}(t) + \varphi_{31} + \varphi_1 - \varphi_3)$$
(1)

where I_i is the flux in the interferometric arm *i*, C_{ij} and φ_{ij} are the fringe contrast and the phase terms of the complex visibility respec-



Figure 1. Schematic drawing of a three-arm astronomical interferometer. T_i is the i-th telescope, b_{ij} is the baseline between the T_iT_j pair of telescopes. φ_i is the phase term due to the atmospheric turbulence, linked to the T_i telescope. OPM: Optical Path Modulator and DL: Delay line.



Figure 2. Acquisition of the interferometric signal in the temporal domain. The optical path difference modulations between the interferometric arms allows us to encode separately the fringes related to a pair of telescopes.

tively measured for a pair of telescopes T_iT_j . $mod_{ij}(t) = 2\pi f_{ij}t$ is the temporal modulation with $f_{12} \neq f_{23} \neq f_{31} \neq 0$ the fringe number respectively related to the T_1T_2 , T_2T_3 and T_3T_1 pair of telescopes. φ_i , related to a T_i telescope, is a random phase term due to the atmospheric turbulence or mechanical vibrations along the interferometric arm i.

The observables are the complex visibilities (V_{ij})

$$V_{ij} = C_{ij} exp^{j\varphi_{ij}} \tag{2}$$

The Zernike Van Cittert theorem (see (Born 1980) for details) yields a Fourier transform relation between the complex visibility of the interferences and the spatial spectrum of the angular distribution $O(\vec{\Omega})$ of the observed object, with $\vec{\Omega}$ the angular direction. In the case of a temporal acquisition of the interferometric pattern, the observables are extracted through a Fourier Transform (FT) of I(t), written $\tilde{I}(f)$. For an high level signal, assuming there is no significant noise, $\tilde{I}(f)$ is expressed as

$$\tilde{I}(f) = (I_1 + I_2 + I_3)\delta(f) + \sqrt{I_1I_2}V_{12}\delta(f - f_{12}) + \sqrt{I_2I_3}V_{23}\delta(f - f_{23}) + \sqrt{I_3I_1}V_{31}\delta(f - f_{31}),$$
(3)



Figure 3. Interferometric signals and related spectrum modulus for high flux level signal (I(t)) (top) and the photon counting signal (D(t)) (bottom). The photon noise induces a quantized intensity detection and induces a background noise in the spectrum.

where δ denotes the Dirac distribution function. Fig.2 shows the temporal interferometric signal and its related normalized FT.

The acquisition of the complex visibilities with an optical interferometer is corrupted by a random phase distortion (φ_i) (see eq. (1)) due to the atmospheric turbulence and/or the instrument vibrations. The phase of the object spectrum related to one visibility can not be directly retrieved. The Jennison's phase closure technique (Jennison 1958) allows us to extract a phase information exclusively concerning the object spectrum. For this purpose, a linear combination of phase terms equal to ϕ is measured. For a threearm interferometer, the product of the three experimental complex visibilities V_{12} , V_{23} and V_{31} related to the pair of telescopes T_1T_2 , T_2T_3 and T_3T_1 respectively, yields the phase closure

$$\phi = (\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_{12}) + (\varphi_2 - \varphi_3 + \varphi_{23}) + (\varphi_3 - \varphi_1 + \varphi_{31})$$

= $\varphi_{12} + \varphi_{23} + \varphi_{31}$ (4)

Our test bench is dedicated to the measure of C_{ij} and ϕ extracted from the interferometric signal. We achieved the acquisition of the interferometric signal in two optical intensity levels as represented on Fig.3. The first one (top curve), previously called I(t) is acquired with high optical flux level, for which the photon noise is non significant. Reaching the photon counting mode (bottom curve), the interferometric signal, called D(t) is a digital acquisition of photoevents. Contrary to the high flux level, the FT of D(t) is now corrupted by a white noise called photon noise. Photon noise must be taken into account to extract reliable complex visibilities in photon counting regime.

The expression of the uncorrected contrast is

$$C_{ij}^{u} = \frac{1}{K_{ij}} \sqrt{\left\langle \tilde{D}_{ij}^{(2)} \right\rangle_{N_{f}}}$$
(5)

where K_{ij} is a normalization factor depending on the bias correction and the photometric level of the interferometric arms, $\langle \rangle_{N_f}$ is the average operator applied to a number of N_f frames and $\tilde{D}_{ij}^{(2)}$ is the squared modulus of the FT[D(t)] related to a T_iT_j pair of telescopes. $\tilde{D}_{ij}^{(2)}$ is called the power spectrum of D(t). According tp (Wirnitzer 1985; Longueteau 2003), the corrected measurement of the contrast in photon-counting mode can be computed by

$$C_{ij}^c = \frac{1}{K_{ij}} \sqrt{\left\langle \tilde{D}_{ij}^{(2)} \right\rangle_{N_f} - \langle N_m \rangle_{N_f}} \tag{6}$$

where $\langle N_m \rangle_{N_f}$ is the mean number of photons per frame. The expression of the uncorrected phase closure is

$$\phi^{\mu} = arg\left[\langle \tilde{D}_{32,21}^{(3)} \rangle_{N_f}\right], \tag{7}$$

where $\tilde{D}_{32,21}^{(3)}$ is the bispectrum acquired in photon-counting regime. The corrected measurement of the phase closure term can be computed by

$$\phi^{c} = arg \left[\langle \tilde{D}_{32,21}^{(3)} \rangle_{N_{f}} - \langle \tilde{D}_{21}^{(2)} \rangle_{N_{f}} - \langle \tilde{D}_{23}^{(2)} \rangle_{N_{f}} - \langle \tilde{D}_{31}^{(2)} \rangle_{N_{f}} + 2 \langle N_{m} \rangle_{N_{f}} \right]$$

$$(8)$$

2.2 Principle of the Sum Frequency Generation

Through the interaction of different optical fields in a suitable non-linear crystal, the SFG is a process which allows us to convert an infrared wave into the visible spectral range. The Lithium Niobate (LiNbO₃) crystal is a good candidate to achieve this conversion process. The LiNbO₃ has a window transparency ranging from 500 to 5 000 nm, a strong non-linear coefficient and a mature manufacturing technology (Nikogosyan 2005). By mixing a signal wave (at λ_s) with a pump wave (at λ_p) in the non-linear LiNbO₃ crystal, we can generate a converted wave at the sum-frequency according to

$$\frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_c} \tag{9}$$

An efficient frequency conversion occurs when the three copropagating waves are phase matched. This requirement is expressed by a relationship between the wavenumbers (k_i) in the propagation medium

$$\Delta k = k_c - k_s - k_p = 0 \tag{10}$$

where $k_i = 2\pi n_i/\lambda_i$, with n_i (i = s, c, p) the refractive index depending on the propagation neutral axis of the birefringent non-linear medium. This way, the polarization orientation of the beams must be carefully chosen to comply with the phase matching relation, eq. (10). In addition, an efficient conversion requires a strong confinement of the interacting optical fields over a long interaction length. This can be obtained by using single-mode waveguide to propagate the beams.

In practice, we use a periodically poled LiNbO₃ (PPLN) with a specific poling period Λ , and we talk about the quasi-phase matching (Boyd 2008)

$$\Delta k_Q = k_p + k_s - k_c + \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \tag{11}$$

Judiciously choosing the doublet (λ_s, λ_p) allows us to take advantage for the converted signal of mature waveguide technologies such as optical fibres or integrated components. For our experimental principle demonstration, we choose a wavelength doublet $(\lambda_s = 1542 \text{ nm}, \lambda_p = 1064 \text{ nm})$. According to eq. (9), the wavelength of the converted signal is $\lambda_c = 630 \text{ nm}$. In this configuration, one infrared photon can be efficiently detected in the photon counting regime with an hybrid process including a wavelength change and an avalanche photodiode Silicon detection.

The frequency conversion efficiency η is given by

$$\eta = \frac{I_c}{I_s} \tag{12}$$

4 D. Ceus et al.



Figure 4. Simulation of the intensity evolution of the converted signal as a function of the source signal λ_s . Parameters of the simulation: PPLN-waveguide length = 4 cm, oven temperature=90°C, $\lambda_p = 1.064$ nm and $\Lambda = 10.85 \ \mu$ m.

where I_s is the intensity of the source signal and I_c is the converted signal. The expression of I_c is theoretically given by

$$I_c = K(2\pi\nu_c)^2 I_p I_s L^2 \left(\frac{\sin\left(\Delta k_Q L/2\right)}{\Delta k_Q L/2}\right)^2$$
(13)

where *K* is a parameter related to the optical properties of the PPLN, I_p is the intensity of the pump source and *L* the crystal length. Fig.4 shows the theoretical evolution of I_c as a function of the signal source λ_s around 1 542 nm. The full width at half maximum of this curve is the spectral acceptance ($\Delta\lambda$) of the PPLN (0.3 nm in our experimental configuration). Conclusively, for a quasi monochromatic pump source, $\Delta\lambda$ gives the spectral bandwidth of the source signal to be converted. Notice that the PPLN waveguides are placed in an oven to adjust the temperature, and thus, the quasi-phase matching condition.

2.3 Upconversion interferometer concept

Our proposal aims to insert a SFG module in each arm of a classical three-telescope interferometer in order to benefit from mature technologies concerning coherent transport and the photon counting detection after frequency conversion. An overview of one upconversion arm is drawn on Fig.5.

By using a PPLN-waveguide, a frequency conversion can be achieved while providing a single-mode propagation and a polarization maintaining of the converted wave. These requirements are mandatory in an interferometric context where the goal is to acquire steady and well calibrated fringes.

The light collected by the telescope is mixed with a pump source by means of a multiplexer. Then, the optical fields are injected in a PPLN-waveguide where the SFG process takes place. At the output of this waveguide, the converted wave is collimated and reaches a spectral filtering stage to reject the residual pump source. After passing through a delay line, the converted wave is injected in a 630 nm single-mode polarization maintaining optical fibre. The fields at the output of each interferometric arm are mixed together. The temporal interferometric pattern is acquired in the visible domain with a Si photon counting detector.

The whole upconversion interferometer is described in the following part. Working in photon counting mode, this configuration



Figure 5. Representation of one upconversion interferometric arm. The star light, collected by a telescope, co-propagates with the pump source by means of a multiplexer. Then, these optical fields are injected together in a non-linear crystal (PPLN-waveguide) placed in a temperature stabilized oven. The converted signal coming out from the waveguide passes through a spectral filtering stage and feed a single-mode optical fibre.

must be tested to evaluate the sensitivity limit of this new kind of instrument.

3 DESCRIPTION OF THE HIGH ANGULAR RESOLUTION UPCONVERSION INTERFEROMETER TEST BENCH

The experimental set-up, drawn on Fig.6, can be split into four main subsystems:

a) A star simulator: the test-object was a point-like source or a binary star with an adjustable photometric ratio.

b) A telescope array: three telescopes in a one-dimensional linear configuration.

c) An infrared interferometer: used as a reference interferometer with high flux level. This instrument, called MAFL (Multi Aperture Fiber Linked) interferometer has been used in a previous work (Olivier 2007) and allows accurate and reliable measurements of complex visibilities with a 1550 nm wavelength radiation.

d) An upconversion interferometer: instrument under test in photon-counting mode.

We can notice that the optical devices used in our experiment are spatially single-mode and based on polarization maintaining components at the operating wavelength(s). For our proof of principle experiment, we use telecommunication wavelength sources and components for availability and cost reasons. The star simulator, (see Fig.6a), is either a point-like source used to calibrate the interferometer, or a binary star (with a μ -adjustable photometric ratio) used as a test object. For this purpose, the light emitted by a distributed feedback laser (DFB) ($\lambda_s = 1542$ nm) feeds an adjustable 1 to 2 fibre coupler. Its first output feeds an optical switch, allowing to turn on/off one of the two stars. The second output is connected to 500 m optical fibre longer than the 100 m coherence length of the DFB laser. This ensures the spatial incoherence of this binary star. The two fibre ends, glued on a Vgroove, are spaced by 27.9 μ m and placed in the focal plane of a collimating lens with a 1900 mm focal length and a 190 mm diameter. The resulting characteristics of our laboratory object corresponds to two spatially incoherent pointlike stars with an $\Omega_0 = 14.7 \,\mu$ rad angular separation, an adjustable photometric ratio μ and the possibility to switch on/off one of the two stars. The angular intensity distribution of the two point-like



Figure 6. Whole experimental setup including the upconversion test bench used in photon counting mode and the infrared interferometer used in high flux level. DFB: Distributed Feed Back laser at 1542 nm, CL: Collimating Lens, *nb* the baseline between a couple of telescopes $T_i T_j$ with *n* an integer and b = 16 mm, Mux: allows the combination of the signal at 1542 nm and 1064 nm, PPLN: Periodically Poled Niobate Lithium, MAFL: Multi-Aperture Fibre Linked Interferometer, T(°C): temperature controller, IF: Interference Filter at $\lambda = 630$ nm ± 20 nm, L: Lens, P: Prism. The delay lines are used for precision optical path length control in the infrared and visible interferometers. The attenuators allow the upconversion interferometer to operate in photon counting mode

sources can be written as

$$O(\Omega) = \delta(\Omega - \Omega_0/2) + \mu\delta(\Omega + \Omega_0/2)$$
(14)

The angular Fourier Transform of Eq.14 gives the object spectrum \tilde{O}

$$\tilde{O}(N) = \exp\left(-j\pi N\Omega_0\right) + \mu \exp\left(j\pi N\Omega_0\right)$$
(15)

where $N = bn_{ij}/\lambda_s$ is the spatial frequency related to the T_iT_j pair of telescopes. According to the the Zernike Van Cittert theorem, the normalized visibility is expressed as

$$V_{Normalized} = \left| \frac{\tilde{O}(N)}{\tilde{O}(0)} \right| \exp\left(j \arg[\tilde{O}(N)] \right)$$
(16)

According to eq. (15) and eq. (16), the normalized contrast is

$$\left|\frac{O(N)}{\tilde{O}(0)}\right| = \frac{\sqrt{\left((1+\mu)\cos\left(\pi N\Omega_0\right)\right)^2 + \left((\mu-1)\sin\left(\pi N\Omega_0\right)\right)^2}}{1+\mu}$$
(17)

From eq. 15, the resulting phase can be written as

$$\arg[\tilde{O}(N)] = \arctan\left(\frac{\mu - 1}{\mu + 1}\tan(\pi N\Omega_0)\right)$$
(18)

The phase closure ϕ is derived from eq. (4) according to eq. (18). As one can appreciate, adjusting the photometric ratio between the two stars of the simulator (i.e. the μ -parameter) allows us to arbitrary set the contrasts and the phase terms.

The three-telescope array, (see Fig.6b), collects the optical light emitted by the binary star. A T_i telescope is composed of an achromatic doublet (f = 10 mm) feeding a spatially single-mode and polarization maintaining optical fibre located in its focal plane.

Figure 7 shows several simulations of the contrasts product and the phase closure terms for four configurations of our telescope 62array. In our experiment, we choose the configuration where a T_1T_2



Figure 7. Simulation of the contrast triple product $(C_{12}C_{23}C_{31})$ and the phase closure (Φ) plot as a function of the adjustable photometric ratio (μ) for several configurations of the three-telescope array.

pair of telescopes is spaced by a $b_{12} = 16$ mm separation and a T_2T_3 by $b_{23} = 32$ mm. This configuration exhibits significant variation of the observables while adjusting the μ -parameter of the laboratory star. This configuration is convenient for testing the reliability of our measurements.

Temporal modulations of the optical paths are applied before the optical couplers that split the beams either to the infrared interferometer or to the upconversion interferometer. This way, the optical phase modulations are exactly the same for visible and infrared waves. These optical couplers are not balanced in intensity. This way, 90% of the infrared signal is routed to the infrared interferometer, (see Fig.6c), previously developed by our team for the Multi Aperture Fibre Linked Interferometer project (Olivier 2007). This infrared interferometer has demonstrated its accuracy and reliability for the acquisition of the contrasts and phase closure terms of an infrared object. It is used as reference.

The 10% remaining of the infrared signal are attenuated through adjustable fibred attenuators, then the infrared light fed three identical optical frequency conversion benches.

6 D. Ceus et al.

Let us describe one of these frequency conversion benches in detail. The frequency conversion of the attenuated infrared wave is achieved in a PPLN-waveguide pumped by a 1064 nm YAG laser. Notice that the pump source is shared out among the frequency conversion benches. Then, the infrared signal and the pump source are injected together in a 40 mm PPLN-waveguide with a 11.3 μ m poling periodicity. Its temperature is stabilized at about $90^{\circ}C$. At the output of the PPLN, the optical waves pass through a spatial filtering stage used to separate the converted signal from the residual pump source. For this purpose, the converted signal is collimated and passes through a prism and an interference filter centred on the wavelength of the converted signal. Finally, the collimating beam is focused and injected in an optical fibred delay line. A beam shutter, placed between the prism and the interference filter, allows us to switch on/off the converted signal. This way, it is possible to access the photometry on the arms of the upconversion interferometer by acting successively on the beam shutters.

The three-upconverted optical fields are combined with an Xcube (Delage 2000). This device has 4 inputs and 4 outputs. In our experimental configuration, it is used as a symmetrical 3 to 1 coaxial combiner, allowing to display the interferometric pattern in the visible domain. The optical path lengths of the upconverted interferometric arms are equalized by adjusting the path length of the visible delay line. The interferometric signals are detected with a Silicon photon counting module characterized by a 60% detection efficiency at 630 nm and a 160 Hz dark count average.

The raw data coming from the photon counting detector are acquired and processed to extract C_{ij}^u , C_{ij}^c , ϕ^u and ϕ^c . The adjustment of the optical fibre attenuators allows us to achieve the acquisition of the observables for different flux levels.

4 EXPERIMENTAL RESULTS

As seen previously, setting the μ -parameter of the star simulator changes the contrast and the phase closure terms. The observables are extracted from the interferometric signal measured in high flux level (with the infrared interferometer) and in photon-counting mode (with the upconversion interferometer).

Several steps are necessary to calibrate the upconversion interferometer:

(i) Photometry measurements on the interferometric arms with a bright point-like star.

(ii) Fringe acquisition and calibration of the observables with the bright point-like star used in step one.

(iii) Switch-on of the second point-like star.

(iv) Tune the attenuators to reach the expected photon-counting level.

(v) Photometry measurements on the interferometric arms with the two point-like stars.

(vi) For one μ parameter: acquisition of the contrasts and the phase closure terms.

(vii) Change the μ parameter, switch-off one star, then back to step one.

The contrasts and phase closure terms are extracted after an averaging of 29.5 s, corresponding to 30 successive acquisitions. Each acquisition is composed of 30 successive frames of the interferometric signal, with 32.8 ms duration per frame. Both interferometers are synchronized to extract the observables at the same time.

The calibration step of the interferometers was mandatory to

get reliable experimental results. This step is done on a point-like star, giving contrast and phase closure terms theoretically equal to 1 and 0 respectively. This way, we correct the experimental bias up to get $C_{ij} = 1$ and $\phi = 0$.

The contrast and the phase closure are measured for four photon-counting levels: 1 068 ph/frame, 305 ph/frame, 76 ph/frame and 27 ph/frame (i.e. 35 000 ph/s, 10 000 ph/s, 2 500 ph/s and 880 ph/s respectively). The lowest level investigated is imposed by the dark counts of the visible detector. Indeed, a level of 27 ph/frame (converted photons and dark counts) corresponds to around 7.3 ph/frame of converted photons for one interferometric arm. This photon counting level is of the same order than the 5 ph/frame of dark counts (i.e. $SNR \approx 1$).

We have checked the influence of the pump source on the photon-counting events. Without any signal source and only the pump source propagating in the PPLN-waveguides, the number of photon per frame does not change. This demonstrates that no additional non-linear noise is detected and the flux level limitation is only related to the dark counts of the detector.

The contrasts (Fig.8) and the phase closure (Fig.9) measurements achieved in photon counting mode are plotted as a function of the contrast and phase closure measurements achieved in high flux regime with the reference infrared interferometer. A perfect operation of the upconversion interferometer would lead to an experimental curve aligned with the y = x one. The red crosses plot the raw signal and the black crosses the corrected signal using the equations 6 and 8. For an easier representation of the results, we plotted the error bar of the lowest photon counting flux level. In this case, the error bars are in the range of 4.10^{-3} and 11 mrad for the contrasts and the phase closure measurements respectively. These very low dispersions of contrasts and phase closure measurements demonstrate the stability of our upconversion interferometer.

When the photon-counting signal level decreases, the uncorrected contrasts give biased information while the effect of Wirnitzer bias corrections applied to the contrast measurements is obvious. As one can appreciate, even for the lowest optical flux level (27 ph/frame), the corrected contrasts obtained with the upconversion interferometer are in perfect agreement with the reference interferometer results (data aligned with the y = x curve).

Let us focus on the phase closure acquisition. We can see on Fig.10 that lower values of phase closure are in agreement for the upconversion and reference interferometers. As previously described (Longueteau 2003), when the number of photon becomes very low, the acquisition of the phase closure terms is corrupted. According to our simulation (based on Wirnitzer bias corrections formulas), the phase closure corruption is related to the value of the triple product ($C_{12}C_{23}C_{31}$). As one can appreciate on Fig.10, plotting ours simulated and experimental results, the high triple product values (\approx 1) gives rise to small phase closure deviations whereas the small triple product values (≤ 0.1) are related to high phase closure deviation. This way, reliable acquisitions in photon-counting regime of the phase closure terms must be done taking care of the triple product values.

According to the experimental results obtained with our upconversion interferometer configuration, the next paragraph presents the m_H limiting magnitude in H-band for several experimental configurations of a three-arm interferometer.



Figure 8. The contrasts measured in photon counting mode are plotted as a function of the contrasts measured for high flux levels. The red crosses plot the uncorrected signals and the black crosses the corrected contrasts. Errors bars, not plotted here are in the range of $3.87 \ 10^{-3}$.



Figure 9. The phase closure measured in photon counting mode are plotted as a function of the contrasts measured for high flux levels. The red crosses plot the uncorrected signals and the black crosses the corrected phase closures. Errors bars, not plotted here are in the range of 11.2 mrad.

5 LIMITING MAGNITUDE ESTIMATION OF AN UPCONVERSION INTERFEROMETER CONFIGURATION

To comply with the astronomical interferometers context, we estimate the limiting magnitude in H-band for several configurations of a three telescope upconversion interferometer (see Fig.11). The following magnitude estimations are based on the determination of the smallest optical flux level necessary for a proper operation of the upconversion interferometer equal to 27 ph/frame.

The magnitude estimation strongly depends on the optical properties of the components to be inserted in the interferometer. Since our test bench is a demonstrator, its components were not fully optimized. Nonetheless, we compute several magnitude based on our test bench properties and for two upgraded configurations of the upconversion interferometer (using commercially available components). For these configurations, the limiting magnitude is given for several mirror size. These estimations are based on an upconversion interferometer configuration using spatial filtering (spatially single-mode waveguides) and polarization maintaining components.

First, let us recall the expression of the magnitude m_H

$$m_H = -2.5 \log\left(\frac{F}{F^0}\right) \tag{19)64}$$



Figure 10. Experimental (crosses), simulation (dots) of phase closure terms and triple product (dash line) are plotted versus the phase closure terms measured in high flux level.

where $F^0 = 1.21 \times 10^{-13} \text{ W.}\mu\text{m}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ is the reference flux level of Vega in H-band centred at 1.62 μm and F the one for the observed star.

Equation 19 can be written as

$$m_H = -2.5 \log\left(\frac{\Phi}{\Phi^0}\right) \tag{20}$$

where Φ and Φ^0 are the observed and reference intensity level respectively (given in Watt). The computation of Φ^0 is given by

$$\Phi^0 = S_T F^0 \Delta \lambda \tag{21}$$

where S_T is the collecting surface of the telescope and $\Delta\lambda$ the converted infrared spectral bandwidth equal to the spectral acceptance of the non-linear process. The estimation of Φ^0 will be performed for $\Delta\lambda = 0.3$ nm and $\Delta\lambda = 3$ nm. This last figure is related to a future configuration where wide-band frequency conversion benches would be used (in development in our laboratory).

 Φ is the estimated minimum intensity that must be collected by one telescope. Its expression is given by

$$\Phi = \frac{\Phi_{upconv}}{T_{inj}T_{mux}T_{SFG}T_{dl}T_{coupler}\eta_{detection}}$$
(22)

where Φ_{upconv} is the minimum flux level of converted signal equal to $N_{conv} \times hv_c$, with h the Planck constant and $N_{conv} = 223$ ph/s for one interferometric arm. T_{ini} is the coupling efficiency from a telescope to the single-mode optical waveguide of our PPLN (Shaklan 1988). We set the T_{inj} parameter assuming a Strehl ratio of 0.6 and a coupling efficiency in a single-mode waveguide of 42% taking into account a relative central obstruction (Coudé du Foresto 1996). T_{mux} takes the optical coupling of the pump source and the infrared starlight in the multiplexer output into account. T_{SFG} is the transmission efficiency of the whole frequency conversion bench. Notice that this parameter takes the frequency conversion efficiency of the PPLN and the optical losses through the filtering stage into account. T_{dl} characterizes the optical transmission of the delay line. We keep the test bench value, due to the fact that delay line transmission of current interferometers are difficult to find. $T_{coupler}$ is the global transmission of the optical recombination stage of the upconversion interferometer. $\eta_{detection}$ is the quantum efficiency of the Si photon-counting detector.

We evaluated three configurations. The first one, called "A", uses the data corresponding to the current configuration presented in this paper. The second one, "B", is a configuration using the



Figure 11. A three arm upconversion interferometer configuration for limiting magnitude estimation.

[h]

Table 1. Transmission values for the A, B and C configurations of the upconversion interferometer. "A" configuration corresponds to the current parameters of the upconversion interferometer, "B" configuration uses the best components available in the market and higher frequency conversion efficiency and "C" configuration uses wide-band frequency conversion benches. "A" and "B" configurations have a 5 000 spectral resolution and "C" a 500 spectral resolution. $\eta_{detection}$ is the quantum efficiency of the detector and Φ the optical flux level of the observed star in H-band.

	А	В	С
T_{inj}	0.25	0.25	0.25
T _{mux} Tsfg	0.5 0.014	$0.74 \\ 0.08$	0.74 0.2
T_{dl}	0.25	0.25	0.25
T _{coupler}	0.045	0.1 0.8	0.1 0.8
$\Phi[fW]$	6.0×10^{3}	237.8	95.1

best components available in the market with lower optical losses and with a higher frequency conversion efficiency as currently developed in our laboratory. In this "B" configuration, the infrared spectral width remains equal to 0.3 nm yielding in a 5 000 spectral resolution of the interferometer in H-band. The last one, "C" configuration, is an upgraded version of the upconversion interferometer using wide-band frequency conversion benches. The infrared spectral width would be equal to 3 nm (i.e. 500 spectral resolution). For this purpose, a wide-band frequency conversion process is under development in our laboratory. Table 1 gives the values of the parameters described above for the three configurations.

The corresponding limiting magnitude have been reported in table 2 for the three configurations. These magnitude estimations are performed in H-band centred around 1 542 nm with a spectral bandwidth of 0.3 nm and 3 nm. These results show an interesting

Table 2. Limiting magnitude estimated for a 1 m, 2 m and 8 m class mirrors in a three-telescope array configuration.

	1-m class	2-m class	8-m class
А	-3.3	-1.8	1.2
В	0.2	1.7	4.7
С	3.7	5.2	8.2

way to achieve spectral analysis using frequency conversion process.

Notice that the signal to noise ratio could be improved by long time exposure measurements. In our experimental configuration, the contrast and phase closure measurements are achieved in about 29.5 s. This way, higher limiting magnitude could be reached and so, fainter objects observed.

6 CONCLUSION AND DISCUSSION

We successfully proved that our upconversion interferometer is reliable for the acquisition of contrasts and phase closures in photoncounting regime. We took care about the stability of the interferometric signal over the time. For this purpose, we used polarization maintaining and spatially single-mode optical components to obtain steady and high fringe contrasts. A laboratory star simulator lights a three-telescope array that feed two interferometers working in parallel. The first one, operating at the same wavelength than the laboratory star, is used as a reference interferometer. With this instrument, the interferometric signal is detected in high flux level. The second one is the upconversion interferometer under test, with a frequency conversion bench placed on each interferometric arm. The observable are extracted from the photon noise using the Wirnitzer bias estimators.

165 This paper shows the perfect agreement between theoretical and experimental acquisitions of the contrast terms for both inter-

ferometers. For the phase term, a bias on the phase closure terms, due to the low level of the triple product, must be taken into account to get reliable data. Nonetheless, for high values of the triple product, the theoretical and experimental acquisition of the phase closure are in very good agreement. The current limitation of our upconversion interferometer is mainly due to the dark counts of the photon counting detector. Notice that these results can be extrapolated to other wavelength domains and the possibility to reach unexplored optical windows is very promising. It will be possible to use the idea of upconversion interferometer on optical windows such as H-band and later the L or the N-band. Judiciously choosing the wavelength of the converted signal would allow the use of detectors with a very low level of dark counts, high quantum efficiency, continuous wavelength application, fast response, costeffective and without need of complex cryogenic temperature stabilization of all the components (if frequency conversion is made right after the primary mirror). The use of frequency conversion benches makes the interferometer versatile, one just has to change the non-linear crystal to have access to other spectral windows, the rest of the device remaining unchanged. This is a very attractive alternative to the classical way that use a dedicated experimental chain for each astronomical spectral window.

ACKNOWLEDGMENTS

This work has been financially supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES) and by l'Institut National des Sciences de L'Univers (INSU). Our thanks go to A. Dexet for the development and his advices for all the specific mechanical components.

REFERENCES

- Baron F. et al., 2012, arXiv:1205.0754v2
- Berger J.-P. et al., 2003, Proceedings of the SPIE, Vol 4838, pp. 1099-1106 Bonneau D., Chesneau O., Mourard D., Stee P., 2010, arXiv:1001.1920v1
- Born M., Wolf E., 1980, Principles of Optics, Pergamon Press, New York
- Boyd R. W., 2008, Nonlinear Optics, Third Edition, USA Academic Press, pp. 69-96
- Brustein S., Del Rio L., Tonello A., Delage L., Reynaud F., Herrmann H., Sohler W., 2008, PRL 100, 153903.1-153903.4
- Ceus D., Tonello A., Grossard L., Delage L., Reynaud F., Herrmann H., Sohler W., 2011, Optics Express Vol. 19, No. 9
- Coudé du Foresto V., Perrin G., Mariotti J.-M., Lacasse M., Traub W., 1996, Kern P., Malbet F. (eds) Proc. AstroFib'96, Integrated Optics for Astronomical Interferometry. Bastianelli-Guirimand, Grenoble, p. 115
- Coudé du Foresto V., Faucherre M., Hubin N., Gitton P., 1996, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 145, pp. 305-310
- Coudé du Foresto V., 1997, C. R. Acad. Sci. Paris, Série II b, p. 177-180
- Delage L., Reynaud F., 2000, J. Opt. A. : Pure Appl. Opt., vol. 2, p.1-7
- Delage L., Reynaud F., Lannes A., 2000 Appl. Opt. 39, pp. 6406-6420
- Froehly C., 1981, Proc. of the ESO Conf. on "Scientific importance of high angular resolution at infrared and optical wavelengths", ESO, Garching, p. 285
- Jennison R. C., 1958, R. Astron. Soc. 3, 276-284
- Le Bouquin J.-B. et al., 2011, A&A 535, A67
- Longueteau E., Delage L., Reynaud F., 2003, Optics Communications, Vol. 217, Issues 1-6, pp 75-83
- Nikogosyan D. N., 2005, Nonlinear optical crystal, Springer, USA, p. 427
- Olivier S. et al., 2007, Applied Optics Vol. 46, No. 6, pp. 834-844
- Petrov R. G. et al., 2007, A&A 464, 1-12
- Renard S., Thiébaut E., Malbet F. 2011, A&A 1106.4508
- Shaklan S., Roddier F., 1988, Appl. Opt. 27(11), 2334-2338
- Wirnitzer B., 1985, J. Opt. Soc. Am. A 2, 14

Laboratory Demonstration of Spatial-Coherence Analysis of a Blackbody through an Up-Conversion Interferometer

J.-T. Gomes,^{1,*} L. Delage,¹ R. Baudoin,¹ L. Grossard,¹ L. Bouyeron,¹ D. Ceus,¹ F. Reynaud,¹ H. Herrmann,² and W. Sohler²

¹Xlim, Département Photonique, Université de Limoges, UMR CNRS 7252, 123 Avenue Albert Thomas,

87060 Limoges CEDEX, France

²Universität Paderborn, Angewandte Physik, Warburger Strasse 100-33098 Paderborn, Germany

(Received 27 November 2013; published 11 April 2014)

In the field of high resolution imaging in astronomy, we experimentally demonstrate the spatialcoherence analysis of a blackbody using an up-conversion interferometer in the photon counting regime. The infrared radiation of the blackbody is converted to a visible one in both arms of the interferometer thanks to the sum-frequency generation processes achieved in Ti-diffused periodically poled lithium niobate waveguides. The coherence analysis is performed through a dedicated imaging stage which mimics a classical telescope array analyzing an astrophysical source. The validity of these measurements is confirmed by the comparison with spatial-coherence analysis through a reference interferometer working at infrared wavelengths.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.143904

PACS numbers: 42.65.Wi, 95.55.Br, 95.75.Kk

In the framework of high resolution imaging, the use of aperture synthesis devices allows us to get the angular resolution required to extensively study the Universe. This kind of instrument consists of a telescope array which collects the light emitted by an astrophysical object. By mixing the waves collected by each telescope, we obtain an interferometric signal allowing us to measure the Fourier transform of the spatial intensity distribution of the source under study (Zernike-Van Cittert theorem [1]). This way, by changing the telescope basis, it is possible to sample the spectrum of the spatial intensity distribution. These data are either processed to retrieve an image of the object through reconstruction algorithms or directly used for model fitting [2,3].

At the present time, several instruments have been implemented to investigate the visible and near-infrared (NIR) spectral domains using such a method. On some of these devices (FLUOR [4,5] and AMBER [6]), the use of integrated optical components allows us to achieve very accurate and reliable measurements on astrophysical targets (Fig. 1). For example, using optical fibers to spatially filter the optical beams incoming from the telescopes allows us to trade off phase fluctuations due to atmospheric turbulence against intensity fluctuations that can be more easily monitored and corrected at the interferometer output.

In order to obtain detailed information on astronomical sources with a blackbody behavior (for example, exoplanets or astrophysical objects at the beginning or at the end of their lives), high resolution imaging is currently extending its capability towards the detection of optical waves in the midinfrared (MIR) and the far-infrared (FIR) spectral domains. However, these spectral domains are more challenging to investigate, as the required components (fibers, integrated optical components, and detectors) are either not available or have low performances. In order to overcome these limitations, a lot of technological developments are currently conducted to design optical components matching with the MIR and FIR spectral domain requirements [7–10].

In an alternative way, our research team investigates an original approach to this challenge. Instead of trying to develop a new instrumental chain to propagate, mix, filter and, more generally, process MIR or FIR light, we propose to shift a part of the long wavelength spectrum of the astronomical source to the visible while preserving its coherence properties using a sum-frequency generation (SFG) process. This nonlinear effect is intensively investigated in the fields of quantum communication [11-13], spectroscopy [14], and direct imaging [15–17]. It is known to be intrinsically noiseless [18] and can be used to upconvert a part of the spectrum of very faint sources.



FIG. 1 (color online). Global scheme of a telescope array using fibered components to analyze the spatial coherence of an astronomical source at visible and infrared wavelengths.

0031-9007/14/112(14)/143904(5)



FIG. 2 (color online). Global scheme of the up-conversion interferometer dedicated to spatial-coherence analysis of an astronomical source (PPLN: periodically poled lithium niobate).

For ten years, we investigated the potential of the SFG process in the framework of spatial-coherence analysis for high resolution imaging. For this purpose, we have designed an interferometer with a stage of up-conversion from infrared to visible in each arm (Fig. 2). This way, after the light is collected by each telescope, the optical waves are shifted to a spectral domain where a very efficient optical chain can be used (optical fibers, couplers, detectors, etc.).

In the long term, this up-conversion interferometer will present two major advantages compared to the current or future classical aperture synthesis instruments dedicated to the analysis of MIR or FIR light. First, the possibility to use optical fibers after each SFG process allows us to achieve long-distance transport of the interferometric beams, which is not possible over hundreds of meters with current bulk optical components operating in the MIR and FIR spectral domains. This property would be of great use, for example, in the framework of a protoplanetary disk study, which needs both high resolution and good sensitivity at FIR wavelengths [19]. Second, as the SFG process is limited to a narrow spectral bandwidth (in the range of hundreds of picometers), such an instrument will benefit from a high spectral resolution, which is not available with a classical instrument without a strong limitation of its sensitivity. This feature would be relevant for spectroscopic studies like water ice and organics detection at MIR wavelengths [20].

In order to achieve proof-of-principle experiments with such an instrument, we have developed and characterized a laboratory up-conversion interferometer involving nonlinear integrated optical periodically poled lithium niobate (PPLN) components to convert $1.55 \,\mu$ m radiations to 630 nm in the visible domain. Working in the NIR spectral domain for these preliminary studies allows us to compare the results provided by the up-conversion interferometer with reference measurements achieved with reliable, calibrated NIR instruments using guided optics (for example, the MAFL [21]).

With this setup, we have previously analyzed NIR laser sources and demonstrated the preservation of the observables to be acquired (contrast and phase closure measurements) [22,23]. Moreover, we have recently successfully up-converted the starlight collected by a single small 8 in telescope and proceeded it through one single arm of the up-conversion interferometer [24] validating the sensitivity of this instrument for future on-sky proof-of-principle demonstration.

As a direct continuation of these previous demonstrations, we report in this Letter on the laboratory demonstration of the spatial-coherence analysis of a blackbody using an upconversion interferometer. The aim of this work is to experimentally demonstrate that the SFG process can be applied to the detection of incoherent light sources with far less than one photon per spatiotemporal mode, while preserving its coherence properties. Since such a source emits light over a large spectral bandwidth, coherence analysis is only possible if the mutual coherence of the two converted optical fields is preserved through the instrument. This condition requires us to achieve very similar nonlinear processes on each arm of the up-conversion interferometer. To validate the results obtained through this experimental setup, they are compared to measurements achieved with a reference fibered interferometer working at infrared wavelengths.

We use a halogen bulb lamp as the blackbody source. Its spectrum is limited over a 10 nm bandwidth by an interference filter centered at 1550 nm. It is then coupled to a 50 μ m core diameter multimode fiber. The output of this fiber acts as the thermal object that we want to spatially analyze. It provides a power $P_s \approx 60$ nW shared out over 100 spatial modes. To analyze the spatial coherence of such an object, we have implemented an experimental setup divided in two parts: the imaging stage and the interferometer.

The imaging stage mimics the telescope array analyzing the astrophysical source [Fig. 3(a)]. First, a polarizer selects the linear vertical polarization of the light under analysis. Then a lens associated with a beam splitter forms two images of the multimode fiber output plane, which are then spatially sampled thanks to two single mode fibers [Fig. 3(b)]. The relative position of these single mode fiber inputs is controlled by fine positioning modules. The translation of the fiber tips along the x axis allows us to scan the spatial mutual coherence function of the thermal object and acts as a change of the telescope basis (relative position of two telescopes) in the genuine configuration. The overall transmission of the imaging stage is in the range of 5×10^{-4} from the multimode fiber output to the output of one single mode fiber which samples the light under analysis. In this case, the large bandwidth of the source and the very low number of photons per spatiotemporal mode increase significantly the difficulty to retrieve the mutual coherence of the optical fields.



FIG. 3 (color online). (a) Classical spatial-coherence analysis through a telescope array. (b) Spatial-coherence analysis through the dedicated test bench used for the laboratory experiment on a blackbody source [P (polarizer), L (lens)].

Using this configuration, it is possible to test the actual effect of the SFG stage implemented in each arm of our upconversion interferometer on the mutual coherence analysis of the thermal object. In our experiment, this function results from the modal distribution at the output plane of the multimode fiber. This spatial distribution is extremely difficult to model as being sensitive to all the source assembly. This way, we performed two different measurements: the first one by using a reference infrared interferometer and the second one by using the up-conversion interferometer. The two instruments are successively connected to the imaging stage output.

The reference IR interferometer is shown in Fig. 4. This instrument uses polarization maintaining single mode fibers at 1550 nm. In one interferometric arm, we have inserted a 12 cm stroke fibered delay line [25] to manage the optical path difference (OPD). To display the fringe pattern as a function of time, we temporally modulate this



FIG. 4 (color online). Global scheme of the reference IR interferometer [P (polarizer), OPM (optical path modulation), L (lens), SMF (single mode fiber)].

OPD over a $\pm 5 \,\mu$ m span by means of an optical fiber modulator [26]. The interferometric mixing is achieved through a 2 × 2 fibered coupler at the interferometer output. The overall transmission of the reference IR interferometer is equal to 0.35 from the single mode fiber input of the instrument to the output of the coupler. This allows us to acquire the fringe patterns in classical analog operation mode using an InGaAs photodiode. The related contrast measurements obtained with this instrument are recorded and used as a reference.

The up-conversion interferometer is shown in Fig. 5. In both arms of this instrument, the blackbody infrared radiation collected at the imaging stage outputs is upconverted to visible wavelengths thanks to SFG processes. These quasiphase matched processes are achieved in both interferometric arms using 40 mm long specially designed Ti:PPLN waveguides. The quasiphase matched conditions are determined by the PPLN periodicity ($\Lambda = 10.85 \ \mu m$) and temperature. Here, we use PPLN waveguides at a temperature equal to 90 °C, allowing us to convert a 1550 nm radiation to 630 nm, thanks to the energy supplied by a laser pump source around 1064 nm. The conversion efficiency spectral bandwidth of these PPLN crystals is equal to 0.3 nm. As the up-conversion interferometer and the reference one work on different spectral bandwidths (0.3 versus 10 nm, respectively), we took care to set the mean OPD value very close to zero in order to become insensitive to this spectral bandwidth difference. Note that in this last configuration, the narrow spectral bandwidth related to these SFG processes allows us to reach a high spectral resolution at the cost of a decrease of the global power conversion efficiency. In addition, the SFG process leads to a converted signal with a higher coherence length than the incoming infrared signal. This reduces significantly the constraint on the optical path equalization in the interferometer and makes it easier to improve the sensitivity of the instrument by time integration of the signal power spectral density. This configuration is well suited to the detection of very faint infrared astronomical sources [24].

On this instrument, fibered wavelength division multiplexers are used in both interferometric arms to mix the infrared radiation under analysis with the light emitted at $\lambda_p = 1064.5$ nm by the Nd:YAG laser pump source $(P_p = 20 \text{ mW} \text{ at each SFG process input})$. These waves are then injected into the PPLN waveguides to perform the up-conversion processes. In order to preserve the mutual coherence of the two optical fields propagating in the fibered arms, the two nonlinear processes have to be identical. Hence, a fine-tuning of the conversion efficiency curves associated to each SFG process is necessary. This functionality is achieved here through the crystal temperature control with a dedicated homemade servo system allowing a 0.01 °C accuracy. The converted signal in each arm is spectrally filtered with a dispersive prism and an interference filter centered at 630 nm ($\Delta \lambda = 40$ nm) for



FIG. 5 (color online). Global scheme of the up-conversion interferometer [OPM (optical path modulation), L (lens), WDM (wavelength division multiplexer), IF (interference filter), Pr (prism), P (polarizer)].

rejecting any residual infrared or parasite signal as the potential pump second harmonic radiation generated by a nonphase matched process in the waveguides. These upconverted beams are also spatially filtered through single mode fibers at 630 nm, and the interferometric mixing is obtained through a 2×2 single mode polarization maintaining fibered coupler.

The overall transmission of the up-conversion interferometer is in the range of 5×10^{-3} from the infrared fiber input of the instrument to its output in front of the detector. However, this value can be strongly improved for future experiments thanks to the use of fibered PPLN waveguides [27]. From this result and the coherence bench transmission, the mean flux on the detector is only hundreds of photons per second. To achieve the detection of fringe patterns at this power level, we used a silicon avalanche photodiode (Si-APD) working in the photon counting regime with a 70% detection efficiency and a dark count rate of 65 counts/s.

Before using the interferometer, we have conducted preliminary measurements to characterize additional noises that could be generated through the SFG processes on the instrument. The main contribution is due to the laser pump source supplying each nonlinear process [28,29] and could lead to a strong limitation of the signal-to-noise ratio (SNR). This way, we performed two different measurements of the noise at the interferometer output when the pump was off and on. In both cases, the noise count rate was equal to the dark count of the detector. This result infers that in this experimental configuration, the SFG processes do not generate any significant noise which could harm the SNR of the instrument. The detector dark count is the only noise source to take into account.

Using the reference and the up-conversion interferometers, we performed the spatial-coherence analysis of the thermal object. The results of this experimental study are shown in Fig. 6. The fringe contrast evolution is measured as a function of the fiber tip position x for the two experimental configurations (reference and up-conversion interferometer). Each contrast and related standard deviation reported here has been computed through the acquisition of 500 frames of 100 ms duration each. Each measurement is corrected from the photometric imbalance between the two interferometric arms of the instrument.

We measured a maximum contrast equal to 89.1% with the reference interferometer and to 89.3% with the upconversion one. For these two measurements, the maximum contrast degradation against its theoretical value (100%) is due to differential defects on the imaging stage. The relative difference between the two curves fitting the experimental data is lower than 3% at half maximum. The very good agreement between these measurements clearly demonstrates that the spatial coherence of a blackbody source with far less than one photon per spatiotemporal



FIG. 6 (color online). Fringe contrast evolution versus the fiber tip relative position x for the two experimental configurations [red crosses (reference IR interferometer measurements), black crosses (up-conversion interferometer measurements)]. The red curve is the numerical fit of the reference contrast measurements. The black curve is the numerical fit of the SFG contrast measurements.

mode can be investigated using an up-conversion interferometer.

In conclusion, we have carried out an experimental study on the application of an up-conversion process to high resolution imaging in astronomy. By comparing our experimental results with a reference one obtained with the reference IR interferometer, we have clearly demonstrated the possibility to achieve the spatial-coherence analysis of a blackbody through SFG processes implemented on each arm of the interferometer.

After this laboratory demonstration, the next step will consist of an on-sky proof-of-principle experiment using an up-conversion interferometer coupled with a telescope array to achieve a spatial-coherence analysis on a real astrophysical object. We are planning to test the upconversion interferometer on the CHARA telescope array in the coming years. This study will then be carried out with astrophysical light around 1550 nm to benefit from the available technology in the telecom window before being extended to longer wavelengths in the MIR and FIR spectral domains.

This work has been financially supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES) and by the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU). Our thanks go to A. Dexet for the development and his advices for all the specific mechanical components.

^{*}jean-thomas.gomes@unilim.fr

- M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, (Pergamon, London, 1964), p. 508.
- [2] S. Kraus et al., Astron. J. 130, 246 (2005).
- [3] H.-K. Hofmann, T. Driebe, M. Heininger, D. Schertl, and G. Weigelt, Astron. Astrophys. 444, 983 (2005).
- [4] V. Coudé du Foresto, G. Perrin, J.-M. Mariotti, M. Lacasse, and W. Traub, in *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, edited by P. Kern, and F. Malbet (Bastianelli-Guirimand, Grenoble, France, 1997), p. 115–125.
- [5] V. Coudé du Foresto, P. J. Borde, A. Merand, C. Baudouin, A. Remond, G. Perrin, S. T. Ridgway, T. A. Ten Brummelaar, and H. A. McAlister, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 4838, 280 (2003).
- [6] R.G. Petrov et al., Astron. Astrophys. 464, 1 (2007).
- [7] L. Labadie, P. Kern, P. Labeye, E. LeCoarer, C. Vigreux-Bercovici, A. Pradel, J.-E. Broquin, and V. Kirschner, Adv. Space Res. 41, 1975 (2008).

- [8] R. Grille, G. Martin, L. Labadie, B. Arezki, P. Kern, T. Lewi, A. Tsun, and A. Katzir, Opt. Express 17, 12516 (2009).
- [9] L. Labadie, G. Martin, N. C. Anheier, B. Arezki, H. A. Qiao, B. Bernacki, and P. Kern, Astron. Astrophys. 531, A48 (2011).
- [10] N. Tromp, F Rigal, E. Elswijk, G. Kroes, Y. Bresson, and R. Navarro, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 7734, 77341S (2010).
- [11] M. A. Albota, and F. N. C. Wong, Opt. Lett. **29**, 1449 (2004).
- [12] R. V. Roussev, C. Langrock, J. R. Kurz, and M. M. Fejer, Opt. Lett. 29, 1518 (2004).
- [13] L. Ma, M. T. Rakher, M. J. Stevens, O. Slattery, K. Srinivasan, and X. Tang, Opt. Express **19**, 10501 (2011).
- [14] L. Ma, O. Slattery, and X. Tang, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 7680, 76800P-10 (2010).
- [15] J. S. Dam, C. Pedersen, and P. Tidemand-Lichtenberg, Opt. Lett. 35, 3796 (2010).
- [16] S. Baldelli, Nat. Photonics 5, 75 (2011).
- [17] J. S. Dam, P. Tidemand-Lichtenberg, and C. Pedersen, Laser Focus World 49, 82 (2013).
- [18] W. H. Louisell, A. Yariv, and A. E. Siegman, Phys. Rev. 124, 1646 (1961).
- [19] C. Gräfe, and S. Wolf, Astron. Astrophys. 552, A88 (2013).
- [20] H. Campins, K. Hargrove, N. Pinilla-Alonso, E. Howell, M. Kelley, J. Licandro, T. Mothé-Diniz, Y. Fernàndez, and J. Ziffer, Nature (London) 464, 1320 (2010).
- [21] S. Olivier et al., Appl. Opt. 46, 834 (2007).
- [22] S. Brustlein, L. Del Rio, A. Tonello, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann, and W. Sohler, Phys. Rev. Lett. 100, 153903 (2008).
- [23] D. Ceus, A. Tonello, L. Grossard, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann, and W. Sohler, Opt. Express 19, 8616 (2011).
- [24] D. Ceus *et al.*, Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett. **427**, L95 (2012).
- [25] L. M. Simohamed, L. Delage, and F. Reynaud, Pure Appl. Opt. 5, 1005 (1996).
- [26] L. Delage, F. Reynaud, and A. Lannes, Appl. Opt. 39, 6406 (2000).
- [27] G.-L. Shentu, J.-S. Pelc, X.-D. Wang, Q.-C. Sun, M.-Y. Zheng, M. M. Fejer, Q. Zhang, and J. W. Pan, Opt. Express 21, 13986 (2013).
- [28] H. Kamada, M. Asobe, T. Honjo, H. Takesue, Y. Tokura, Y. Nishida, O. Tadanaga, and H. Miyazawa, Opt. Lett. 33, 639 (2008).
- [29] J. S. Pelc, L. Ma, C. R. Phillips, Q. Zhang, C. Langrock, O. Slattery, X. Tang, and M. M. Fejer, Opt. Express 19, 21445 (2011).

Chapitre 12. Fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences en régime de comptage de photons
Démonstrations de principe sur site

L'interféromètre à somme de fréquences développé en laboratoire a montré tout son potentiel dans un contexte d'imagerie haute résolution pour l'astronomie. Nous avons démontré la conservation de la cohérence temporelle et spatiale des champs lors du processus non-linéaire, ainsi que la compatibilité de l'instrument avec la technique de la clôture de phase. Nous avons également montré que l'instrument peut fonctionner en régime de comptage de photons. Toutes ces expériences ont été réalisées en simulant le flux stellaire soit avec des sources laser, soit avec des sources thermiques de laboratoire. Nous avons alors souhaité nous rapprocher davantage des conditions réelles rencontrées sur un site d'observation astronomique, en démontrant qu'il est possible d'effectuer l'analyse de la cohérence spatiale d'une source thermique de type corps noir avec l'interféromètre à somme de fréquences (voir page 147).

Ces résultats montrent tout le potentiel de cette technique innovante pour l'imagerie haute résolution en astronomie. Cependant, des démonstrations sur le ciel en conditions réelles sont absolument nécessaires pour convaincre la communauté des astronomes du potentiel de cette nouvelle méthode. Pour cela, nous avons effectué plusieurs missions sur les sites de grands observatoires actuels :

- tout d'abord sur le site de l'observatoire du Mauna Kea à Hawaï, pour vérifier la sensibilité de l'instrument en mode photométrique sur un seul bras interférométrique tout en profitant des excellentes conditions atmosphériques sur place. Je n'ai pas participé au déplacement au Mauna Kea. En revanche, j'ai activement participé à la rédaction de la publication qui a suivi dans la revue MNRAS ([PI 17]).
- ensuite, sur le site de l'observatoire du Mont Wilson en Californie. Deux missions préparatoires ont été effectuées en vue de l'implantation d'un interféromètre à somme de fréquences sur le réseau de télescopes CHARA. Les objectifs de ces missions étaient de vérifier la stabilité puis la sensibilité d'un bras unique de l'instrument en mode photométrique avec toutes les contraintes liées aux installations complexes de l'instrument CHARA. Je me suis fortement impliqué dans ces deux missions sur site, auxquelles j'ai participé directement. D'abord au niveau de la préparation des missions (j'ai développé des interfaces de pilotage par RS232 d'un système de régulation thermique, et d'une source laser accordable qui ont été utilisés lors de la deuxième mission). Sur place à l'observatoire du Mont Wilson, j'ai participé à l'implantation de notre expérience sur l'instrument CHARA, et aux différentes expérimentations. J'ai également pris en charge la préparation des nuits d'observation (choix des cibles, planification des observations au cours de la nuit). Pour cela, je me suis beaucoup appuyé sur la base de données astronomique simbad²⁹ ainsi que plusieurs planétariums logiciels³⁰. J'ai développé le code de calcul (en Python) permettant de réduire et exploiter les données expérimentales brutes enregistrées lors des nuits d'observation. Enfin, j'ai activement pris part à la rédaction des deux publications présentant les résultats des missions ([PI 22] [PI 23]). J'ai pris part à

^{29.} http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/

^{30.} http://stellarium.org/, https://edu.kde.org/kstars/, http://www.jmmc.fr/aspro_page.htm

l'encadrement de Jean-Thomas GOMES et Romain BAUDOIN, les deux étudiants en thèse ayant participé chacun à une mission sur le site du Mont Wilson, ainsi que de Pascaline DARRÉ, qui a participé à différents tests en laboratoire afin de préparer la deuxième mission.

Ces missions ont eu lieu dans le cadre d'un contrat avec le CNES, avec le soutien financier de l'INSU³¹ et de l'ASHRA³².

13.1 Tests de sensibilité d'un bras interférométrique à l'observatoire du Mauna Kea

13.1.1 Contexte et objectifs scientifiques

Notre équipe a eu l'opportunité d'effectuer en avril 2012 une mission au télescope Franco-Canadien d'Hawaï (CFHT), dans le cadre du post-doc de Damien CEUS à l'observatoire du Mauna Kea. Cette mission est née de la collaboration de notre équipe avec l'observatoire du Mauna Kea et l'observatoire de Paris, par le biais de Guy PERRIN et Pierre FEDOU. Pour cette première mission sur un site astronomique, compte tenu de la complexité du dispositif expérimental, nous n'avons pas souhaité effectuer les premiers tests sur le ciel directement en mode interférométrique. Ainsi, l'objectif scientifique de cette mission était de démontrer que la sensibilité de l'interféromètre à somme de



FIGURE 13.1 – Télescope CFHT, observatoire du Mauna Kea, Hawaï.

fréquences est suffisante pour convertir vers le visible puis détecter le rayonnement à 1550 nm provenant d'une source astrophysique réelle. Pour cela, il était prévu d'implémenter une chaîne expérimentale complète allant du foyer du miroir primaire de 3,6 m du CFHT, connecté à un bras unique de l'interféromètre à somme de fréquences alimenté par un laser de pompe à 1064 nm, jusqu'au détecteur. La grande surface collectrice du télescope, associée à toute l'infrastructure matérielle du CFHT, ainsi qu'à de très bonnes conditions atmosphériques à 4200 m au sommet du Mauna Kea (seeing inférieur à 5 secondes d'arc pendant les nuits d'observation), permettaient d'espérer de convertir et détecter des rayonnements infrarouges émis par des étoiles de magnitudes positives.

Malheureusement, les nombreux tremblements de terre sur le site de l'observatoire les semaines précédentes ont rendu inopérant le dôme du CFHT pendant toute la durée de la mission. Devant l'impossibilité d'utiliser le télescope de 3,6 m, les expériences ont été effectuées en utilisant un des télescopes Célestron de 8 pouces du projet 'OHANA-Iki ³³ [Baril 10]. Les condi-

^{31.} Institut National des Sciences de l'Univers http://www.insu.cnrs.fr/

^{32.} Action Spécifique Haute Résolution Angulaire http://ashra.oca.eu/

^{33.} Le projet 'OHANA (Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy) vise à relier entre eux sept des grands télescopes implantés sur le Mauna Kea. Un recombineur de faisceau et une ligne à retard optique ont été installés au CFHT afin de le relier au télescope Gemini North. Afin de tester le recombineur sans utiliser de temps d'observation des deux grands télescopes, deux petits télescopes de 8 pouces sont utilisés pour injecter la lumière

tions expérimentales se sont alors sensiblement compliquées. La surface collectrice est réduite d'un facteur supérieur à 300 et la bande spectrale convertie est elle toujours limitée du fait de la sélectivité spectrale des cristaux non-linéaires. Les tests de sensibilité ont alors été effectués sur des étoiles assez brillantes en bande H (de 1,5 à 1,8 µm) : Bételgeuse (Hmag = -3, 9), Antares (Hmag = -3, 6) et Pollux (Hmag = -0, 9).

Les détails de ces travaux de recherche sont présentés dans la publication en page 195.

13.1.2 Description du banc expérimental

La chaîne expérimentale mise en place est représentée sur la figure 13.2. Pour satisfaire aux contraintes de l'interférométrie, tous les composants d'optique guidée sont unimodaux et à maintien de polarisation à leur longueur d'onde de travail.



FIGURE 13.2 – Montage expérimental utilisé pour tester la sensibilité d'un bras de l'interféromètre à somme de fréquences sur site. Le champ stellaire collecté est marqué par un modulateur d'intensité, puis mélangé avec le faisceau laser de pompe dans le cristal non-linéaire. Le rayonnement converti à 630 nm est ensuite filtré spectralement et spatialement, puis détecté en régime de comptage de photons par une photodiode à avalanche silicium.

Le champ en provenance de l'étoile observée est collecté par le télescope Celestron de 8 pouces, puis injecté dans une fibre de 50 m de longueur, unimodale à 1550 nm. Un miroir tiptilt est placé entre le foyer du télescope et la fibre optique afin de stabiliser l'injection du flux. Une caméra est utilisée pour envoyer les données d'asservissement au miroir tip-tilt. Le flux

dans les fibres de l'interféromètre 'OHANA. Ce projet est nommé 'OHANA-Iki, Iki signifiant « petit » en Hawaien.

stellaire est marqué temporellement grâce à un modulateur d'intensité réglé sur la fréquence $\nu_f = 1$ kHz, avant d'être mélangé grâce à un multiplexeur à l'onde de pompe à 1064 nm issue d'une diode laser de puissance 300 mW. La largeur de la bande spectrale du laser de pompe est de 1,7 nm, ce qui permet ici de convertir une fenêtre spectrale de 3 nm en bande H autour de 1545 nm. Les flux sont alors injectés dans le module de conversion à l'aide d'un système d'injection achromatique en espace libre. Le module d'injection est identique à celui utilisé jusqu'ici : le cristal de PPLN, fourni par l'Université de Paderborn, est placé sous vide, et asservi thermiquement afin de contrôler finement le processus de somme de fréquences. L'onde convertie à 630 nm est ensuite filtrée spectralement et spatialement, avant d'être détectée en régime de comptage de photons par une photodiode à avalanche silicium.

13.1.3 Principaux résultats

L'utilisation du modulateur d'intensité permet d'effectuer une détection synchrone. Un système d'acquisition associé à un traitement des données piloté avec un programme LabVIEW a alors été utilisé afin d'intégrer au cours du temps les spectres des différentes trames temporelles enregistrées, puis d'en afficher le module. Les résultats expérimentaux obtenus pour l'étoile Bételgeuse (Hmag = -3, 9) sont représentés sur la figure 13.3.



FIGURE 13.3 – Module des spectres moyennés sur 500 trames. Lorsque le flux issu de l'étoile Bételgeuse et le faisceau laser de pompe sont injectés simultanément dans le cristal non-linéaire, on voit apparaître un pic de modulation à 1 kHz, signature de la conversion non-linéaire du rayonnement de l'étoile.

Les spectres du signal détecté ont été obtenus à partir du moyennage de 500 trames de 100 ms chacune. Lorsque les flux issus de l'étoile Bételgeuse et du laser de pompe sont injectés simultanément dans le cristal de PPLN, on distingue clairement dans le spectre moyenné un pic de modulation à la fréquence $\nu_f = 1$ kHz. En revanche, si le flux en provenance de l'étoile est bloqué, ou bien si le laser de pompe est éteint, le pic de modulation n'est plus observé. Un résultat similaire a été observé avec l'étoile Antares (intégration sur 400 trames) et avec Pollux (intégration sur 6000 trames du fait de la plus faible luminosité de l'étoile).

Ces résultats expérimentaux mettent clairement en évidence que la sensibilité d'un bras

unique de l'interféromètre à somme de fréquences est suffisante pour convertir puis détecter des flux issus d'étoiles relativement brillantes (magnitudes positives en bande H). Cependant, d'une part, nous avons utilisé ici une surface collectrice très modeste, et d'autre part, la transmission de la chaîne instrumentale est faible (de l'ordre de 10⁻⁶), en particulier parce que l'injection du flux stellaire dans la fibre unimodale au niveau du foyer du télescope n'était pas optimisée. On peut s'attendre à une nette amélioration des performances en terme de sensibilité par une optimisation des composants (couplage du flux stellaire dans la fibre optique, amélioration du rendement de conversion non-linéaire par une pigtailisation en entrée et en sortie de PPLN, limitation des pertes au niveau des composants guidés), et à l'utilisation d'une surface collectrice de plus grand diamètre.

Ces résultats expérimentaux sont toutefois très prometteurs, et nous ont permis d'envisager avec confiance le développement d'un prototype d'instrument en vue d'une implantation dans un cadre interférométrique sur le réseau de télescopes CHARA installé sur le site de l'observatoire du Mont Wilson en Californie.

13.2 Mise en place et test d'un interféromètre à somme de fréquences sur le réseau de télescopes CHARA

13.2.1 Contexte et objectifs scientifiques

J'ai présenté dans les chapitres précédents les différents travaux de recherche de notre équipe dans la conception, le développement et la caractérisation d'un interféromètre à somme de fréquences pour l'imagerie haute résolution d'objets astronomiques dans l'infrarouge proche. Nous avons montré en laboratoire qu'il était possible d'analyser la cohérence spatiale d'une source thermique (lampe halogène) avec cet instrument, démontrant le réel potentiel de la méthode de détection innovante que nous proposons.

L'objectif est maintenant d'implanter un interféromètre à somme de fréquences sur un véritable réseau de télescopes opérant sur site, et de vérifier qu'il a le potentiel suffisant pour se positionner comme alternative crédible aux instruments déjà existants. Suite aux résultats très prometteurs en terme de sensibilité obtenus sur quelques étoiles brillantes en infrarouge sur le site du Mauna Kea en 2012, nous avons pu initier deux partenariats :

- tout d'abord avec l'université de Géorgie (USA), qui gère le réseau de télescopes CHARA³⁴, implanté sur le site de l'observatoire du Mont Wilson en Californie, et qui nous permet, en collaboration avec l'équipe scientifique sur place, de disposer des installations matérielles et de temps télescope sur des durées de plusieurs jours;
- ensuite avec le Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA³⁵) de l'observatoire de Paris, qui gère l'instrument fibré FLUOR, installé dans la station de recombinaison des faisceaux de l'instrument CHARA, et qui nous permet de l'utiliser pour connecter notre instrument aux installations du réseau CHARA.

Ces partenariats ont dores et déjà donné lieu à deux missions scientifiques sur le site de l'observatoire du Mont Wilson en 2013, et 2014, auxquelles j'ai eu la chance de participer. La

^{34.} http://www.chara.gsu.edu/

^{35.} http://www.lesia.obspm.fr/

première mission avait un double objectif :

- 1. procéder à une caractérisation des conditions environnementales de mise en place sur site de l'interféromètre à somme de fréquences, notamment en termes de stabilité mécanique et thermique,
- 2. réaliser un bilan photométrique sur le réseau de télescopes CHARA en utilisant l'interface d'injection dans les fibres optiques de l'instrument FLUOR.

Suite aux résultats positifs obtenus lors de la première mission, une deuxième mission a eu lieu en 2014. Il s'agissait cette fois :

- 1. de déplacer la totalité de l'interféromètre à somme de fréquences sur le site du Mont Wilson, et à en valider son fonctionnement sur place en utilisant une source interne;
- de valider le fonctionnement d'une voie unique de l'interféromètre en mode photométrique, à l'instar ce que qui a été réalisé précédemment lors de la mission au Mauna Kea. Nous nous plaçons cette fois dans des conditions réelles puisque les observations sur ciel se font via le réseau CHARA;
- 3. d'étudier les paramètres d'observation (rayon de corrélation, injection...) et leurs impacts sur les résultats expérimentaux.

Dans la suite de ce chapitre, je vais tout d'abord effectuer une présentation générale du réseau de télescopes CHARA. Je décrirai ensuite les principaux résultats expérimentaux obtenus lors de ces deux missions sur site. Je discuterai enfin des perspectives pour les missions futures.

13.2.2 Présentation du réseau de télescopes CHARA

Présentation générale

Le réseau de télescopes CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy) est l'un des instruments d'imagerie par synthèse d'ouverture les plus performants actuellement. Il se situe sur le site de l'observatoire du Mont Wilson (à un peu plus de 1700 m d'altitude), à proximité de Los Angeles. Cet instrument est composé de six télescopes dont le miroir primaire fait un mètre de diamètre, fonctionnant en mode interférométrique. La configuration de l'instrument se présente sous la forme de trois paires de télescopes (figure 13.4). Ces paires de télescopes peuvent, selon l'instrument utilisé pour procéder à la recombinaison des faisceaux, fonctionner de façon indépendante, ou bien en commun. Dans ce cas, la configuration spatiale en Y donne accès à 15 bases différentes allant de 34 à 331 m, ainsi qu'à dix mesures de clôture de phase. Ces caractéristiques font du réseau de télescopes CHARA l'un des dispositifs d'imagerie par synthèse d'ouverture les plus performants au monde en terme de résolution angulaire [Brummelaar 05].

Les champs collectés par les différents télescopes sont d'abord collimatés, puis transmis vers un ensemble de tubes sous vide permettant le transport de la lumière tout en limitant les déformations des fronts d'onde. Les faisceaux en provenance de l'ensemble des télescopes sont acheminés vers les lignes à retard dans l'air de l'instrument. Ces lignes à retard compensent d'une part les différences de distance entre chaque télescope et la salle de recombinaison, et d'autre part le retard lié à la hauteur continuellement variable au cours du temps de l'étoile dans le ciel par rapport à la base des télescopes. On procède alors à l'égalisation des chemins



13.2. Mise en place et test d'un interféromètre à somme de fréquences sur le réseau de télescopes CHARA

FIGURE 13.4 – Implantation du réseau de télescopes CHARA (en rouge) sur le site de l'observatoire du Mont Wilson. Les flux collectés par les six télescopes d'un mètre de diamètre sont acheminés vers les lignes à retard où ils sont cophasés, puis envoyés vers les différents instruments où les systèmes de franges d'interférence sont produits puis détectés. Crédit : Georgia State University (http://www.gsu.edu).

optiques des différents faisceaux avec une erreur rms typiquement égale à 10 nm. Ces faisceaux sont finalement transmis vers l'un des instruments de recombinaison de l'installation, choisi en fonction de la bande spectrale étudiée et de l'analyse à réaliser. Le tableau 13.1 présente certains de ces dispositifs, classés en fonction de leur bande spectrale d'utilisation, du nombre de faisceaux qu'ils peuvent traiter et de leur possibilité ou non de procéder à une analyse spectrale du signal.

Dans le cadre du partenariat mis en place avec le LESIA, et compte-tenu du fait que l'accès à la salle de recombinaison ne nous est pas autorisé lorsque le réseau de télescopes CHARA est en exploitation, nous avons utilisé l'interface d'injection de l'instrument FLUOR pour acheminer les flux collectés vers notre banc expérimental. Je vais décrire brièvement cet instrument dans la partie suivante.

Instrument	Télescopes utilisables	Bande spectrale d'utilisation	Pouvoir de résolution	recombinaison	visualisation des franges
CLASSIC	2	H ou K	—	espace libre	temporel
CLIMB	3	H ou K		espace libre	temporel
MIRC	6	Н	40 à 400	espace libre	spatial
VEGA	2-3	450-900 nm	1500	espace libre	spatial
FLUOR	2	K		fibré	temporel

Chapitre 13. Démonstrations de principe sur site

Tableau 13.1 – Liste des instruments pouvant être utilisés à la sortie du réseau de télescopes CHARA. Bande H : de 1,5 à 1,8 µm. Bande K : de 2,0 à 2,4 µm.

Description de l'instrument FLUOR

FLUOR (Fiber Linked Unit for Recombination) est un système de recombinaison fibré à deux voies fonctionnant en bande K (de 2 à 2,4 microns), développé par le LESIA sous la direction de Vincent COUDÉ DU FORESTO [Coudé du Foresto 92]. Après avoir été utilisé avec succès sur l'interféromètre IOTA (Mont Hopkins, Arizona), l'instrument est installé sur le site de l'observatoire du Mont Wilson en 2002 afin de bénéficier des très grandes bases offertes par le réseau de télescopes CHARA [Coudé du Foresto 03]. Le filtrage spatial ainsi que la recombinaison des champs sont assurés par des fibres optiques unimodales en verre fluoré. Le diagramme fonctionnel de l'instrument est représenté sur la figure 13.5.

Une ligne à retard en espace libre permet d'imposer une modulation temporelle du chemin optique entre les deux bras du dispositif afin de détecter le système de franges d'interférence dans le domaine temporel. Les flux sont alors injectés dans les fibres optiques en verre fluoré par des platines d'injection achromatiques motorisées. À l'aide de coupleurs fibrés en verre fluoré, on procède simultanément à la mesure des niveaux photométriques sur chacune des voies, ainsi qu'à la recombinaison cohérente des champs, suivie de la détection temporelle des franges d'interférence en bande K sur des pixels individuels d'une caméra NICMOS.

Pour acheminer le flux collecté par un télescope du réseau CHARA, nous connectons simplement notre fibre optique en silice de grande longueur à la place d'une des fibres optiques en verre fluoré au niveau du système d'injection de FLUOR. Les composants achromatiques utilisés pour ce système (utilisant en particulier des paraboles hors d'axe pour l'injection) font qu'il n'est pas nécessaire de modifier les réglages de l'injection lorsque l'on passe de la bande K de FLUOR à la bande H de nos expériences. À noter en revanche que l'ouverture numérique de la fibre en silice que nous utilisons (0,14) n'est pas adaptée à celle de la fibre en verre fluoré (0,20).

La fibre en silice alimente notre banc expérimental, installé dans une pièce à l'extérieur de la salle de recombinaison (figure 13.6). À noter que dans cette pièce se trouvent une grande partie des systèmes informatiques pilotant le réseau de télescopes (et par conséquent un grand nombre de ventilateurs), ainsi que le système de climatisation du bâtiment, qui génère lorsqu'il est actif des vibrations importantes.



13.2. Mise en place et test d'un interféromètre à somme de fréquences sur le réseau de télescopes CHARA

FIGURE 13.5 – Diagramme fonctionnel de l'instrument FLUOR. Le flux collecté par un télescope du réseau CHARA est injecté dans notre fibre optique par le biais de l'interface d'injection de FLUOR.

13.2.3 Mission 2013 : tests des conditions environnementales et bilan photométrique

Une première mission sur le site de l'observatoire du Mont Wilson a eu lieu du 20 au 28 mars 2013. Les objectifs de cette mission étaient :

- de nous familiariser avec le fonctionnement des infrastructures du site,
- de caractériser les conditions expérimentales sur site en termes de stabilité thermique et mécanique avec un interféromètre infrarouge fibré classique,
- de collecter des données expérimentales à confronter avec les résultats obtenus en laboratoire avec l'interféromètre à somme de fréquences en terme de sensibilité. Il s'agissait alors d'effectuer un bilan photométrique complet allant d'un télescope du réseau CHARA jusqu'à la sortie de l'interface d'injection de FLUOR.

À noter que cette mission était purement préparatoire, et qu'aucune conversion non-linéaire n'a été effectuée.



FIGURE 13.6 – Connexion de notre banc expérimental au réseau de télescopes CHARA par l'interface de connexion de FLUOR. Une fibre optique silice permet d'acheminer le flux jusqu'au montage expérimental, à l'extérieur de la salle de recombinaison.

Tests des conditions environnementales sur site

Afin de préparer au mieux les missions futures, et en particulier en vue du déploiement d'un interféromètre à somme de fréquences sur le réseau de télescopes CHARA, il est nécessaire dans un premier temps de caractériser les conditions environnementales sur le site. En effet, les interféromètres sont particulièrement sensibles aux fluctuations thermiques ou aux vibrations mécaniques. Ces perturbations extérieures peuvent grandement dégrader les performances de l'instrument par rapport à ce qui est obtenu en laboratoire.

Pour caractériser ces conditions environnementales, nous avons assemblé dans un premier temps en laboratoire un interféromètre infrarouge classique (c'est-à-dire sans étage de conversion de fréquence sur chaque bras de l'interféromètre), et nous avons caractérisé le système de franges d'interférence obtenu dans des conditions parfaitement maîtrisées. Dans un second temps, cet interféromètre est déployé sur le site du réseau CHARA afin de comparer le système de franges d'interférence généré avec celui de référence obtenu en laboratoire.

Il s'agit d'un interféromètre fibré, alimenté par une LED infrarouge de largeur spectrale 80 nm autour de 1550 nm et de 8 mW de puissance. Tous les éléments d'optique guidée de l'interféromètre sont unimodaux à 1550 nm et à maintien de polarisation. Des lignes à retard fibrées sur chaque bras de l'interféromètre permettent de travailler autour de la différence de marche nulle, et des modulateurs piezoélectriques sont utilisés pour visualiser les franges d'interférence dans le domaine temporel. Un coupleur permet alors la recombinaison des champs optiques, qui sont ensuite polarisés rectilignement à l'aide d'un polariseur fibré. L'atténuation totale sur chaque bras de l'interféromètre est de l'ordre de 13 dB, ce qui permet, compte tenu de la puissance de la source infrarouge, de travailler avec une photodiode InGaAs connectée à un système d'acquisition piloté par un programme LabVIEW.

La figure 13.7a représente le système de franges d'interférence enregistré au laboratoire le 13 mars 2013. La modulation de la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre est appliquée autour de la différence de marche nulle. Le contraste maximal du système de franges est égal à 76,3% après correction du déséquilibre photométrique. Cette valeur très inférieure à l'unité est due aux défauts instrumentaux, en particulier à la non compensation de la dispersion chromatique différentielle entre les deux bras de l'interféromètre[Vergnole 05] (dont l'ordre 3 est à l'origine de la dissymétrie du système de franges).

La figure 13.7b montre le système de franges d'interférence enregistré le 23 mars 2013 sur le site du réseau de télescopes CHARA avec le même interféromètre infrarouge. Le montage expérimental a été placé dans une enceinte en mousse pour l'isoler de l'extérieur, et ainsi limiter les vibrations mécaniques. On constate que l'interférogramme est très similaire à celui obtenu en laboratoire. Le contraste maximum obtenu après correction du déséquilibre photométrique est de 75,0%. L'écart relatif avec la mesure de référence effectuée en laboratoire est de seulement 1,7%. Nous retrouvons également les mêmes défauts instrumentaux, liés principalement à la dispersion chromatique différentielle.



(a) franges obtenues en laboratoire

(b) franges obtenues sur le site de CHARA

FIGURE 13.7 – Franges d'interférences obtenues avec un interféromètre infrarouge classique fibré a) en laboratoire dans un environnement contrôlé b) sur le site du réseau de télescopes CHARA.

L'utilisation de l'enceinte en mousse est donc suffisante pour isoler le montage expérimental de l'extérieur, et le rendre insensible aux vibrations de l'environnement. On peut donc s'attendre pour la suite à retrouver les mêmes performances sur le site que celles obtenues en laboratoire.

Bilan photométrique

Le second objectif scientifique de cette mission consistait à faire un bilan photométrique de l'instrument CHARA. Nous avons cherché à déterminer le coefficient de transmission d'un bras unique du réseau de télescopes CHARA. L'objectif est de déterminer le coefficient de transmission global de l'interféromètre à somme de fréquences qui sera implanté sur le réseau de

télescopes CHARA, afin d'estimer les magnitudes limites qu'il pourra atteindre. Ce coefficient global est donné par la combinaison de trois éléments.

1. Le coefficient de transmission du télescope jusqu'à l'interféromètre à somme de fréquences

Cette caractérisation tient compte de toute la chaîne expérimentale, en partant d'un des télescopes, puis en passant par les lignes à retard en espace libre, jusqu'au dispositif d'injection de l'instrument FLUOR. D'après l'équipe de CHARA, ce coefficient est estimé à 40%. Cette valeur n'inclut pas les distorsions du front d'onde qui seront éliminées lors du filtrage spatial (voir le point suivant).

2. L'efficacité de couplage dans la fibre optique unimodale

Pour cette caractérisation, nous avons dans un premier temps connecté une fibre silice multimode au dispositif d'injection de FLUOR, et nous avons mesuré pendant 10 minutes le flux reçu de l'étoile Arcturus (magnitude en bande H égale à -2,8) à l'aide d'une photodiode InGaAs. La figure 13.8 représente l'évolution au cours du temps du flux collecté avec une fibre multimode et une fibre unimodale.

La puissance moyenne mesurée est égale à $\Phi_{multi} = 61 \text{ pW}$, avec un écart-type de 43 pW. Cet écart-type relativement important est lié aux mauvaises conditions météorologiques, avec notamment la présence de nuages qui faisaient varier le flux collecté dans de grandes proportions. Dans un second temps, nous avons remplacé la fibre multimode par une fibre unimodale à 1550 nm à maintien de polarisation, et nous avons de la même façon mesuré le flux reçu pendant une dizaine de minutes. Le flux moyen mesuré est égal à $\Phi_{mono} = 7,1 \text{ pW}$ avec un écart-type de 4,2 pW. De manière analogue à ce qui a été enregistré avec la fibre multimode, le flux collecté est très instable au cours du temps. On constate cependant que du flux a toujours été présent lors des 10 minutes d'acquisition. Le facteur de transmission du dispositif d'injection de FLUOR est alors évalué par le rapport de ces deux grandeurs : $T_{FLUOR} = \Phi_{mono}/\Phi_{multi} = 11,6\%$.

3. Le coefficient de transmission global de l'interféromètre à somme de fréquences

Les résultats obtenus en laboratoire au moment de la mission donnent un coefficient de transmission de 0,5%. L'utilisation de nouveaux PPLN de la société NTT, pigtailisés en entrée et en sortie, et travaillant sur une bande spectrale de 0,6 nm, laissent envisager un coefficient de transmission de 3% du fait d'un bien meilleur rendement de conversion.

La mise en place d'une optique adaptative sur un télescope permettrait de disposer d'une injection dans une fibre unimodale pouvant atteindre une efficacité de 60% [Coudé du Foresto 00] (au lieu des 11,6% mesurés). Cette valeur tient compte de l'obstruction centrale des télescopes employés.

Ces estimations des facteurs de transmission de la chaîne instrumentale permettent d'estimer les magnitudes limites atteignables par l'instrument ALOHA implanté sur le réseau CHARA. Pour cela, on estime le nombre de photons convertis et détectés nécessaires pour obtenir un rapport signal sur bruit égal à 1[Gomes 13]. Le tableau 13.2 donne les magnitudes limites déterminées pour différentes configurations :

- A) correspondant à la configuration de l'interféromètre à somme de fréquences utilisé en laboratoire au moment de la mission,
- B) en utilisant des PPLN commercialisés par NTT, pigtailisés en entrée et en sortie,



FIGURE 13.8 – Évolution du flux collecté de l'étoile Arcturus au cours du temps.

C) en utilisant des PPLN NTT et avec une optique adaptative au niveau du télescope de CHARA.

On suppose ici que la seule source de bruit est le dark count du détecteur, égal à 20 coups/s dans ces calculs. Les valeurs obtenues sont toutefois à considérer avec prudence. En effet, les magnitudes limites obtenues ne tiennent pas compte d'éventuels bruits supplémentaires générés au niveau de la détection de l'interféromètre à somme de fréquences. Ces valeurs devront être confirmées lors de la mission 2014, au cours de laquelle la sensibilité d'un bras de l'interféromètre à somme de fréquences CHARA. Cependant, on peut espérer compenser ce bruit par une intégration sur des temps relativement longs.

Configuration	А	В	C
Magnitude limite	-0, 3	+1, 6	+5,2
en bande H			

Tableau 13.2 – Estimation des magnitudes limites atteignables par l'interféromètre à somme de fréquences implanté sur le réseau CHARA. A) configuration 2013, B) nouveaux PPLN NTT, C) PPLN NTT + optique adaptative.

13.2.4 Mission 2014 : tests de sensibilité d'un bras de l'interféromètre à somme de fréquences implanté sur CHARA

Une deuxième mission sur le site de l'observatoire du Mont Wilson a eu lieu du 6 au 19 mai 2014. Il s'agissait de la seconde mission préparatoire à l'installation et au test de l'interféromètre à somme de fréquences sur le réseau de télescopes CHARA. L'objectif principal de cette mission était de déployer un bras unique de l'interféromètre à somme de fréquences sur l'instrument CHARA, et de réaliser des tests de sensibilité sur le ciel, à l'instar de l'étude expérimentale qui avait été réalisée en 2012 sur le site du Mauna Kea avec un télescope Celestron de 8 pouces.

Les détails de ces travaux de recherche sont présentés dans la publication en page 200.

Présentation des nouveaux bancs de conversion

Suite aux résultats prometteurs de la mission 2013, de nouveaux bancs de conversion ont été développés en laboratoire. Ils présentent deux nouvelles caractéristiques par rapport à la génération précédente :

- remplacement des PPLN à diffusion de titane fourni par l'université de Paderborn par des PPLN utilisant la technologie ridge, développés par la société NTT, pigtailisés en entrée et en sortie (figure 13.9a). Ces PPLN ont un meilleur rendement de conversion à puissance de pompe constante, cette augmentation étant liée à une bien meilleure injection de l'onde de pompe dans le guide du cristal non-linéaire grâce à la pigtailisation. Le packaging des PPLN est bien plus compact, et inclut directement le contrôle en température des cristaux;
- utilisation d'un nouveau système de filtrage spatial et spectral des champs convertis (figure 13.9b). Le prisme est remplacé par une grande longueur de fibre optique unimodale à 630 nm afin de filtrer spectralement les résidus de l'onde de pompe (en plus de filtrer spatialement l'onde convertie). Un filtrage en espace libre par des filtres interférentiels est toujours présent, intégré sur un microbanc ne nécessitant aucun réglage sur le marbre.





(a) PPLN NTT pigtailisés en entrée/sortie.

(b) système de filtrage spectral sur microbanc.

FIGURE 13.9 – Principales nouveautés dans les nouveaux modules de conversion de fréquence développés en laboratoire pour la mission CHARA 2014.

Ces modifications apportées aux bancs de conversion permettent un montage bien plus compact, et facile à démonter et remontrer sans alignement optique sur marbre. En revanche, le bien meilleur couplage de la puissance de pompe dans les guides non-linéaires est à l'origine d'un bruit supplémentaire, lié à l'apparition d'une fluorescence paramétrique dans le niobate de lithium, entre autres à une longueur d'onde égale à celle du signal à convertir, et qui sera donc convertie par somme de fréquences. Ces photons incohérents viendront se superposer aux photons stellaires convertis. À noter que ce type de bruit n'était pas mesurable avec la génération de bancs de conversion précédente, du fait de la faible puissance de pompe couplée dans les guides non-linéaires. On appellera dans la suite dark count optoélectronique la somme des contributions du dark count du détecteur (qui est une grandeur constante), et du dark count lié à la fluorescence paramétrique, qui dépend de la puissance du faisceau de pompe.

Afin de préparer la future mission sur site, les nouveaux bancs de conversion ont d'abord été caractérisés en laboratoire, en mode interférométrique, et en mode photométrique. Un simulateur d'étoile constitué d'une LED émettant un flux correspondant à une étoile de magnitude -1 en bande H a été utilisé. Cette source émet un rayonnement infrarouge d'une largeur

de bande de 80 nm autour de 1550 nm. Les caractérisations ont donc été effectuées en régime de comptage de photons.

En mode interférométrique : un contraste de 90% a été mesuré en intégrant de trames de 200 ms pendant 8 minutes. Ce contraste est lié aux défauts instrumentaux. Pour une puissance de pompe de 30 mW injectée dans chaque PPLN de l'interféromètre, nous avons mesuré 380 coups/s de dark-count optoélectronique pour 120 coups/s issus du signal converti, ce qui confirme la présence d'un bruit supplémentaire avec ces PPLN. Cependant, le rapport signal sur bruit après 8 minutes d'intégration est égal à 37. Ce résultat est particulièrement encourageant pour la suite.

En mode photométrique : un modulateur d'intensité fibré est placé sur un bras unique de l'interféromètre. Ce modulateur génère des pertes intrinsèques de 3 dB liées à sa fonction même, auxquelles il faut ajouter 3 dB de pertes en excès. La puissance de pompe injectée dans le cristal non-linéaire est de 60 mW. En intégrant les spectres des trames temporelles de 100 ms chacune enregistrées pendant quatre minutes, on détecte le pic de modulation du signal converti avec un rapport signal sur bruit de 30. La puissance de pompe bien plus importante ici mène à une forte augmentation du dark-count optoélectronique : 1160 coups/s pour 147 coups/s pour les photons modulés seulement. Cependant, la détection synchrone effectuée ici permet de faire sortir facilement du bruit le pic de modulation. Ces premiers résultats obtenus en laboratoire montrent que le gain en sensibilité des nouveaux bancs de conversion de fréquence est important, malgré l'augmentation significative du bruit lié à la fluorescence paramétrique.

Description du banc expérimental

Le banc expérimental qui a été déployé sur le réseau de télescopes CHARA lors de la mission 2014 est représenté sur la figure 13.10.



FIGURE 13.10 – Banc expérimental installé sur le réseau de télescopes CHARA lors de la mission 2014. Une seule voie de l'interféromètre à somme de fréquences est utilisée. Un modulateur d'intensité fibré permet une détection synchrone des photons stellaires convertis.

Le flux collecté par le télescope est acheminé jusqu'à l'interface d'injection de l'instrument FLUOR (non représenté), où il est injecté dans une fibre optique silice unimodale à 1550 nm reliée à l'entrée de notre montage. Le flux est ensuite modulé à la fréquence $\nu_{mod} = 200$ Hz grâce au modulateur d'intensité fibré. Le flux modulé est alors converti dans le domaine du visible dans un PPLN par une pompe à 1064 nm de 90 mW de puissance. Cette puissance de pompe relativement forte génère un dark count optoélectronique de 1700 coups/s. Le flux converti est ensuite filtré spatialement et spectralement avant d'être détecté par un compteur de photons. Les trames temporelles sont enregistrées et traitées par un système d'acquisition piloté par un programme LabVIEW.

L'utilisation du modulateur d'intensité sur le montage expérimental permet d'effectuer une détection synchrone, et donc d'améliorer la sensibilité³⁶. Nous effectuons la transformée de FOURIER de chaque trame temporelle, puis nous moyennons les différents spectres de manière cohérente (en module et en phase) pour toutes les trames enregistrées lors de l'acquisition. Le carré du module du spectre moyen (densité spectrale de puissance moyenne) obtenu est finalement tracé. Nous étudions alors l'évolution du rapport signal sur bruit (RSB) au cours du temps en comparant la hauteur du pic lié à la modulation par le modulateur d'intensité à l'écart-type des pics des fréquences parasites voisines. Le calcul du RSB est illustré sur la figure 13.11. Nous considérons que la limite de détection est atteinte lorsque le RSB est égal à 3.



FIGURE 13.11 – Représentation d'une trame de mesure X(t) avec un flux de photons signal modulé (à gauche), et le carré du module de sa transformée de FOURIER $\tilde{X}(\nu)$. Le rapport signal sur bruit est défini comme la hauteur du pic modulé divisée par l'écart-type du carré du module du spectre des fréquences voisines bruitées.

Principaux résultats

Nous avons disposé de six nuits d'observation, à raison de quatre heures par nuit. Nous avons pu convertir et détecter le flux émis par une dizaine d'étoiles avec un rapport signal sur bruit supérieur à trois. Pour ces étoiles, les magnitudes en bande H vont de -2, 8 pour la plus brillante (Arcturus), à +2, 2 pour la plus faible (LN Virgo).

La figure 13.12a représente le module carré des spectres intégrés sur 3600 trames de 100 ms

^{36.} Notons qu'en mode interférométrique, la détection synchrone n'est plus possible à cause de l'erreur de piston aléatoire induite par l'atmosphère.

chacune pour l'étoile Arcturus, l'étoile la plus brillante en bande H qui a été pointée. La durée d'intégration totale est de 6 minutes. On distingue très clairement le pic de modulation à la fréquence $\nu_{mod} = 200$ Hz, signe de la conversion du flux issu de l'étoile par le banc de conversion. Les harmoniques impaires du signal de modulation carré apparaissent également sur le spectre du fait de la quantité de flux importante collectée. Le flux de photons issus de l'étoile et converti dans le visible était d'environ 80 photons/s, pour un dark-count optoélectronique bien plus conséquent de 1700 coups/s.



FIGURE 13.12 – Module carré des spectres obtenu par moyennage des transformées de Fourier des trames temporelles pour deux étoiles : Arcturus (Hmag = -2.8, durée d'intégration 6 minutes) et LN Virgo (Hmag = +2, 2, durée d'intégration 14 minutes). Le modulateur d'intensité fonctionne à $\nu_{mod} = 200$ Hz.

À l'inverse, la figure 13.12b montre le module carré des spectres intégrés sur 8400 trames de 100 ms chacune pour l'étoile LN Virgo, l'étoile la moins brillante en bande H qui a été pointée. La durée d'intégration totale est de 14 minutes. Seul le pic de modulation à 200 Hz est visible. Son amplitude est bien plus faible du fait de la magnitude bien plus élevée de l'étoile visée. Cependant, le flux converti était de seulement 6 photons/s, tandis que le dark-count optoélec-tronique était lui toujours égal à 1700 coups/s. Ce résultat met en évidence la grande efficacité du traitement du signal effectué ici pour détecter la signature des photons stellaires même en présence d'un bruit important.

La figure 13.13a représente l'évolution du rapport signal sur bruit en fonction du temps d'intégration pour les enregistrements effectués avec les étoiles les plus brillantes. Dans de telles conditions, ces étoiles sont facilement détectées avec un rapport signal sur bruit supérieur à 10 en quelques dizaines de secondes. À noter également l'importance du rayon de corrélation atmosphérique. Cette valeur détermine la surface du télescope « utile » à la collecte des champs. Les courbes représentant l'évolution du RSB au cours du temps pour les étoiles R Leo et Gamma Hercule sont assez différentes, malgré des magnitudes très proches. La faible valeur du rayon de cohérence (3 cm) mesuré au moment des acquisitions sur l'étoile Gamma Hercule explique les valeurs de rapport signal sur bruit bien inférieures.



(a) étoiles les plus lumineuses (magnitudes négatives)

(b) étoiles les moins lumineuses (magnitudes positives)

FIGURE 13.13 – Évolution du rapport signal sur bruit du pic de modulation en fonction du temps d'intégration. r_0 est une estimation du rayon de corrélation atmosphérique moyen relevé dans le visible (à 550 nm) au cours de l'enregistrement.

De manière similaire, la figure 13.13b représente l'évolution du RSB en fonction du temps d'intégration pour les étoiles étudiées les moins brillantes (magnitudes positives). On constate cette fois que le rapport signal sur bruit a chuté de manière significative. Les temps d'intégration sont naturellement plus longs. On note cependant que nous avons pu détecter le pic de modulation avec un rapport signal sur bruit supérieur à trois pour des étoiles allant jusqu'à la magnitude +2, 2, avec des temps d'intégration inférieurs à dix minutes.

Le rapport signal sur bruit évolue théoriquement en racine carrée du temps d'intégration. Les fluctuations importantes constatées sur les enregistrements de ces courbes, en particuler lorsque les flux collectés sont faibles, sont dues principalement à de fortes variations du rayon de corrélation atmosphérique au cours du temps. Ces variations sont d'autant plus importantes que nous sommes proches du début de nuit, où l'atmosphère est encore assez instable. D'autre part, la période de la mission (mois de mai) est assez peu favorable à des rayons de corrélation élevés.³⁷

Conclusion et perspectives pour la prochaine mission

Nous avons pu mesurer la sensibilité de l'instrument en mode photométrique implanté sur le réseau de télescopes CHARA. Lors des six nuits d'observation, l'instrument a fait preuve d'une grande fiabilité. Les résultats obtenus en terme de sensibilité sont bien meilleurs que ceux que nous avions obtenus au télescope Franco-Canadien d'Hawaï lors de la mission qui a eu lieu en 2012, où nous avions pu détecter et convertir le flux d'une étoile jusqu'à la magnitude -1 en bande H avec un rayon de corrélation atmosphérique très favorable de 20 cm. Lors de

^{37.} L'évolution au cours de l'année du seeing (lié au rayon de corrélation atmosphérique), sur le site du Mont Wilson est consultable à cette adresse : http://cleardarksky.com/clmt/c/MtWilsonOBCAct.html (dernier tableau, en bas de page). On constate que les mois les plus favorables vont de juin à septembre.

cette mission, le nouvel instrument que nous avons développé a permis de détecter le flux émis par des étoiles allant jusqu'à la magnitude +2, 2. Ceci correspond à un gain d'un facteur 16 en sensibilité, tandis que le rayon de corrélation n'était que de 10 cm (soit quatre fois moins de flux disponible au niveau de la fibre d'injection).

Des tests préliminaires en laboratoire ont montré que la sensibilité de l'interféromètre à somme de fréquences est un facteur $\sqrt{2}$ inférieur à celui obtenu en mode interférométrique sur un seul bras de l'interféromètre. Compte-tenu des résultats expérimentaux obtenus lors de cette mission, on peut espérer en mode interférométrique obtenir des franges d'interférence avec des étoiles dont la magnitude peut aller jusqu'à +1.8. Comme le montre le tableau 13.3, cette valeur reste bien en dessous des magnitudes limites des instruments installés sur le réseau de télescopes CHARA et fonctionnant dans l'infrarouge. Cependant, les performances obtenues par notre dispositif sont à mettre en regard du fort pouvoir de résolution de l'instrument. D'autre part, je rappelle qu'il ne s'agit ici que d'expériences de principe. L'interféromètre à somme de fréquences montrera tout son véritable potentiel lorsqu'il travaillera dans le moyen infrarouge ou l'infrarouge lointain.

Tableau 13.3 – Tableau comparatif de sensibilité des instruments présents sur CHARA travaillant à 1550 nm

Instrument	Nombre	m_H limite	largeur de
de recombinaison	de télescopes		bande (nm)
CLASSIC	2	7	350
CLIMB	3	6	350
MIRC	6	4,5	40
Interféromètre SFG	2	1,8	0,6

Des améliorations de l'instrument sont également possibles en vue de la prochaine mission sur le site de l'observatoire du Mont Wilson, au cours de laquelle l'interféromètre à somme de fréquences sera déployé et les premières expérimentations en mode interférométrique seront effectuées.

La première amélioration porte sur l'utilisation des deux sorties de l'interféromètre pour la détection. En effet, lors de la recombinaison cohérente des champs, le coupleur visible n'est connecté qu'à un seul compteur de photons. La moitié du flux utile présent sur l'autre voie du coupleur, naturellement en opposition de phase avec la première, peut être utilisée pour augmenter le nombre de photons modulés détectés. En effet, en effectuant la différence entre des trames associées à chaque sortie de l'interféromètre, la DSP résultante donnera accès uniquement au pic frange, avec une amplitude multipliée par quatre. De manière similaire, la somme des trames sur chaque sortie donne accès au pic à la fréquence nulle dans la DSP toujours avec un facteur quatre en amplitude. Les deux bruits blancs présents sur chaque sortie se sommeront eux de manière incohérente, et le bruit résultant sera augmenté d'un facteur deux seulement. On peut donc s'attendre avec ce nouveau traitement des données à un gain d'un facteur deux sur le rapport signal sur bruit, et donc un facteur deux sur la sensibilité de l'instrument (soit 0,7 magnitude).

La seconde amélioration consiste en une modification du programme LabVIEW traitant

les données acquises pour prendre en compte l'effet de piston aléatoire dû aux turbulences atmosphériques sur le système de franges d'interférence qui sera enregistré. En effet, nous avons montré en laboratoire qu'une variation aléatoire de la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre se traduit par un élargissement du pic de modulation au niveau de la densité spectrale de puissance mesurée. La figure 13.14 compare la densité spectrale de puissance sans et avec application d'un piston atmosphérique (obtenu expérimentalement en ajoutant un terme aléatoire à la consigne linéaire contrôlant les modulateurs piezoélectriques qui permettent de faire varier la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre).



FIGURE 13.14 – Comparaison des densités spectrales de puissance sans et avec application d'un piston aléatoire pour un temps d'intégration de 200 ms. L'étoile simulée est équivalente à une magnitude -0, 6 en bande H avec un seeing correspondant à un rayon de corrélation de 6 cm dans le visible (rayon de corrélation typique en avril sur le Mont Wilson).

Dans le cas de la figure 13.14a, le pic frange sort parfaitement du bruit, et occupe un seul canal spectral. Lorsqu'un piston aléatoire est appliqué sur un des bras de l'interféromètre (figure 13.14b), on constate une forte diminution de la hauteur du pic frange, ainsi qu'un étalement de l'énergie de ce dernier sur plusieurs canaux spectraux. Dans le cas d'une source de faible luminosité, la détection du pic de modulation dans la densité spectrale de puissance sera très difficile du fait de l'étalement du pic. Il est donc nécessaire d'adapter le traitement du signal effectué en prenant en considération les photons modulés contenus dans les canaux spectraux adjacents au canal de modulation principal. Il faudra donc intégrer sur différents canaux pour estimer les conditions de mesure optimisant le rapport signal sur bruit et le contraste de l'objet.

13.3 Encadrements et publications

Coencadrement de thèses

[E 1] DAMIEN CEUS,

« Interféromètre à conversion de fréquence pour l'imagerie à haute résolution angulaire : validation de la technique de clôture de phase et fonctionnement en régime de comptage de photons »,

Date de soutenance : 21 octobre 2011, bourse Région. Directeur de thèse : François REYNAUD

[E 3] JEAN-THOMAS GOMES,

« Mise en place de processus de génération de somme de fréquences optiques larges bandes dédiés à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie », Date de soutenance : 4 octobre 2013, bourse DCACE Directeur de thèse : François REYNAUD, Laurent DELAGE

[E 4] ROMAIN BAUDOIN,

« Analyse du bruit lors de la génération de somme de fréquences dans les cristaux de niobate de lithium périodiquement polarisés (PPLN) et applications en régime de comptage de photons »,

Date de soutenance : 27 novembre 2014, bourse CIFRE, société Leukos Directeur de thèse : François REYNAUD, Laurent DELAGE

[E 6] PASCALINE DARRÉ,

« Analyse de la conversion de fréquence pour la détection d'objets astronomiques dans l'infrarouge »,

Thèse débutée en septembre 2013, financement CNES – Thalès Directeur de thèse : François REYNAUD, Laurent DELAGE

Publications dans des revues à comité de lecture

- [PI 17] « Application of frequency conversion of starlight to high-resolution imaging interferometry. On-sky sensitivity test of a single arm of the interferometer »,
 D. CEUS, F. REYNAUD, J. WOILLEZ, O. LAI, L. DELAGE, L. GROSSARD, R. BAUDOIN, J.T. GOMES,
 L. BOUYERON, H. HERRMANN and W. SOHLER,
 Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, (IF : 4,9), Volume 427, Issue 1, Pages L95–L98 (2012)
- [PI 22] « Proposal for the Implementation of the ALOHA Up-Conversion Interferometer on the CHARA Telescope Array »
 J.T. GOMES, L. DELAGE, R. BAUDOIN, L. GROSSARD, F. REYNAUD, T. A. TEN BRUMMELAAR, N. J. SCOTT, J. STURMANN and V. COUDÉ DU FORESTO Journal of Astronomical Instrumentation, Vol. 3, Nos. 3 & 4, pp. 1450008, DOI : 10.1142/S2251171714500081 (2014)

[PI 23] « ALOHA 1.55 µm Implementation on the CHARA Telescope Array : On-sky sensitivity tests »

R. BAUDOIN, P. DARRÉ, J-T. GOMES, M.FABERT, L. GROSSARD, L. DELAGE, F. REYNAUD, N. J. SCOTT, J. STURMANN, T. A. TEN BRUMMELAAR and V. COUDÉ DU FORESTO soumis à MNRAS

Communications orales invités lors de conférences ou séminaires

- [INV 4] « Using up-conversion interferometers for high resolution imaging. Proposal for a collaboration with CHARA »,
 F. REYNAUD, D. CEUS, L. DELAGE, L. GROSSARD and J. T. GOMES,
 CHARA annual Meeting, Atlanta, États-Unis (2011)
- [INV 5] « Méthodes innovantes pour l'imagerie astronomique haute dynamique et haute résolution : les hypertélescopes temporels et la conversion de fréquence des rayonnements lumineux »

F. REYNAUD, L. DELAGE, L. BOUYERON, L. GROSSARD, D. CEUS, J.T GOMES et R. BAUDOIN, Séminaire invité au Collège de France, Paris (2013)

[INV 6] « Present status on the implementation of a up-conversion interferometer on CHARA »

F. REYNAUD, L. DELAGE, L. GROSSARD, R. BAUDOIN et J.T GOMES, CHARA/NPOI Collaboration Meeting; Flagstaff, AZ; USA (2013)

[INV 7] « Changing the Color of the Stars : ALOHA at CHARA » F. REYNAUD, L. DELAGE, L. GROSSARD, R. BAUDOIN et J.T GOMES, CHARA/NPOI Collaboration Meeting; Flagstaff, AZ; USA (2015)

[INV 8] « Utilisation de la conversion de fréquence pour l'imagerie haute résolution en astronomie »

L. GROSSARD, D. CEUS, J.-T. GOMES, R. BAUDOIN, P. DARRÉ, L. SZEMENDERA, L. DELAGE **et** F. Reynaud,

Conférence invitée, Horizons de l'optique, Rennes (2015)

Application of frequency conversion of star light to high resolution imaging interferometry. On-sky sensitivity test of a single arm of the interferometer

D. Ceus^{1,3}, F. Reynaud^{1*}, J. Woillez², O. Lai³, L. Delage¹, L. Grossard¹, R. Baudoin^{1,4}, J-T. Gomes¹, L. Bouyeron¹, H. Herrmann⁵, and W. Sohler⁵

¹Xlim Photonique Department, UMR CNRS 7252, 123 av. Albert Thomas, 87000 Limoges, France

²W. M. Keck Observatory, 96743 Hawaii, USA

³Canada France Hawaii Telescope Corporation, 96743 Hawaii, USA

⁴LEUKOS SAS, France

⁵Universität Paderborn, Angewandte Physik, Warburger Str. 100 - 33098 PADERBORN, Germany

Accepted... Received... ; in original form...

ABSTRACT

We investigate the sensitivity of frequency conversion of star light using a non-linear optical sum frequency process. This study is being carried out in the context of future applications of optical interferometry dedicated to high resolution imaging. We have implemented a complete experimental chain from telescope to detector. The star light frequency is shifted from the infrared to the visible using an optically non-linear crystal. To fulfil the requirements of interferometry, our experimental set-up uses spatially single-mode and polarization maintaining components. Due to the small size of the collecting aperture (8" Celestron C8) with a 3 *nm* spectral bandwidth, on-sky tests were done on bright stars in H-band. The detection was achieved in true photon counting operation, using synchronous detection. Betelgeuse (H-Mag=-3.9), Antares (H-Mag=-3.6) and Pollux (H-Mag=-1) were successfully converted and detected in visible light. Despite the low transmission of our experiment, our results prove that the efficiency of frequency conversion offers sufficient sensitivity for future interferometric applications.

Key words: Instrumentation: photometers, Instrumentation: miscellaneous, Methods: observational, Techniques: interferometric

1 INTRODUCTION

Our knowledge of astronomical sources is mainly brought to us by the electromagnetic waves emitted from the X-rays to the radio waves. To investigate such an ultra-wide wavelength domain, a large variety of instruments have been designed and implemented. Even in the limited optical domain spectrum, the usual way to propose an instrumental concept is to develop an experimental chain (including the collecting antenna, wave propagation, optical processing and detection) specifically dedicated to the narrow spectral window to be investigated. It can be very stringent to design and manufacture the related optical components with convenient optical characteristics. Conversely, we propose to use an instrumental chain working in a technologically-mature wavelength domain and to shift the astronomical spectrum into this spectral domain. There are several advantages to using such a frequency conversion, especially from far-mid infrared to near-infrared or visible wavelengths: the possibility of using spatially single-mode and polarization maintaining components which are easy to handle and have low optical losses (optical fibres and integrated optical combiners), the availability of efficient detectors (high quantum efficiency, low noise, room temperature operation) and not to be compelled to use complex cooling systems over the entire instrument (assuming the frequency conversion takes place right after the telescope focus).

Previous results (Gurski 1973) have reported astronomical image conversions during the 70's-80's. If this concept appeared to be very attractive to astronomers, the frequency conversion process was limited by a poor conversion efficiency and an unknown noise was observed (Boyd 1977). Recent studies and technological developments have significantly enhanced the quality and the efficiency of the related non-linear components (Thew 2008; Kamada 2008). Thanks to these improvements, we intend to develop a new kind of interferometer using the non-linear techniques associated with a telescope array such as e.g. the VLTI or CHARA. In this coherence analysis context, reliable observables are achievable only if the optical propagation of light is coherently managed in the interferomtor (spatially single-mode and polarization maintaining propagation...) (Froehly 1981; Coudé du Foresto 1997; Delage 2000). We

^{*} E-mail:francois.reynaud@xlim.fr

2 D. Ceus et al.

have recently demonstrated, in laboratory experiments, the conservation of the spatial complex coherence of an artificial star, after frequency conversion in both arms of a fibre linked interferometer (Brustlein 2008; Ceus 2011). The aim of the study reported in this paper is to prove that astronomical light can be converted and detected with a proper sensitivity despite the tremendous dynamic range between the power of the signal to be detected and the pump laser used for the non-linear frequency conversion. Moreover, our demonstrator has to satisfy the single-mode and polarization maintaining requirements necessary for future applications to high angular resolution imaging interferometry. We have implemented a complete detection chain (from the collecting aperture to the detector) using single-mode and polarization maintaining components for the propagation of the infrared and the converted lights. The experiment has been conducted with an astronomical spectrum in H-band in order to take advantage of the mature technology developed around 1.5 μm for optical telecommunications.

The next paragraph describes the non-linear process used to shift the astronomical spectrum. The third one describes our demonstrator and the related data processing. Then, the results are reported followed by a discussion and a conclusion.

2 BACKGROUND ON NON-LINEAR EFFECT

The following part is a brief description of the non-linear effect used in this study. More details about non-linear optics can be found in (Boyd 2008). The non-linear process involved in our study is the sum frequency generation resulting from the non-linear mixing between three optical waves:

- the astronomical light at the wavelength λ_{AL}
- the pump source at λ_p
- the converted signal at λ_c

The conservation of energy over this process leads to the following equation:

$$\frac{1}{\lambda_{AL}} + \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_c} \tag{1}$$

In addition, the non-linear conversion efficiency is maximal when the three waves satisfy the phase matching condition. This phase condition can be expressed as a function of the wave vector of each beam and strongly depends on the optical properties of the nonlinear crystal. In our study we used a PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) crystal, allowing a coaxial propagation of the three interacting waves. In this case, we talk about the quasi-phase matching condition, given by

$$k_{AL} + k_p - k_c + k_m = 0 (2)$$

where $k_i = 2\pi n_i/\lambda_i$ (i = AL, p, c) is the wavenumber of the astronomical light, the pump source and the converted signal respectively, and n_i the corresponding refractive index. $k_m = 2\pi m/\Lambda$ is the magnitude of the grating vector associated with the m-th Fourier component of the spatial variation of the nonlinear coefficient, and Λ is the period of the ferroelectric inversion of the PPLN.

The best conversion efficiency is obtained through use of the first-order (m = 1) interaction. The quasi-phase matching condition then writes

$$\frac{2\pi n_{AL}}{\lambda_{AL}} + \frac{2\pi n_p}{\lambda_p} - \frac{2\pi n_c}{\lambda_c} + \frac{2\pi}{\Lambda} = 0$$
(3)

The non-linear conversion efficiency is strongly enhanced 96 when the fields are confined into a single-mode waveguide etched



Figure 1. Spectral selectivity of the SFG process: the red curve gives the wavelength of the pump wave leading to the maximum conversion efficiency versus the astronomical wavelength to be converted according to equation 3. Using a 1.7 *nm* bandwidth pump laser, it is possible to convert a 3 *nm* spectral window in H-band. The wavelength of the converted signal λ_c is not represented here, but can be easily deduced from equation 1.

on the surface of the PPLN, thus increasing the overlap integral of the beams. The waveguide is realized by diffusion of titanium.

There are two ways to select the astronomical wavelength to be converted. We can either change the wavelength of the pump source at a given temperature of the non-linear crystal, or change the temperature of the crystal at a given pump source wavelength. In our study, we used a 4 *cm* long PPLN operating at 90 °*C*. The waveguide was 6 μ m wide and the period of the ferroelectric inversion was equal to $\Lambda = 10.85 \,\mu$ m. With these parameters, we have numerically computed the variation of the astronomical wavelength to be converted as a function of the pump wavelength using equation 3 (see figure 1). The refractive indices have been computed using the temperature-dependant Sellmeier equation (Jundt 1997). This way, a 1.7 *nm* wide pump spectral band centred at 1064 *nm* can convert a 3 *nm* astronomical spectral window centred at 1544 *nm*.

3 EXPERIMENTAL SET-UP

Our experimental set-up corresponds to one arm of a future upconversion interferometer operating in H-Band (see figure 2) that would include a frequency conversion stage in each arm. The astronomical light input spectrum is centred at $\lambda_{AL} = 1544 \text{ nm}$. The pump laser spectrum is 1.7 nm wide and is centred at $\lambda_p = 1064$ nm. According to eq. 1, the converted spectrum is then centred at $\lambda_c = 630 \text{ nm}$. The astronomical light is collected by a modified amateur C8 (8" aperture) telescope borrowed from the Ohana-iki project (Baril 2010). The C8 telescope is used to feed a singlemode fibre. A tip-tilt mirror, placed between the optical fibre and the collecting aperture, and a camera (used to send the position offsets to the tip-tilt mirror) allow to stabilize the focused beam on the fibre input. Thanks to the good atmospheric conditions at the Mauna Kea summit (seeing better than 0.5 arcsec during the observation nights) the tip-tilt correction is efficient enough to launch the astronomical light into a single-mode fibre. The astronomical light is tagged through an amplitude modulation at 1 kHz, and is then synchronously detected to enhance the signal to noise ratio. The astronomical beam is mixed with the pump laser (300 mW) by a fibred multiplexer. The fibre output of the multiplexer is connected to a free space achromatic injection device (using off-axis parabolas and mirrors) that couples the light into the PPLN-waveguide. The



Figure 2. Astronomical light ($\lambda_{AL} = 1544 \text{ nm}$) collected by the C8 telescope feeds a 50 m long single-mode optical fibre over H-band. The star light is amplitude-modulated through a Lithium Niobate modulator and is mixed with a pump laser (300 mW fibred pigtail laser photodiode at $\lambda_p = 1064 \text{ nm}\pm0.85 \text{ nm}$) by means of a multiplexer. The output of the multiplexer feeds an achromatic injection device for optimized coupling to the waveguide of a non-linear PPLN crystal. At the output of the PPLN-waveguide, the converted light is collimated and spectrally filtered with a prism and a narrow bandwidth filter centred on the converted wavelength. A long single-mode optical fibre at 630 nm completes the pump laser rejection and guides the converted light to a Si-APD photon counting detector.

non-linear crystal is placed in a 90 °*C* temperature stabilized oven used to reach the quasi-phase matching conditions for the $(\lambda_{AL}, \lambda_p)$ wavelengths. At the output of the PPLN-waveguide, a set of spatial and spectral filtering stages are used to remove the residual pump light that could disturb the photon counting detection of the converted light. In our study, the optical power ratio between the converted and the pump beams is equal to 10^{-15} . Finally, the converted light is sent to a Si-APD (Silicon Avalanche Photodiode) detector. A photon counting event can arise from three kinds of phenomenons: the converted photons due to the sum frequency generation process, the detection of the pump source or related noise and the dark counts of the avalanche photodiode. The latter is the intrinsic noise of the Si-APD photon counting detector with no light on (in our study, the dark count rate is equal to 90 counts/s).

The signal processing is based on the detection of the astronomical light modulation at 1 kHz through an averaging of the spectrum.

4 RESULTS

Figure 3 plots the curves related to Betelgeuse (Mag -3.9 in Hband with a spectral flux density of 4.7×10^{-13} W/cm²/µm). For each curve we averaged the Fourier Transform of the photon counting signal, then took its modulus. For Betelgeuse, we used 500 acquisition frames, with 0.1 s duration per frame. The red curve is an acquisition with simultaneously the Betelgeuse light and the pump laser. The converted signal clearly reveals the expected modulation peak at 1 kHz. The black and blue curves show acquisitions without the pump light and without the Betelgeuse light respectively. For these two configurations, the absence of the modulation peak at 1 kHz proves that the red peak at 1 kHz is due to the frequency conversion of light and not from a spurious modulation. The SNR (Signal to Noise Ratio) over 50 s (i.e. 500 frames) is equal to 17 when Betelgeuse is converted from the infrared to the visible wavelength. The SNR calculus is equal to the signal mean value over the noise mean value. Figure 4 presents the results for two other stars: Antares (Mag -3.6 in H-band, averaged over 400 frames) and Pollux (Mag -1 in H-band, averaged over 6000 frames). For both of them, the star and the pump sources fed the frequency conversion



Figure 3. Frequency conversion of Betelgeuse (Mag –3.9 in H-Band). Red solid line: Betelgeuse and the pump source on. Black dashes: Betelgeuse off; pump on. Blue dots: Betelgeuse on; pump off.

bench. The 1 kHz peak is due to the frequency conversion process with a SNR equal to 19 (over 400 frames) for Antares and 3.1 (over 6000 frames) for Pollux. Notice that the SNR for Antares is higher than Betelgeuse SNR. This could be explained by a better coupling efficiency between the C8 telescope and the single-mode optical fibre during the 40 *s* of average time (the seeing conditions may have changed since the measurements were made during two different nights).

Figure 5 plots the evolution of the SNR versus the averaging time for the three converted stars. In a few seconds for Antares and Betelgeuse, the SNR is better than 2 and the evolution as a function of time follows the theoretical root mean square curve. Due to the higher magnitude of Pollux and probably the injection instabilities of the C8 telescope, the SNR for Pollux rises over the averaging time with a more disturbed evolution.

5 DISCUSSION

To complete our experimental study, we evaluated the transmission coefficients of the different stages (see figure 6) and made the energy budget of the entire instrumental chain. The instrument consists of three main optical functionalities: the telescope/single-

4 D. Ceus et al.



Figure 4. Frequency conversion for Antares (Mag -3.6 in H-Band, red solid line) and Pollux (Mag -1 in H-band, blue dots). In both cases, the pump source and the astronomical light feed the frequency conversion bench.



Figure 5. SNR plots for Antares, Betelgeuse and Pollux over the averaging time.

mode waveguide coupling, the frequency conversion and the signal processing and detection. A measurement of H-band flux launched in the fibre by using the CAID NICMOS camera (Baril 2010) allows us to measure the throughput T_{inj} between the telescope and the input of the intensity modulator. Moreover, to determine the global transmission T_{sfg} between the input of the fibered multiplexer and the photon counting detector, we used a laser source at 1540 nm as a reference IR signal to convert. Note that T_{sfg} takes the multiplexer losses, the PPLN coupling losses, the nonlinear efficiency, the spectral filtering (prism and interference filter), and the spatial filtering (monomode fiber @630nm) into account. Finally, T_{acq} gathers several parameters: the 0.5 coefficient of the Fourier Transform, the Si-APD quantum efficiency (0.8), the optical loss (0.5), the duty cycle (0.5) of the amplitude modulator and the 0.5 coefficient of polarization filtering. Table 1 gives the different throughput coefficients of our experimental set-up.

Table 1. Throughputs of our experimental set-up.

Parameter	Value
T _{inj}	0.0035
T_{sfg}	0.01
T_{acq}	0.05
Total	1.75×10^{-6}



Figure 6. Parameters used to evaluate the global throughput.

We can notice that the major limitation of our experimental set-up is currently due to the low coupling efficiency of the starlight collected by the mere C8 amateur telescope into the single mode fiber. According to (Shaklan 1988; Coudé du Foresto 1996), we can expect to gain two order of magnitude in T_{inj} . Moreover, using commercially available fibre pigtailed non-linear crystals dedicated to H-band and higher laser pump powers, T_{sfg} could be significantly enhanced. In the view of the expectable improvement in the global transmission of this instrument chain, these first experimental results are very promising.

6 CONCLUSION

We successfully converted the astronomical light emitted by Betelgeuse, Antares and Pollux using a nonlinear process in the experimental context required by astronomical interferometry: spatially single-mode and polarization preserving beam propagation. This way, we demonstrated on-sky that the nonlinear frequency conversion has enough sensitivity to be applied to astronomical interferometry. Our experimental demonstrator gives a typical SNR up to 19 over one minute exposure time on Antares. After demonstrating in laboratory that an up conversion interferometer was able to provide good observables (Brustlein 2008; Ceus 2011), the next step of this study will take place on the CHARA interferometer to get fringes on an astronomical source.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to acknowledge: the CFHT astronomical observatory, the Agence pour la Valorisation de la Recherche Universitaire du Limousin (AVRUL), the BQR University of Limoges, the Ohana' team (Observatoire de Paris) and Alain Dexet for his advice and the realization of the mechanical parts.

REFERENCES

- Baril M., Lai O., Zahariade G., Bouchacourt F., Perin G., Fedou P., Woillez J., 2010, Proc. of SPIE Vol. 7734, 77342C
- Boyd R. W., 1977, Optical Engineering, vol. 16, Nov.-Dec., p. 563-568.
- Boyd R. W., 2008, Nonlinear Optics, Third Edition, USA Academic Press, p. 640
- Brustlein S., Del Rio L., Tonello A., Delage L., Reynaud F., Herrmann H., Sohler W., 2008, PRL 100, 153903.1-153903.4
- Ceus D., Tonello A., Grossard L., Delage L., Reynaud F., Herrmann H., Sohler W., 2011, Optics Express Vol. 19, No. 9

Application of frequency conversion of star light to high resolution imaging interferometry 5

- Coudé du Foresto V., Faucherre M., Hubin N., Gitton P., 1996, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 145, p. 305-310
- Coudé du Foresto V., 1997, C. R. Acad. Sci. Paris, Série II b, p. 177-180
- Delage L., Reynaud F., 2000, J. Opt. A. : Pure Appl. Opt., vol. 2, p. 1-7
- Froehly C., 1981, Proc. of the ESO Conf. on "Scientific importance of high angular resolution at infrared and optical wavelengths", ESO, Garching, p. 285
- Gurski T. R., 1973, Appl. Phys. Lett. 23, 273
- Jundt D. H., 1997, Opt. Lett. vol. 22, 50, 1553-1555
- Kamada H., Asobe M., Honjo T., Takesue H., Tokura Y., Nishida Y., Tadanaga O., Miyazawa H. , 2008, Opt. Lett. 33, 639-641
- Shaklan S., Roddier F., 1988, Appl. Opt. 27(11), 2334-2338
- Thew R. T., Zbinden H., Gisin N., 2008, Appl. Phys. Lett. 93, 071104

ALOHA 1.55 µm Implementation on the CHARA Telescope Array: On-sky sensitivity tests

R. Baudoin^{1,2}, P. Darré¹, J-T. Gomes¹, M.Fabert¹, L. Grossard¹, L. Delage¹, F. Reynaud^{1*}, N. J. Scott³, J. Sturmann³, T. A. Ten Brummelaar³, V. Coudé du Foresto⁴

¹Xlim Photonique Department, UMR CNRS 7252, 123 av. Albert Thomas, 87000 Limoges, France

²LEUKOS SAS, France

³The CHARA array, Mount Wilson Observatory, Mount Wilson, CA 91023, USA

⁴LESIA - CNRS, Observatoire de Paris, 92192 Meudon Cedex, France. Currently visiting scientist at the Center for Space and Habitability, Bern University.

Accepted... Received... ; in original form...

ABSTRACT

We plan to implement the ALOHA 1.55 μ m upconversion interferometer on the CHARA-Array. After a full laboratory investigations, a sensitivity evaluation was conducted on several stars using a single interferometric arm in a photometric mode. The on-sky photometric results allowed us to calibrate a numerical simulation of the instrument. This allows us to predict the ALOHA 1.55 μ m future performance as a function of the seeing conditions when implemented in the interferometric configuration.

Key words: Instrumentation: photometers, Instrumentation: miscellaneous, Methods: observational, Techniques: interferometric

1 INTRODUCTION AND GENERAL PRINCIPLE OF ALOHA INSTRUMENTS

High resolution imaging instruments are most commonly based on spatial coherence analysis using a telescope array and direct beam combination (Brummelaar et al. 2005; Petrov & al. 2007). One of the current challenges in astronomy is to extend this method to the L and M bands in order to address specific astrophysical topics, for example active galactic nuclei, young star objects, formation and evolution of planetary systems. Nowadays, very few instruments are or are planning to address this scientific field using classical techniques to carry out the required beam combining (Perrin et al. 2001; Lagarde et al. 2012; Wagner et al. 2014). We propose an alternative method involving non-linear optics to process the light called the ALOHA (Astronomical Light Optical Hybrid Analysis). Figure 1 shows a schematic view of this new kind of instrument. Light collected at the focus plane of each telescope is shifted in wavelength by means of a non-linear sum frequency generation (SFG) process that takes place in a periodically poled lithium niobate (PPLN) crystal powered by a laser pump. We define λ_s , λ_p and λ_c as the astronomical light signal, the pump source and the converted signal wavelength respectively. This way, the converted light reaches a band with shorter wavelengths easier to manage and gives rise to several advantages. For example, this allows the use of a single set of optical waveguides to transport the optical field with a very high throughput. Using single-mode waveguides also includes spatial filtering with a high rejection efficiency, leading to

200

accurately calibrated fringes (Coudé du Foresto & Ridgway 1992; Le Bouquin et al. 2011). Furthermore, converting the light to shorter wavelengths avoids undergoing the influence of thermal background radiated from all of the elements involved in the whole transmission chain, and in particular the mirrors normally used for guiding the beams towards the central facility used in most current instruments. This will result in an increase of the signal-to-noise ratio measurement. Last but not least, the upconversion process allows the use of relatively low-cost and high-performance photon counting detectors which have high quantum efficiency, and low dark count, compared to their more expensive equivalents in the infrared.

We have performed laboratory experiments on this type of beam combination scheme for more than ten years with the primary intention of checking the validity of this new instrumental concept by measuring, with an artificial source, the required fringe contrast and phase closure in low flux configurations down to the photon counting regime. In order to reduce the experimental complexity, these in-lab preliminary studies used mature technologies developed in the framework of optical communications at 1.55 μ m which lies in the astronomical H band. The main results were:

• Contrast measurements in both high flux and photon counting regimes (Brustlein et al. 2008).

• Phase closure acquisitions in both high flux (Ceus et al. 2011) and photon counting regimes (Ceus et al. 2013).

• Llaboratory fringes using a black body source (Gomes et al. 2014).

In addition of these laboratory experiments, we have previously demonstrated the upconversion of starlight on bright stars using a 20 cm amateur class telescope (Ceus et al. 2012). The last step is

^{*} E-mail:francois.reynaud@xlim.fr

2 F. Reynaud et al.



Figure 1. General principle of ALOHA. The star light collected by a set of telescopes is frequency converted in a PPLN crystal into the visible or near infrared bands. The light is then processed using optical fibres or guided components such as a delay line and an optical path modulator. The two beams are mixed in a coupler and then sent to a silicon photon counting detector.

to use the @1.55 µm ALOHA instrument to demonstrate on-sky fringes on real astronomical sources. Figure 2 shows a detailed layout of the instrument. In order to facilitate this proof of principle at 1.55 µm, the star light is carried by optical fibres from the FLUOR couplers to the ALOHA instrument. In this portion of the instrument, delay lines and optical path modulators are implemented. After passing through the frequency conversion stage (PPLN crystal), the converted signals are then mixed and detected. The narrow spectral efficiency of the sum frequency generation in the PPLN leads to a spectral resolution of R = 2600. In this paper, we report on sensitivity tests conducted at Mount Wilson Observatory on a CHARA Array telescope. The success of these tests is a mandatory step before planning the observation of fringes between two telescopes using ALOHA @1.55 µm in a future experiment with the instrument described in Fig. 2.

2 EXPERIMENTAL SETUP FOR ALOHA 1.55 μm SENSITIVITY TESTS

This work is focused on sensitivity tests to help predict the performance of the complete instrument in its interferometric configuration. To this end, only one arm of the future instrument is implemented as shown in Fig. 3, without the possibility of getting interferometric fringes. Nevertheless, the whole chain between the telescope and the detector still contains the components to be implemented in the future interferometric configuration including:

• Beam propagation through the CHARA telescope and delay lines;

• H-band fibre coupling assembly of FLUOR (Scott et al. 2013);

• Optical fibres, including delay line and optical path difference modulator, to carry The light to the upconversion stage.

- The upconversion stage.
- The filtering stage.
- Finally, the photon-counting detector.

Note that an extra component, an intensity modulator, is added between the fibre delay line and the upconversion stage. This modulates the light flux coming from the star and enables a more accurate measurement of the stellar flux passing through the instrument. This also increases the signal-to-noise ratio of the converted signal detection. Of course, this stage will not be implemented in the future instrument since the interferometric signal will instead be modulated by the interferometric fringes themselves. This extra component adds losses and is controlled by a square wave modulation. As discussed in the next section, the data processing will be different from the interferometric configuration but the results will be scalable thanks to a comparative simulation of the two configurations of the ALOHA/CHARA instrument (Fig. 2). The second modification is the removal of the recombining coupler in the visible stage. The effect of this component is well known and would only induce extra losses, unnecessarily reducing the sensitivity of this configuration.

3 IMPLEMENTATION ON CHARA: COUPLING ASSEMBLY INTERFACE WITH FLUOR AND ON-SKY RESULTS

The input fibre of ALOHA is plugged into the FLUOR coupling assembly. As shown in Fig. 3, a 7 m H-band fibre carries the light from the FLUOR table inside the laboratory to the instrument located in the computer room adjacent to the CHARA beam combining laboratory. A raster scan, necessary for optimising the position of the fibre tip at the focus of the coupling assembly, is performed using the fluoride fibre dedicated to the K-band and the FLUOR camera. Then, the K fibre is replaced by the H-band fibre and a final adjustment is then performed manually in order to compensate for differential refraction effects between the two astronomical bands. The intensity modulator is driven by a square wave at $f_0 = 200 \text{ Hz}$ and a 50% duty cycle. After passing through the frequency conversion stage and the filtering assembly, the beam reaches a silicon avalanche photon-counting. The detector output signal is recorded by a National Instruments (2015) acquisition system controlled by a LabVIEW VI. The raw data consists in a set of N frames of binary function X(t) recorded over a τ integration time per frame. These frames are individually processed by a fast Fourier transform to get

$$\tilde{X}(f) = \operatorname{FFT}[X(t)].$$

The synchronisation between the intensity modulation and the detection makes possible the integration of $\widetilde{X}(f)$ over N frames using

201 $\langle \widetilde{X}(f) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \widetilde{X}_{i}(f),$



Figure 2. Interferometric configuration of ALOHA/CHARA @1.55 µm to be tested in a near future. The CHARA facilities bring the star light beams to the FLUOR launching assembly. The input fibre of ALOHA are fed by FLUOR. The star light passes through the infrared coupling stage including a fibre delay line and an optical path modulator. The infrared light is then frequency converted in a PPLN crystal into the visible spectral domain. The two beams are then mixed in a coupler and a filtering stage and sent to a photon-counting detector.



Figure 3. Photometric configuration of only one arm of the ALOHA/CHARA $@1.55 \mu m$ system implemented at the CHARA Array. The complete set of components of the interferometric configuration are implemented but not operated in these photometric tests. The only differences are the addition of an intensity modulator in the infrared optical path used to tag the star light signal and the suppression of the visible coupler that causes losses and reduces the sensitivity of this configuration.

where $\widetilde{X}_i(f)$ is the power spectrum of one snapshot measurement and N is the number of frames over which the integration is achieved. We note that $\widetilde{X}(f)$ can not be integrated in the full interferometric configuration due to the unpredictable piston error induced by the atmosphere.

Nevertheless, even in the photometric configuration, the converted astronomical measurement is perturbed by noise resulting from two sources:

(i) The dark count noise including the intrinsic detector noise and 202

the bias counts optically generated by the upconversion stage (Pelc et al. 2011).

(ii) The photon noise related to the real photons coming from the astronomical source and upconverted in the non-linear stage.

In our experimental configuration, the first of these dominates. Figure 4 shows two examples of recorded signals obtained on the stars Alpha Boo (Hmag = -2.8) and FP Virgo (Hmag = 1.4)

For a bright source (Alpha Boo) the intensity modulation clearly appears in Fig. 4 with the peaks at the expected frequency f_0 along its odd harmonics. On the contrary, with a fainter object

4 F. Reynaud et al.



Figure 4. Plot of the squared modulus of the Fourier Transform of the frames integrated over time $(|\langle \tilde{X}(f) \rangle|^2)$, for two stars : Alpha Boo (Hmag = -2.8, integration time 580 s) and FP Virgo (Hmag = 1.4, integration time 800 s). The intensity modulator is driven by a square wave at $f_0 = 200$ Hz.

(FP Virgo), this peak signature is weaker. To quantify these results, we define the Signal to Noise Ratio (SNR) of this measurement by

$$SNR = \frac{|\langle X(f_0) \rangle|^2 - \langle N_c \rangle}{RMS(|\langle \widetilde{X}(f) \rangle|^2)} \quad \text{where } f \neq (2k+1)f_0 \quad \text{and } k \in \mathbb{N} \quad (1)$$

This figure of merit measures the ratio between:

. .~

. . .

• The modulated peak after correction of the shot noise induced by the counting process. Here $\langle N_c \rangle$ is the mean number of counts for each frame and enables us to correct the quantification noise.

• The fluctuation of the white noise background evaluated at the frequencies different to the 0, f_0 and its odd harmonics $(2k+1)f_0$ (with $k \in \mathbb{N}$).

Figure 5 shows the evolution of the SNR as a function of the integration time over a $\Delta T = N \cdot \tau$ maximum duration, where $\tau = 100$ ms. Our measurements are performed with an atmospheric coherence length r_0 of approximately 6 cm as measured by the CHARA seeing monitoring system at 550 nm. This corresponds to seeing of approximately 1.5 arcseconds. In such atmospheric conditions, the brightest stars are detected easily with a SNR better than 10 in less than 100 s as shown in Fig. 5 (left). For fainter objects (Fig. 5 right), the SNR decreases significantly. To determine the limiting magnitude we use a SNR = 3 criterion. This way, LN Virgo is the faintest observed source with these seeing conditions. The non-monotonic evolution of the SNR is due to the seeing fluctuations. All these numbers allow the evaluation of the sensitivity of ALOHA when implemented in an interferometric mode as we will discuss in the next section.

4 DATA ANALYSIS AND SENSITIVITY SCALING TO AN INTERFEROMETRIC CONFIGURATION

To predict the performance to be expected for the future interferometric configuration, the investigation is conducted in three steps:

- The development of a numerical simulation.
- The photometric scaling using the photometric tests.
- The simulation of the interferometric configuration.

4.1 Numerical simulation

We describe the principle of the numerical simulation developed to make a quantitative link between the photometric (Fig. 3) and the interferometric (Fig. 2) configurations. Three steps are involved.

4.1.1 Evaluation of the flux level in the different stages of the instrument

The first input is the H-magnitude of the observed star. This allows the determination of the global flux collected by each telescope taking the aperture diameter into account. This input power is attenuated by the mirror train throughout the beam propagation of the CHARA Array facilities between the telescopes and the FLUOR table. The star light is coupled to the ALOHA single-mode fibre. This process leads to a new attenuation including the transmission of the FLUOR launching system and the spatial filtering of the single-mode waveguide. In the next stage, the global transmission of the ALOHA instrument including the component transmissions and the efficiency of the frequency conversion process have been extensively studied through laboratory measurements and characterisations in photometric and interferometric configuration. It is then possible to determine the number of stellar photons reaching the detector at the end of the whole experimental chain. In parallel, the number of noise counts is derived from the experimental conditions, including detector and the noise generated by the sum frequency stage.

4.1.2 Simulation of fringes in photon counting regime

The two experimental configurations give rise to two different probability functions. After selecting the photometric or interferometric mode, it is possible to simulate detection frames taking into account the frame duration, the interferometric or intensity modulation, the number of photons coming from the star and the count noise. A set of N frames is numerically generated and is then processed to get the SNR.

4.1.3 Data processing

The data processing must be adapted for either the photometric or interferometric configurations. In the case of the intensity modulation, it is possible to integrate on the spectrum thanks to synchronous detection. The data processing uses Eq. 1 to determine SNR.

In the interferometric mode, the piston error induces a random fluctuation of the fringe position. It is therefore necessary to integrate on the square modulus of the spectrum. The data processing uses the following equations

$$\mathbf{30R} = \frac{\langle |\widetilde{X}(f_0)|^2 \rangle - \langle N_c \rangle}{RMS(\langle |\widetilde{X}(f)|^2 \rangle)} \quad \text{where } f \neq (2k+1)f_0 \quad \text{and } k \in \mathbb{N}.$$
(2)



Figure 5. Evolution of the SNR as a function of the integration time for a set of bright stars (left) and some fainter stars (right). Integration time per frame: $\tau = 100$ ms. The experimental data were collected during two nights where the seeing conditions will have changed.

Mode	Interferometric	Photometric
CHARA facilities	same	same
IR stage		+ Intensity modulator
SFG stage	same	same
Visible stage	+ visible coupler	
Filtering stage	same	same
Detection stage	same	same
Data processing	$\langle \widetilde{X}(f_0) ^2 \rangle$	$ \langle \widetilde{X}(f_0) \rangle ^2$

Table 1. Summary of the common parts and differences between the interferometric (Fig. 2) and the photometric (Fig. 3) configurations.

Table 1 summarises the differences between the interferometric and photometric configurations both of which can be simulated. The numerical simulations provide an evolution of the SNR as a function of the integration time or as a function of N the number of frames.

4.2 Scaling the modelled photometry using the on-sky preliminary tests

To evaluate the transmission of the CHARA/FLUOR assembly, we compare the numerical simulation and the preliminary photometric tests achieved on the sky. The goal is to adjust the parameters corresponding to the CHARA/FLUOR stages, including the spatial filtering process, to fit the SNR evolution as a function of the integration time or the number of frames N. One of the main issues here is the measurement of the seeing coherence length r_0 . To estimate the performance of the interferometric mode, the numerical simulation is scaled using the global throughput of the CHARA/FLUOR assembly and assuming a coupling efficiency proportional to the square of r_0 .

4.3 Performance estimate in interferometric mode

Using the model of our instrument, it is possible to compute the 204 SNR as a function of the following parameters:

	$r_0 = 6 \text{ cm}$	$r_0 = 10 \text{ cm}$	$r_0 = 14 \text{ cm}$
$\tau = 100 \text{ ms}$	2.6	25	82
$\tau = 200 \text{ ms}$	5	35	117
$\tau = 400 \text{ ms}$	6.5	47	163

Table 2. Simulated SNR as a function of the seeing coherence length r_0 and the frame duration τ for a $H_{mag} = 1.5$ source. Integration time $\Delta T = 20$ min.

- *H_{mag}* magnitude of the source.
- *r*⁰ seeing coherence length.
- The star light converted bandwidth.
- The mean number of counts per frame $\langle N_c \rangle$.
- The frame duration τ .

• The number of frames N over which the integration is performed, inferred from the integration time ΔT and τ).

Experimentally, the optical path modulation is applied over a 35 μ m stroke during the frame duration τ . According to the narrow spectral acceptance (0.6 nm) of the SFG process, this optical path modulation is a much smaller path than the coherence length of the converted signal. This way the fringes are observable all over the scan of each frame when the delay line are set at the zero optical path difference. According to the known performance of the CHARA Array, the stability of the instrument will allow integration over more than $\Delta T = 20$ min. This results, for example, in a number of frames N = 6000 for a $\tau = 200$ ms frame duration.

Table 2 shows a comparative analysis of the simulated SNR as a function of the seeing coherence length r_0 and the frame duration τ for a $H_{mag} = 1.5$ source. We have experimentally and numerically determined the minimum SNR threshold equal to 3 for the detection of the observed source in interferometric mode. Thus way, a $H_{mag} = 1.5$ source is detectable in all conditions excepted the $r_0 = 6$ cm and $\tau = 100$ ms configuration.

Table 3 gives the limiting magnitude that can be detected in interferometric mode with $\tau = 200$ ms and N = 6000, i.e. for an integration time $\Delta T = 20$ min. Notice that throughout these simulations, the piston error is not taken into account. The piston error will result in a spreading of the fringe peak in the power spectrum. The measurement will have to be done over all the channels of the spread peak, leading to a decrease in performance.

6 F. Reynaud et al.

	$r_0 = 3 \text{ cm}$	$r_0 = 6 \text{ cm}$	$r_0 = 10 \text{ cm}$	$r_0 = 14 \text{ cm}$
H_{mag}^{limit}	0.1	1.6	2.8	3.7

Table 3. Determination of the limiting magnitude H_{imag}^{limit} related to a SNR = 3 as a function of the seeing coherence length r_0 . These simulations are performed with $\tau = 200$ ms and N = 6000, i.e. for an integration time $\Delta T = 20$ min.

.

5 CONCLUSION

As a first step, we designed and integrated the ALOHA instrument with the aim of testing the validity of the SFG interferometer concept in the framework of high resolution imaging in astronomy. A full laboratory study has lead to a very good knowledge of the ALOHA performance in the photon counting regime in H band. Care has be taken to define the limits of sensitivity of this instrument as a function of the noise resulting from the non-linear stages operation.

In a second step, we performed on-sky photometric tests in H band at the CHARA Array facilities in order to scale the flux level of our simulations to a real on-sky experiment. For this purpose, a single arm of the interferometer was implemented. The FLUOR table was used as coupling assembly in the optical fibre of ALOHA. The SNR of this photometric investigation was recorded for different integration times, seeing coherence lengths r_0 , frame duration τ and H_{mag} source magnitudes.

These on-sky results enable a quantitative simulation on the photometric mode of ALOHA which takes the CHARA/FLUOR transmission into account. Thanks to this photometric calibration, a numerical simulation in the interferometric mode has been calibrated to ALOHA operated on the CHARA Array. In this way, we are now able to predict the sensitivity of the ALOHA/CHARA interferometer when observing fringes during an on-sky observation.

ACKNOWLEDGMENTS

This work is supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU). Operational funding for the CHARA Array is provided by the Georgia State University College of Arts and Sciences and by the Nation Science Foundation through Grant AST-1211129. We would like to acknowledge Alain Dexet for his advice and the realisation of the mechanical parts.

REFERENCES

- Brummelaar T. A. t., et al., 2005, The Astrophysical Journal, 628, 453
- Brustlein S., Del Rio L., Tonello A., Delage L., Reynaud F., Herrmann H., Sohler W., 2008, Physical Review Letters, 100, 153903
- Ceus D., Tonello A., Grossard L., Delage L., Reynaud F., Herrmann H., Sohler W., 2011, Optics Express, 19, 8616
- Ceus D., et al., 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 427, L95
- Ceus D., Delage L., Grossard L., Reynaud F., Herrmann H., Sohler W., 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
- Coudé du Foresto V., Ridgway S. T., 1992, in European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings. p. 731, http://adsabs. harvard.edu/abs/1992ES0C...39..731C

Gomes J.-T., et al., 2014, Physical Review Letters, 112, 143904

- Lagarde S., et al., 2012. pp 84452J-84452J-15, doi:10.1117/12.926285, http://dx.doi.org/10.1117/12.926285
- Le Bouquin J.-B., et al., 2011, Astronomy and Astrophysics, 535, A67

National Instruments 2015, Test, Measurement, and Embedded Systems, http://www.ni.com/

Pelc J. S., Ma L., Phillips C. R., 2011, Optics express, 19, 21445

- Perrin G., Leinert C., Graser U., Waters L. B. F. M., Lopez B., 2001, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IV - Physics, 2, 79
- Petrov R. G., al. 2007, Astronomy and Astrophysics, 464, 1
- Scott N. J., Millan-Gabet R., Lhomé E., Ten Brummelaar T. A., Coudé Du Foresto V., Sturmann J., Sturmann L., 2013, J. Astron. Instrum., 02, 1340005
- Wagner R. M., Edwards M. L., Kuhn O., Thompson D., Veillet C., 2014. p. 914705, doi:10.1117/12.2056787, http: //proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding. aspx?doi=10.1117/12.2056787

This paper has been typeset from a T_EX/IAT_EX file prepared by the author.

14

Conversion non-linéaire d'une source infrarouge large bande par une pompe multiraie

L'analyse d'une source infrarouge large bande par un interféromètre à somme de fréquences est limitée par l'acceptance spectrale des cristaux non-linéaires utilisés pour la conversion de fréquence. Cette sélectivité spectrale a un avantage certain pour effectuer une analyse spectrale fine de l'objet, en fournissant un pouvoir de résolution élevé. On peut citer par exemple [Thew 08] ou [Zhang 08] qui utilisent un balayage en longueur d'onde de l'onde de pompe pour effectuer une analyse spectrale de la source infrarouge. Cependant, la sensibilité de l'instrument est alors limitée du fait de la faible portion de bande spectrale convertie. Dans un contexte astronomique, ceci limite la magnitude des objets accessibles. La bande spectrale convertie peut être augmentée en réduisant la longueur du cristal non-linéaire, mais au détriment du rendement de conversion [Fejer 92], un compromis doit alors être trouvé entre la réponse large bande du cristal non-linéaire et l'efficacité de conversion, par exemple en structurant la périodicité des domaines ferroélectriques [Tehranchi 08].

Nous cherchons ici à augmenter la sensibilité de l'interféromètre à somme de fréquences par un élargissement de la bande spectrale d'efficacité au-delà de l'acceptance spectrale définie par les cristaux utilisés, sans pour autant perdre en efficacité de conversion. On pourrait par exemple imaginer utiliser une source de pompe qui serait large bande spectralement. Dans ces conditions, compte-tenu de l'acceptance spectrale des cristaux, une fréquence particulière du spectre infrarouge de l'objet à analyser peut trouver une composante spectrale de la pompe pour une conversion d'efficacité maximale. Cependant, cette configuration expérimentale est extrêmement contraignante car elle nécessite de travailler à la différence de marche nulle stricte à la fois pour l'onde de pompe et pour l'onde infrarouge à convertir.

Nous proposons d'utiliser une source de pompe en peigne de fréquence, pour laquelle les raies de pompe sont suffisamment espacées spectralement pour que chacune convertisse une partie distincte du spectre infrarouge. Ceci permet une augmentation de la bande convertie et du rendement de conversion global, sans devoir travailler à la différence de marche nulle pour l'onde de pompe.

Dans ce chapitre, je vais d'abord donner quelques éléments théoriques sur la somme de fréquences dans des PPLN, en particulier sur l'apparition d'un phénomène de compression spectrale en fréquence lorsque la source de pompe est polychromatique. Je présenterai ensuite les résultats expérimentaux obtenus lorsqu'un doublet spectral signal est converti par un doublet spectral de pompe, puis lorsqu'une source infrarouge large bande est convertie par un doublet spectral de pompe. Je montrerai quelques résultats de simulations numériques à quatre raies de pompe, et mettrai en évidence la nécessité de synchroniser les différents systèmes de franges obtenus. Nous terminerons par quelques pistes prometteuses que nous envisageons de suivre pour réaliser cette synchronisation.

Ces travaux sont réalisés dans le cadre d'une convention de recherche avec le CNES. Mon implication concerne principalement les aspects théoriques de la conversion de fréquence en large bande. J'ai développé les codes de calcul permettant de modéliser le phénomène de com-

pression spectrale qui apparaît lors de la conversion de fréquence avec une pompe en peigne de fréquence. J'ai travaillé en collaboration avec l'université de Paderborn, qui m'a fourni les éléments permettant de prendre en compte la dispersion des guides d'onde inscrit sur les cristaux de PPLN. Ces simulations ont permis de vérifier la pertinence du modèle développé en confrontant les résultats numériques à nos résultats expérimentaux. J'ai pu alors prévoir le comportement du module de conversion de fréquence afin de mieux préparer les expérimentations suivantes. J'ai également participé à l'encadrement de Jean-Thomas GOMES et Pascaline DARRÉ, en particulier sur le traitement et l'exploitation des données expérimentales obtenues dans le cadre de leurs thèses. J'ai également encadré les stages de Master II de Ludovic SZE-MENDERA en 2013, et Corentin GEOFFRAY en 2015, qui portaient également sur cette thématique de recherche. Enfin, je me suis beaucoup impliqué dans la rédaction des publications ([PI 18] [PI 24]) qui ont découlé de ce travail de recherche.

14.1 Quelques éléments théoriques sur la somme de fréquences

Je vais donner ici quelques éléments sur la somme de fréquences et en particulier sur la détermination de l'efficacité de conversion et de l'acceptance spectrale, nécessaires à la bonne compréhension de la suite de ce chapitre. Un développement théorique bien plus complet peut être trouvé dans [Boyd 08], en particulier le chapitre 2. Je développerai ensuite quelques notions théoriques sur la somme de fréquences alimentée par une pompe en peigne de fréquence [Gomes 13].

La somme de fréquences est un processus non-linéaire d'ordre deux, dans lequel un photon pompe interagit avec un photon signal pour donner naissance à un photon converti. On note ν_p , ν_s et ν_c les fréquences des ondes de pompe, signal et converti respectivement.

L'apparition d'un processus de somme de fréquences dans un cristal de niobate de lithium dont les domaines ferroélectriques sont périodiquement inversés (PPLN) est possible uniquement si deux conditions sont respectées.

Conservation de l'énergie

La première d'entre elles est la conservation de l'énergie entre les différentes ondes qui interagissent dans le milieu non-linéaire :

$$h\nu_c = h\nu_s + h\nu_p \tag{14.1}$$

Quasi-accord de phase

La seconde condition à respecter pour réaliser un processus de somme de fréquences s'appelle le quasi-accord de phase³⁸. Cette condition est liée au fait que ce processus non-linéaire

^{38.} Contrairement à l'accord de phase parfait obtenu par exemple par biréfringence, le quasi-accord de phase est obtenu en compensant les différences de vitesse de phase des ondes par une inversion périodique des domaines ferroélectriques. La valeur de la période d'inversion permet de choisir les longueurs d'onde converties.
n'est pas généré ponctuellement, mais se construit de façon distribuée tout au long de la propagation des ondes dans le cristal. Ainsi, le quasi-accord de phase fixe la vitesse de propagation des ondes dans le matériau non-linéaire qui permet la croissance de l'onde convertie. Cette condition est liée au désaccord en phase Δk entre les ondes, qui a pour expression :

$$\Delta k = k_s + k_p - k_c - k_m$$

= $\frac{2\pi \cdot n_s \cdot \nu_s}{c} + \frac{2\pi \cdot n_p \cdot \nu_p}{c} - \frac{2\pi \cdot n_c \cdot \nu_c}{c} - k_m$ (14.2)

avec k_s , k_p et k_c les vecteurs d'onde respectivement associés aux ondes signal, pompe et convertie qui interagissent dans le cristal non-linéaire. n_s , n_p et n_c sont les indices de réfraction du niobate de lithium respectivement aux fréquences ν_s , ν_p et ν_c de ces ondes ³⁹. La valeur de Δk dépend des propriétés optiques du cristal (dispersion chromatique) et de la modulation spatiale de la non-linéarité (le terme $k_m = 2\pi/\Lambda$ est lié à la période spatiale d'inversion des domaines ferroélectriques Λ).

Le quasi-accord de phase qui permet au processus de somme de fréquences d'avoir lieu avec un maximum d'efficacité est réalisé pour $\Delta k = 0$. En dehors de cette valeur, l'efficacité du processus de somme de fréquences obtenue entre les trois ondes qui se propagent dans le matériau non-linéaire diminue fortement, comme nous allons le voir ci-dessous.

Efficacité de la somme de fréquences

L'évolution des champs en interaction lors de la propagation dans le PPLN est régie par un système de trois équations couplées. En régime de faible conversion, on considère que les ondes de pompe et signal ne sont pas déplétées, et le système d'équations couplées devient simplement :

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = 0 \tag{14.3}$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = 0 \tag{14.4}$$

$$\frac{\partial A_c}{\partial z} = j \frac{2d_{\text{QPM}} \cdot (2\pi\nu_c)^2}{k_c \cdot c^2} A_p \cdot A_s \exp\left(j\Delta k \cdot z\right), \qquad (14.5)$$

où z est la direction de propagation, et d_{QPM} est lié au coefficient non-linéaire du cristal de PPLN.

La puissance du champ converti en sortie de cristal (z = L) est calculée à partir de l'intégration de l'équation (14.5) avec comme condition initiale $A_c(z = 0) = 0$, et on obtient :

$$P_c(L) = \frac{8d_{QPM}^2 \cdot (2\pi\nu_c)^2 \cdot P_s \cdot P_p}{n_c \cdot n_s \cdot n_p \cdot \varepsilon_0 \cdot c^2} \cdot L^2 \cdot \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right),$$
(14.6)

^{39.} Les indices sont déterminés à partir des équations de SELLMEIER pour la dispersion du matériau [Jundt 97], et d'un ajustement polynomial pour la dispersion du guide.

avec P_s et P_p les puissances associées aux ondes signal et pompe incidentes sur le cristal. À partir de l'expression de $P_c(L)$ présentée dans l'équation (14.6), nous définissons l'efficacité de conversion en puissance η dans un cristal de PPLN comme le rapport des puissances de l'onde convertie à la sortie du cristal $P_c(L)$ et de l'onde signal à l'entrée de ce dernier $P_s(0) = P_s$:

$$\eta = \frac{P_c(L)}{P_s} = \frac{8d_{QPM}^2 \cdot (2\pi\nu_c)^2 \cdot P_p}{n_c \cdot n_s \cdot n_p \cdot \varepsilon_0 \cdot c^2} \cdot L^2 \cdot \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right)$$
(14.7)

Pour plus de simplicité, nous définissons également l'efficacité de conversion en puissance normalisée η_{norm} par :

$$\eta_{norm} = \frac{\eta}{\eta(\Delta k = 0)} = \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right)$$
(14.8)

Acceptance spectrale d'un cristal de PPLN

La figure 14.1 représente la courbe d'efficacité de conversion qui est associée à un guide d'onde inscrit sur l'un des PPLN fournis par l'université de Paderborn, de longueur L = 4 cm, présentant une période d'inversion $\Lambda = 10,85$ µm, pour une température de cristal de 90 °C et une source de pompe monochromatique émettant à $\lambda_p = 1064,0$ nm.



FIGURE 14.1 – Courbe d'efficacité de conversion en puissance normalisée dans un cristal de PPLN. Paramètres de simulation : L = 4 cm, $\Lambda = 10,85 \text{ µm}$, T = 90 °C et $\lambda_p = 1064,0 \text{ nm}$. Nous observons ici une acceptance spectrale à mi-hauteur $\Delta \lambda_s = 0,3 \text{ nm}$.

Nous définissons sur cette courbe le paramètre intitulé *acceptance spectrale* du cristal nonlinéaire, notée $\Delta \lambda_s$. Cette dernière correspond à la largeur à mi-hauteur du lobe principal de la courbe d'efficacité ci-dessus et est généralement considérée comme la bande spectrale pouvant être convertie dans un cristal de PPLN à l'aide d'une source de pompe monochromatique. La valeur de $\Delta \lambda_s$ est fixée par la longueur du guide d'onde *L*.

Somme de fréquence avec une pompe monochromatique

La figure 14.2 représente l'évolution de l'efficacité de conversion normalisée en fonction de la fréquence de la pompe ν_p et du signal à convertir ν_s . Tous les autres paramètres (longueur du cristal, température, périodicité des domaines d'inversion) sont fixes. Sur cette simulation numérique, la courbe rouge représente l'efficacité de conversion maximale. Elle correspond au quasi-accord de phase $\Delta k = 0$ entre les trois ondes interagissant.



FIGURE 14.2 – Principe de la conversion de fréquence avec une source de pompe monochromatique. La source de pompe centrée en ν_p permet la conversion d'une bande spectrale centrée sur la fréquence ν_s limitée par l'acceptance spectrale en fréquence $\Delta \nu_{s,acc}$. Lors de la transposition en fréquence, la largeur de la bande convertie est préservée.

Considérons ici que le processus de somme de fréquences est alimenté par une source de pompe monochromatique unique centrée en ν_p . Dans ce cas, la bande spectrale $\Delta \nu_{s,acc}$ du signal infrarouge effectivement converti se limitera à l'acceptance spectrale du processus non-linéaire. Sur cette bande spectrale, la relation de conservation de l'énergie permet de déterminer la fréquence du signal converti ν_c :

$$\nu_c = \nu_s + \nu_p$$
 avec ν_s constant

En différenciant cette équation, nous obtenons la relation entre la largeur spectrale des signaux infrarouge $\Delta \nu_{s,acc}$ et converti $\Delta \nu_{c,acc}$:

$$\Delta \nu_{c,acc} = \Delta \nu_{s,acc}$$

Cette relation montre que, dans le cas où le processus de somme de fréquences est alimenté par une source de pompe monochromatique, la largeur spectrale *en fréquence*⁴⁰ du signal généré dans le visible est égale à celle du signal infrarouge qui participe à la conversion. Dans ce cas, le processus non-linéaire opère une simple transposition en fréquence du spectre du signal infrarouge dans le domaine du visible [Del Rio 08].

Somme de fréquences avec une pompe en peigne de fréquence

Nous considérons maintenant que le processus de somme de fréquences est alimenté par une source de pompe en peigne de fréquence (figure 14.3). Notons $\Delta \nu_p$ l'écart fréquentiel entre chaque raie de pompe, nous supposons qu'il n'y a pas de relation de phase entre elles, et que le spectre de la source infrarouge est assez large pour que chaque fréquence du peigne de pompe puisse convertir une partie du spectre infrarouge avec un maximum d'efficacité ($\Delta k = 0$). Les raies de pompe sont également suffisamment espacées pour que la superposition des parties de spectres infrarouges convertis par chaque raie de pompe soit limitée.

La zone rouge correspondant au maximum d'efficacité de conversion peut localement être considérée comme une fonction linéaire :

$$\nu_p = a + b\nu_s$$

La pente *b* dépend uniquement des propriétés de dispersion du milieu non-linéaire. En intégrant l'équation précédente dans la loi de conservation de l'énergie, on obtient :

$$\nu_c = a + (1+b)\nu_s$$

Ainsi, l'écart spectral $\Delta \nu_c$ défini comme l'intervalle entre deux maxima des bandes converties dans le visible s'écrit :

$$\Delta\nu_c = (1+b)\Delta\nu_s \tag{14.9}$$

où $\Delta \nu_s$ correspond à l'écart spectral entre deux bandes consécutives dans le spectre infrarouge qui seront converties par somme de fréquences. L'équation 14.9 montre qu'un effet de compression en fréquence apparaît lors de la transposition des signaux vers le domaine du visible. À noter que la largeur des bandes converties $\Delta \nu_{c,acc}$ n'est pas affectée, et reste égale à $\Delta \nu_{s,acc}$ puisque chaque bande est convertie par une pompe monochromatique. La compression en fréquence n'agit donc que sur l'écart fréquentiel entre les bandes spectrales converties.

Nous définissons le facteur de compression spectrale en fréquence par la relation :

$$\rho = \frac{\Delta \nu_s}{\Delta \nu_c} = \left| \frac{1}{1+b} \right|$$

^{40.} les largeurs spectrales *en longueurs d'onde* ne sont évidemment pas conservées du fait du changement de domaine spectral. Cependant, la longueur de cohérence $L_c = \lambda^2 / \Delta \lambda = c / \Delta \nu$ est bien conservée.



FIGURE 14.3 – Principe de la conversion de fréquence avec une source de pompe en peigne de fréquence.

La valeur négative de la pente indique que dans le cas d'une conversion large bande par une pompe en peigne de fréquence, le spectre du signal converti est retourné par rapport à celui du signal infrarouge initial.

D'autre part, la compression spectrale se comprend intuitivement avec l'exemple de la figure 14.3 en considérant que la pompe de fréquence la plus élevée est à l'accord de phase avec le signal de fréquence la plus basse, et inversement, de sorte que la fréquence du signal converti varie peu lorsqu'on passe l'une raie de pompe à l'autre. Dans le cas limite où la pente serait égale à -1, tous les couples de fréquence ν_p / ν_s donneraient la même fréquence convertie ν_c , et la compression serait infinie ! Dans la pratique, avec les PPLN que nous utilisons ($\lambda_s = 1550$ nm et $\lambda_p = 1064$ nm), la pente est proche de -1, 2, ce qui donne des facteurs de compression spectraux de l'ordre de 5.

14.2 Conversion d'un doublet spectral par deux pompes monochromatiques

14.2.1 Objectifs scientifiques

Je vais présenter maintenant les expériences qui ont été menées dans le cadre de la thèse de Jean-Thomas GOMES pour vérifier l'apparition de cet effet de compression spectrale lors de l'utilisation d'une source de pompe en peigne de fréquence. Cette étude expérimentale de principe concerne l'analyse de la cohérence temporelle d'un doublet spectral infrarouge avec l'interféromètre à somme de fréquences alimenté par un doublet spectral de pompe. Cette étude vise également à vérifier que les propriétés de cohérence contenues dans le signal infrarouge à analyser sont bien conservées. Les PPLN utilisés nous ont été fournis par l'université de Paderborn.

Les détails de ces travaux de recherche sont présentés dans la publication en page 233.

14.2.2 Montage expérimental

Le montage expérimental est représenté sur la figure 14.4. Le doublet spectral à analyser est généré à partir de deux diodes laser DFB indépendantes, dont les longueurs d'onde sont accordables en contrôlant la température de chaque diode. La largeur de chaque raie signal est de l'ordre de 100 MHz, bien en deçà de l'écart entre les deux raies. Pour réaliser simultanément les deux conversions de fréquence dans chacun des deux cristaux de PPLN de l'interféromètre, nous injectons dans ces derniers le rayonnement issu d'une source de pompe elle-même composée de deux diodes laser DFB indépendantes, dont les longueurs d'onde sont ajustées pour que chaque conversion de fréquence avec la raie signal correspondante soit au quasi-accord de phase. De la même manière, la largeur des raies de pompes (100 MHz) est très faible devant l'écart entre elles.

Les quatre raies spectrales sont alors mélangées à l'aide de multiplexeurs, et envoyées dans les deux cristaux non-linéaires. Les champs convertis sont alors filtrés spatialement et spectralement, puis détectés par une photodiode silicium. Un modulateur de chemin optique placé sur un des deux bras de l'étage infrarouge permet une visualisation des franges d'interférence dans le domaine temporel.

La configuration utilisée pour les deux processus non-linéaires est représentée sur la figure 14.5. Les deux points de fonctionnement sur la carte d'efficacité de conversion sont presque alignés avec la courbe rouge (les écarts étant dus à la résolution sur les valeurs des longueurs d'onde signal et pompe). À partir de cette courbe, nous en déduisons une pente égale à b = -1,213, ce qui correspond à un facteur de compression en fréquence de $\rho = 4,08$.

À noter la présence d'une ligne à retard fibrée sur l'étage infrarouge, et d'une autre sur l'étage visible. La présence de ces deux lignes à retard dans le montage est primordiale pour mettre en évidence le phénomène de compression spectrale en fréquence. Selon que la ligne à retard est activée sur l'étage infrarouge ou visible, le montage expérimental peut être assimilé



FIGURE 14.4 – Schéma de l'interféromètre à somme de fréquences utilisé pour la démonstration de l'effet de compression spectrale en fréquence.



FIGURE 14.5 – Configuration des deux processus non-linéaires réalisés dans chacun des cristaux sur la carte d'efficacité de conversion normalisée. Les deux processus sont presque au quasi-accord de phase. La pente de la droite passant par les deux points est de -1, 213, ce qui correspond à un facteur de compression en fréquence de $\rho = 4, 08$.

à un corrélateur soit infrarouge, soit visible, comme le montre la figure 14.6. Dans ce cas, on effectue soit une analyse de la cohérence temporelle du signal infrarouge avant conversion nonlinéaire si l'on tire sur la ligne à retard infrarouge, soit une analyse de la cohérence temporelle du signal visible (donc après conversion) si l'on tire sur la ligne à retard visible. Les propriétés de cohérence mesurées dans ces deux configurations permettront de mettre en évidence le phénomène de compression spectrale en fréquence, et de quantifier le facteur de compression.



(a) Corrélateur infrarouge. La différence de marche est appliquée sur l'étage infrarouge, et on effectue la corrélation entre les deux champs infrarouges.



(b) Corrélateur visible. La différence de marche est appliquée sur l'étage visible, et on effectue la corrélation entre les deux champs visibles.

FIGURE 14.6 – Montage expérimental présenté comme un corrélateur infrarouge ou visible, selon l'étage sur lequel on fait varier la ligne à retard fibrée.

14.2.3 Principaux résultats

Mise en évidence de la compression spectrale en fréquence

La cohérence temporelle du doublet spectral a été mesurée dans deux configurations : d'abord en appliquant une différence de marche sur l'étage infrarouge de l'interféromètre, puis en appliquant cette différence de marche sur l'étage visible. L'évolution de la visibilité des franges d'interférence en fonction de la différence de marche appliquée pour chacune des deux configurations est représentée sur la figure 14.7.



(a) Différence de marche appliquée sur l'étage infrarouge. La période de battement de la courbe de visibilité est égale à $L_{IR} = 1,46$ mm.



(b) Différence de marche appliquée sur l'étage visible. La période de battement de la courbe de visibilité est égale à $L_{\rm vis} = 5.97$ mm.

FIGURE 14.7 – Évolution du contraste des franges d'interférence en fonction de la différence de marche appliquée soit sur l'étage infrarouge, soit sur l'étage visible. Les courbes rouges sont des ajustements numériques de l'évolution du contraste.

Les périodes de battement des courbes de visibilité sont directement liées à l'écart spectral entre les deux raies constituant le champ dont on fait l'analyse de cohérence temporelle. La différence entre les valeurs obtenues avec le corrélateur infrarouge et avec le corrélateur visible attestent expérimentalement de l'apparition d'un effet de compression spectrale en fréquence lors du processus non-linéaire. Le facteur de compression spectrale expérimental est alors donné par :

$$\rho_{\rm exp} = \frac{L_{\rm vis}}{L_{\rm IR}} = 4,09$$

Cette valeur est en excellent accord avec la valeur théorique de 4,08 déterminée précédemment, avec un écart relatif entre les deux valeurs inférieur à 0,25%. Cela confirme la justesse des résultats expérimentaux, la justesse du code modélisant le comportement des PPLN, et la véracité de la présence de cet effet de compression spectrale.

Démonstration de la conservation de la signature spectrale du signal infrarouge lors de la compression spectrale

Dans une seconde étape, nous avons souhaité vérifier que cet effet de compression ne détériore pas la signature spectrale du signal infrarouge analysé par l'interféromètre à somme de fréquences. Pour cela, nous avons effectué une expérience similaire à celle que je viens de décrire, dans laquelle le doublet spectral signal a été volontairement déséquilibré dans un rapport important. Nous réalisons comme précédemment la mesure de la visibilité des franges d'interférence en fonction de la différence de marche appliquée soit sur l'étage infrarouge de l'interféromètre à somme de fréquences, soit sur l'étage visible. Les courbes obtenues sont représentées sur la figure 14.8.



(a) Différence de marche appliquée sur l'étage infrarouge.

(b) Différence de marche appliquée sur l'étage visible.

FIGURE 14.8 – Évolution du contraste des franges d'interférence en fonction d'une différence de marche appliquée soit sur l'étage infrarouge, soit sur l'étage visible. La DSP du doublet signal (en encart) a été volontairement déséquilibré en amplitude.

Sur la figure 14.8a, lorsque la différence de marche est appliquée sur l'étage infrarouge, nous constatons une très bonne correspondance entre les points expérimentaux et la courbe théorique obtenue à partir du spectre du doublet déséquilibré et du théorème de WIENER-KINTCHINE. La courbe d'évolution du contraste des franges d'interférence présente une amplitude de 6,24%.

De manière similaire, la figure 14.8b représente l'évolution du contraste des franges lorsque

la différence de marche est appliquée sur l'étage visible de l'interféromètre. L'amplitude d'évolution du contraste des franges est ici de 6,09% (différence relative des deux valeurs de 2,4%). Cette valeur est très proche de celle obtenue sur la courbe 14.8a. Ce résultat démontre clairement que les informations de cohérence temporelle de la source infrarouge analysée sont bien conservées lors du changement de fréquence en présence de l'effet de compression spectrale.

Enfin, en comparant les périodes de battement des deux courbes, nous retrouvons un facteur de compression spectrale en fréquence égal à 4,05. Ce résultat, qui est très proche de la première mesure expérimentale du facteur de compression (4,09) démontre que l'interféromètre à somme de fréquences fonctionne de manière très maîtrisée.

14.3 Analyse d'une source infrarouge large bande par échantillonnage spectral

14.3.1 Objectifs scientifiques

La démonstration de l'effet de compression spectrale en fréquence présentée dans la section précédente utilisait comme signal infrarouge à convertir deux raies spectrales quasimonochromatiques. Cette configuration requérait un ajustement fin de l'accord de phase entre chaque raie spectrale de pompe et la raie infrarouge correspondante. Bien que l'expérience ait montré l'existence de cette compression spectrale, ainsi que la conservation des propriétés de cohérence temporelle du champ infrarouge après conversion de fréquence, il ne s'agissait néanmoins pas d'une conversion en fréquence d'une source infrarouge large bande comme nous la rencontrerons avec une source thermique de type corps noir.

Une expérience dans ce sens a donc été initiée lors du stage de Master II Recherche de Ludovic SZEMENDERA, puis poursuivi dans le cadre de la thèse de Pascaline DARRÉ. Cette expérience a pour objectif d'étudier l'influence de l'utilisation d'une source de pompe en peigne de fréquence sur les propriétés de cohérence temporelle d'une source infrarouge à spectre large, après conversion dans le domaine du visible. Dans cette étude, nous considérons une source de pompe composée uniquement de deux raies spectrales. Les propriétés de cohérence sont analysées en mesurant l'évolution du contraste des franges d'interférence à la sortie de l'interféromètre à somme de fréquences, selon que la différence de marche entre les deux voies interférométriques est appliquée sur l'étage infrarouge ou bien sur l'étage visible.

Les détails de ces travaux de recherche sont présentés dans la publication en page 243.

14.3.2 Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé est représenté sur la figure 14.9. Il est très similaire à celui utilisé dans la première étude décrite en section précédente.

Notons toutefois quelques différences :

— la source infrarouge est une diode superluminescente (SLED) de largeur de bande de l'ordre de $\Delta \lambda_s = 40$ nm ($\Delta \nu_s = 5$ THz) centrée sur $\lambda_s = 1544,0$ nm;



14.3. Analyse d'une source infrarouge large bande par échantillonnage spectral

FIGURE 14.9 – Schéma de l'interféromètre à somme de fréquences utilisé pour la conversion d'une source infrarouge large bande par un doublet spectral de pompe.

- la première raie de pompe est centrée sur $\lambda_{p1} = 1064.0$ nm, tandis que la seconde λ_{p2} est variable entre 1062.5 nm et 1063.5 nm. La largeur spectrale de chaque raie de pompe est très faible devant l'écart entre les pompes, et la longueur de cohérence très grande par rapport aux différences de marche rencontrées dans le montage expérimental.
- hormis le filtrage spectral en fin de montage par un filtre interférentiel, l'ensemble du banc expérimental est entièrement fibré (fibres unimodales et à maintien de polarisation). Ceci est rendu possible par l'utilisation des PPLN commerciaux de chez NTT (acceptance spectrale de 0,6 nm au lieu de 0,3 nm), qui sont pigtailisés en entrée et en sortie. Le montage est donc bien plus compact et fiable.

À noter toujours la présence de deux lignes à retard fibrées, une sur l'étage infrarouge, et une autre sur l'étage visible, afin d'effectuer soit l'analyse de la cohérence temporelle du champ infrarouge (avant conversion), soit celle du champ visible (après conversion).

Avec ce montage expérimental utilisant une source infrarouge large bande, nous nous trouvons dans la configuration décrite sur la figure 14.3 (page 213), avec seulement deux raies de pompe au lieu des cinq décrites sur la figure. Chaque raie de pompe va convertir une partie du spectre infrarouge, selon l'acceptance spectrale des cristaux non-linéaires utilisés ici (égale à 0,6 nm). Nous parlerons alors d'*échantillonnage spectral*. La partie suivante décrit les résultats expérimentaux obtenus dans ces conditions expérimentales.

14.3.3 Principaux résultats

Conversion d'une source large bande par une raie de pompe unique

Dans une première étape, nous avons caractérisé les propriétés de cohérence de la source infrarouge large bande avant et après conversion de fréquence lorsque le processus non-linéaire est alimenté par une source de pompe monochromatique. Nous nous trouvons alors dans la configuration de la figure 14.2 (page 211). Pour cela, le contraste des franges d'interférence obtenu en sortie d'interféromètre à somme de fréquences a été mesuré en fonction de la différence de marche appliquée entre les deux bras de l'interféromètre, soit au niveau de l'étage infrarouge, soit au niveau de l'étage visible. Les résultats expérimentaux obtenus sont représentés sur la figure 14.10.



FIGURE 14.10 – Contraste des franges mesuré en fonction de la différence de marche appliquée sur l'étage infrarouge ou sur l'étage visible. La source infrarouge large bande est convertie par une raie de pompe unique.

Nous constatons que l'évolution du contraste des franges est identique quelle que soit la ligne à retard activée. Ce résultat est logique puisque lors de l'utilisation d'une seule raie de pompe, il ne peut pas y avoir de compression spectrale, comme nous l'avons montré de manière théorique dans la section 14.1 (page 211). L'échantillon spectral infrarouge converti est simplement transposé dans le domaine du visible avec une même largeur spectrale en fréquence.

L'évolution triangulaire du contraste des franges s'explique simplement au travers du théorème de WIENER-KINTCHINE, qui dit que la fonction de visibilité des franges d'interférence est égale à la transformée de FOURIER de la densité spectrale de puissance du champ. Cette densité spectrale de puissance est ici donnée par une fonction sinus cardinal au carré, qui est uniquement liée à l'acceptance spectrale des cristaux non-linéaires.

Le contraste maximal mesuré à la différence de marche nulle est égal à 91,2%. Cette valeur élevée est cependant inférieure à 100%. Ceci est principalement imputable aux défauts de polarisation dans le montage expérimental.

Conversion d'une source large bande par un doublet spectral de pompe

Dans une seconde étape, nous avons mesuré l'évolution du contraste des franges d'interférences en fonction de la différence de marche appliquée soit sur l'étage infrarouge, soit sur l'étage visible, lorsque le processus non-linéaire est alimenté par deux raies de pompe monochromatiques. Les résultats expérimentaux sont représentés sur la figure 14.11.



(a) Différence de marche appliquée sur l'étage infrarouge.

(b) Différence de marche appliquée sur l'étage visible.

FIGURE 14.11 – Évolution du contraste des franges d'interférence en fonction d'une différence de marche appliquée soit sur l'étage infrarouge, soit sur l'étage visible. La source infrarouge large bande est convertie par un doublet spectral de pompe séparés de 1 nm (265,1 GHz). Les courbes noires sont des ajustements numériques calculés à partir de l'expression théorique.

Sur la figure 14.11a, nous réalisons l'analyse de la cohérence du champ en actionnant la ligne à retard sur l'étage infrarouge, avant conversion de fréquence. Nous analysons donc le spectre infrarouge « utile », c'est-à-dire celui qui sera converti dans les cristaux non-linéaires. L'évolution du contraste des franges présente un battement, caractéristique de l'écart $\Delta \nu_s$ entre les deux échantillons spectraux du spectre infrarouge qui sera converti. L'ajustement numérique de l'évolution du contraste des franges donne une période de battement égale à $L_{IR} = 1,4$ mm. Ces battements sont modulés par une enveloppe de forme triangulaire, liée au profil en sinus cardinal au carré de chacun des échantillons spectraux.

La figure 14.11b montre l'analyse de la cohérence du champ en actionnant la ligne à retard sur l'étage visible. Nous analysons alors le spectre visible converti par somme de fréquences. L'évolution du contraste des franges d'interférence semble toujours présenter des battements, mais de période bien plus longue, du fait de la compression spectrale (les deux échantillons spectraux infrarouges ont été transposés dans le visible et se sont rapprochés). L'ajustement numérique de l'évolution du contraste des franges donne une période de battement égale à $L_{vis} = 7,0$ mm. L'enveloppe triangulaire reste inchangée car la largeur spectrale des échantillons spectraux demeure identique avant et après conversion (chaque échantillon spectral est converti par une pompe monochromatique). Le facteur de compression spectrale obtenu est égal à :

$$\rho_{\rm exp} = \frac{L_{\rm vis}}{L_{\rm IR}} = 5,0$$

Cette valeur est très proche du facteur de compression spectrale en fréquence déterminée théoriquement $\rho_{\text{th}} = 4, 8$, avec une erreur relative de 4%.

Nous avons donc mis en évidence une modification des propriétés de cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande convertie par une source de pompe composée de deux raies monochromatiques. Tandis que chaque échantillon spectral prélevé dans le spectre de la source infrarouge est simplement transposé dans le domaine du visible sans modification de sa largeur spectrale en fréquence, nous avons montré que les échantillons spectraux convertis se rapprochaient les uns des autres par rapport aux échantillons prélevés dans le spectre infrarouge. Ceci se traduit par une augmentation de la période des battements de la fonction de visibilité, sans pour autant modifier l'enveloppe triangulaire liée à l'acceptance spectrale (et donc à la longueur) des cristaux non-linéaires.

Les figures 14.10 et 14.11b montrent clairement que nous avons pu augmenter la largeur de la bande spectrale convertie, et donc la sensibilité de l'instrument, sans pour autant diminuer de manière proportionnelle la plage de différence de marche dans laquelle les franges d'interférence peuvent être trouvées. Ceci constitue un avantage certain lors de la recherche des franges d'interférence sur le ciel.

14.4 Simulations numériques et perspectives

14.4.1 Objectifs scientifiques

Je vais présenter dans cette partie quelques simulations numériques de conversion d'une source infrarouge large bande par une source pompe en peigne de fréquence contenant quatre raies équidistantes. L'objectif est de prévoir l'évolution du contraste des franges d'interférence en fonction de la différence de marche lorsque l'on augmente le nombre de raies de pompe. Nous montrerons que la synchronisation des différents systèmes de frange résultant de la conversion de la source infrarouge par chaque raie de pompe est nécessaire afin d'obtenir un contraste maximal et bien calibré.

14.4.2 Cadre des simulations numériques

J'ai développé un code de calcul capable de simuler la conversion d'une source large bande par une source de pompe en peigne de fréquence. Ce code reprend les quelques développements théoriques qui ont été donnés en ce début de chapitre. Pour chaque raie de pompe, le programme calcule d'abord le spectre du signal converti en évaluant l'efficacité de conversion pour chaque couple de fréquence de pompe et du signal infrarouge. Les indices de réfraction aux différentes longueurs d'onde sont déterminés à l'aide des équations de SELL-MEIER [Jundt 97]. Les densités spectrales des spectres convertis obtenus suite à la conversion de la source large bande par chaque raie du spectre de pompe sont alors sommées de manière incohérente. L'évolution du contraste des franges d'interférence est alors calculé en appliquant le théorème de WIENER-KINTCHINE.

Nous nous plaçons, pour ces simulations, dans un cadre proche de celui utilisé par Pascaline DARRÉ lors de sa thèse, et dont une partie des résultats expérimentaux a été présentée dans la section 14.3 de ce chapitre :

- le signal infrarouge à convertir a un spectre constant autour de 1550 nm;
- la source de pompe est un peigne de fréquence. Nous considérerons ici quatre raies de pompe, dont la première est située à la longueur d'onde $\lambda_{p1} = 1064$ nm;
- la longueur des PPLN est de 20 mm (correspondant à la longueur des PPLN NTT utilisés pour les expériences);
- la période d'inversion des domaines non-linéaires est égale à $\Lambda = 11,5 \,\mu\text{m}$;
- la température de fonctionnement est de 65 °C.

Pour ces simulations, nous souhaitons que l'écart entre les échantillons spectraux convertis dans le visible (cet écart est noté $\Delta \nu_c$ sur la figure 14.3 page 213) soit égal à la largeur totale du lobe central de ces échantillons, afin d'éviter tout recouvrement spectral entre eux. Nous déterminerons dans la suite l'écart en longueur d'onde entre les raies de pompe nécessaire pour satisfaire cette condition.

14.4.3 Détermination du facteur de compression spectrale

La figure 14.12 indique, pour chaque longueur d'onde signal, quelle est la longueur d'onde de pompe qui va permettre d'effectuer une conversion de fréquence au quasi accord de phase, donc avec une efficacité de conversion maximale. Les axes représentent la longueur d'onde plutôt que la fréquence pour faciliter la lecture de la courbe⁴¹. La longueur d'onde du champ converti n'est pas représentée ici, mais peut être calculée facilement à partir de la relation de conservation de l'énergie.

La pente de la droite est égale à p = -0, 57. La pente équivalente si l'on avait tracé la courbe en fréquence plutôt qu'en longueur d'onde est donnée par :

$$b = p \cdot \frac{\overline{\lambda_s^2}}{\overline{\lambda_p^2}} = -1,210$$

où $\overline{\lambda_s^2}$ et $\overline{\lambda_p^2}$ sont les longueurs d'onde moyennes du signal et de la pompe. Cette pente correspond à un facteur de compression :

$$\rho = \left|\frac{1}{1+b}\right| = 4,75$$

^{41.} Notez que sur des largeurs spectrales aussi faibles, la courbe tracée en longueur d'onde peut également être assimilée à une droite.

Chapitre 14. Conversion non-linéaire d'une source infrarouge large bande par une pompe multiraie



FIGURE 14.12 – Longueur d'onde de pompe permettant une conversion de fréquence avec une efficacité maximale en fonction de la longueur d'onde signal à convertir.

14.4.4 Calcul de l'acceptance spectrale

La figure 14.13 représente l'efficacité de conversion normalisée en fonction de la longueur d'onde infrarouge à convertir pour une longueur d'onde de pompe égale à 1065,44 nm (à noter que le choix d'une autre longueur d'onde de pompe aurait simplement transposé la courbe d'efficacité sans en modifier la largeur). Nous retrouvons une acceptance spectrale d'environ 0,6 nm, ce qui est cohérent avec les résultats obtenus expérimentalement avec les PPLN de chez NTT. La largeur du lobe central de l'échantillon spectral qui serait converti par une pompe à 1065,44 nm est égale à 1,29 nm à 1552 nm, soit une largeur en fréquence égale à $\Delta \nu_{s,LC} = 160$ GHz. Les échantillons spectraux dans l'infrarouge étant individuellement convertis par une seule raie de pompe, nous avons donc conservation de la largeur de l'échantillon après conversion de fréquence. La largeur du lobe central de chaque échantillon converti dans le domaine du visible sera donc aussi égal à $\Delta \nu_{c,LC} = 160$ GHz. Cette valeur nous permet de déterminer l'écart spectral fréquentiel entre deux échantillons convertis dans le visible : $\Delta \nu_c = \Delta \nu_{c,LC} = 160$ GHz.

Compte-tenu du facteur de compression spectrale déterminé dans la partie précédente, l'écart entre deux échantillons à convertir dans le spectre de la source infrarouge est donné par :

$$\Delta \nu_s = \rho \Delta \nu_c = 760 \text{ GHz}$$

et l'écart entre les différentes raies spectrales de la source de pompe est donné par :

$$\Delta \nu_p = \mid b \mid \Delta \nu_s = 920 \text{ GHz}$$

soit un écart en longueur d'onde entre les raies de pompe égal à $\Delta \lambda_p = 3,5$ nm. Les quatre raies de pompe s'étendent donc de 1064,0 nm à 1074,5 nm, et convertissent une bande spectrale infrarouge allant de 1536,13 nm à 1554,55 nm.



FIGURE 14.13 – Efficacité de conversion normalisée en fonction de la longueur d'onde du signal à convertir pour une pompe monochromatique à 1065,44 nm.

14.4.5 Contraste des franges d'interférence

Compte-tenu des paramètres de simulation déterminés dans la partie précédente, le spectre du champ converti dans le domaine du visible par chacune des quatre raies spectrales de la source de pompe a été calculé numériquement. Les quatre densités spectrales obtenues ont alors été sommées de manière incohérente, comme le montre la figure 14.14.



FIGURE 14.14 – Densité spectrale de puissance normalisée du champ converti dans le visible par les quatre raies de pompe monochromatiques.

Nous constatons comme cela avait été prévu que l'écart entre deux échantillons spectraux consécutifs est égal à la largeur du lobe central de chacun d'eux, et qu'il n'y a pas superposition de ces échantillons.

14.4.6 Évolution du contraste des franges d'interférence

À partir de la densité spectrale de puissance du champ converti dans le visible, il est possible de remonter à la fonction de visibilité, dont le module correspond à l'évolution du contraste des franges d'interférence en fonction de la différence de marche entre les bras de l'interféromètre à somme de fréquences. Nous utilisons pour cela le théorème de WIENER-KINTCHINE, rappelé ici :

$$V(\delta) = \mathrm{TF}[\mathrm{DSP}(\sigma)]$$

où la densité spectrale de puissance est exprimée en fonction du nombre d'onde σ .



FIGURE 14.15 – Évolution du contraste (module de la fonction de visibilité) des franges d'interférence en fonction de la différence de marche (appliquée sur l'étage visible) entre les deux bras de l'interféromètre.

La figure 14.15 représente l'évolution du contraste des franges d'interférence en fonction de la différence de marche appliquée sur l'étage visible de l'interféromètre à somme de fréquences. Malgré la large bande spectrale de la source infrarouge convertie (plus de 18 nm), nous obtenons des franges d'interférence sur presque 8 mm, tandis que la longueur de cohérence d'un rayonnement de largeur spectrale 18 nm autour de 1550 nm n'est que de 130 µm environ. Le contraste des franges d'interférence évolue beaucoup sur ces 8 mm, et on note la présence d'une sous-structure liée à la superposition incohérente de quatre systèmes de franges d'interférence de périodicités variables. Le contraste des franges à la différence de marche nulle est égal à 1 car tous les systèmes de franges sont synchronisés. D'un point de vue simulation, cela vient du fait que la phase associée à la DSP utilisée pour calculer la visibilité par transformée de FOU-RIER est nulle. Notez également que l'on retrouve toujours l'enveloppe triangulaire, qui est la

signature de la conservation de la largeur en fréquence de chaque échantillon spectral lors de la conversion de fréquence vers le visible.

14.4.7 Synchronisation des systèmes de franges d'interférence

Cas d'un interféromètre classique

Replaçons nous dans un contexte d'imagerie haute résolution par synthèse d'ouverture. Pour simplifier la démonstration, nous considérons ici un interféromètre à deux voies uniquement. La hauteur de l'objet visé dans le ciel fait apparaître un retard τ qu'il faut compenser par une ligne à retard placée sur l'un des bras de l'interféromètre (figure 14.16). Cette compensation permet de générer le système de franges d'interférence autour de la différence de marche nulle.



FIGURE 14.16 – Schéma d'un réseau de deux télescopes observant le même objet dans le ciel. L'égalisation des temps de groupe nécessaire à la formation du système de franges d'interférence est obtenu grâce une ligne à retard compensant le retard τ lié à la hauteur de l'objet dans le ciel.

Considérons maintenant que ce réseau de télescopes observe un objet dont le spectre infrarouge est composé de deux bandes spectrales espacées en fréquence de $\Delta \nu$, et incohérentes l'une par rapport à l'autre. Chaque bande spectrale est à l'origine d'un système de franges d'interférence dont la période est liée à sa fréquence moyenne, et l'enveloppe est liée à son profil spectral. Les deux systèmes de franges se superposent de manière incohérente. Le retard τ lié à la hauteur de l'objet est à l'origine d'un terme de phase spectrale linéaire $\Phi_R = 2\pi\nu\tau$, qui est compensé par la ligne à retard placée sur un des bras de l'interféromètre, et qui ajoute une phase spectrale linéaire et opposée $\Phi_{\text{LAR}} = -2\pi\nu\tau$, comme le montre la figure 14.17.



FIGURE 14.17 – La phase spectrale linéaire liée à la hauteur de l'objet visé dans le ciel est parfaitement compensée par la phase spectrale linéaire ajoutée par la ligne à retard sur un bras de l'interféromètre. Les deux systèmes de franges donnés par chaque bande spectrale sont synchronisés et le contraste des franges est maximal à la différence de marche nulle.

Les deux systèmes de franges d'interférence sont alors synchronisés, et le contraste des franges est maximal à la différence de marche nulle.

Cas d'un interféromètre à somme de fréquences

Plaçons nous maintenant dans le cadre de l'interféromètre à somme de fréquences. L'objectif à long terme étant de convertir des flux dans le moyen infrarouge ou l'infrarouge lointain vers le domaine du visible, le transport des flux dans des guides d'onde unimodaux et à maintien de polarisation nécessite que la conversion de fréquence soit effectuée au foyer du télescope. La ligne à retard qui va compenser le retard lié à la hauteur de l'objet visé dans le ciel sera nécessairement sur l'étage visible de l'interféromètre. Or nous avons montré dans la première partie de ce chapitre que la conversion de fréquence d'une source infrarouge par une source de pompe en peigne de fréquence s'accompagne d'une compression spectrale en fréquence, caractérisée par les éléments suivants :

- chaque échantillon spectral infrarouge est transposé dans le domaine du visible par une des raies de pompe, sans modification de sa largeur spectrale en fréquence;
- la compression spectrale se traduit par un rapprochement des échantillons spectraux convertis dans le visible;
- les bandes spectrales qui composent le spectre infrarouge sont permutées une fois converties dans le visible, la bande spectrale infrarouge de plus haute fréquence se trouvant une fois convertie dans le visible, à la plus basse fréquence (figure 14.3 page 213).

La somme de fréquences étant un effet non-linéaire qui conserve la phase des champs, les permutations des échantillons spectraux dans le visible vont entraîner des discontinuités dans la phase spectrale, comme le montre la figure 14.18b.

Le retard τ_c imposé par la ligne à retard dans le visible ne peut donc pas compenser complètement la phase spectrale linéaire ajoutée dans l'infrarouge. Chaque échantillon spectral aura



FIGURE 14.18 – Avant conversion de fréquence, le retard τ ajoute une phase spectrale linéaire. Du fait de la compression spectrale lors de la conversion de fréquence, il apparaît une discontinuité dans la phase spectrale.

bien une phase spectrale plane car la ligne à retard dans le visible permet l'égalisation des temps de groupe grâce à l'ajout d'un temps de groupe opposé. Cette action permet de placer les deux systèmes de franges d'interférence sous la même enveloppe autour de la différence de marche nulle. Cependant, il reste un terme de phase $\Delta \Phi$ non compensé par la ligne à retard dans le visible, et qui se traduit par une désynchronisation des deux systèmes de franges d'interférence de franges d'interférence.

14.4.8 Simulation numérique dans le cas de quatre raies de pompe

Afin de mettre en évidence l'influence d'une désynchronisation des systèmes de franges d'interférence sur le contraste mesuré, j'ai effectué une simulation numérique dans laquelle un spectre infrarouge constant est converti par somme de fréquences par quatre raies de pompe monochromatiques et incohérentes entre elles. Les paramètres de la simulation sont ceux décrits au début de cette section. Le terme de phase $\Delta\Phi$ non compensé par la ligne à retard visible du fait de la compression spectrale a été pris en compte en ajoutant un terme de phase constant à chaque échantillon spectral converti, de sorte que chacun de ces échantillons soit déphasé de $\Delta\Phi = 0, 6 \times 2\pi$ (valeur choisie arbitrairement), comme le montre la figure 14.19a.

On constate alors sur la figure 14.19b que la non synchronisation des systèmes de franges d'interférence se traduit par un glissement de la fonction de visibilité sous son enveloppe triangulaire (comparer avec le résultat de la figure 14.15 page 226 où les systèmes de franges sont synchronisés). Ainsi le contraste maximal ne se situe plus à la différence de marche nulle, et n'est plus égal à 1. Dans ces conditions, dans un contexte d'imagerie haute résolution par synthèse d'ouverture, la calibration du système de franges d'interférence n'est plus possible. La synchronisation des systèmes de franges d'interférence est donc absolument nécessaire.

Pour effectuer cette synchronisation, nous pouvons profiter du fait que les phases des champs mis en jeu lors du processus non-linéaire de somme de fréquences sont conservées.



Chapitre 14. Conversion non-linéaire d'une source infrarouge large bande par une pompe multiraie

(a) Densité spectrale de puissance dans le visible.

(b) Contraste des franges d'interférence.

FIGURE 14.19 – Évolution du contraste des franges d'interférence en fonction de la différence de marche appliquée sur l'étage visible de l'interféromètre lorsque les différents systèmes de franges d'interférence ne sont pas synchronisés.

Le terme de phase différentielle $\Delta \Phi$ peut alors être compensé en ajoutant, pour chaque source de pompe composant la pompe multiraie, une ligne à retard fibrée sur un des deux bras de l'interféromètre, comme le montre la figure 14.20. La synchronisation des systèmes de franges d'interférence peut alors être réalisée simplement en ajustant le retard appliqué à chaque raie de pompe sur une voie de l'interféromètre par rapport à l'autre voie.



FIGURE 14.20 – Synchronisation des systèmes de franges d'interférence grâce à des lignes à retard fibrées associées aux différentes sources de pompe.

Des travaux en ce sens ont été entamés lors du stage de Master II recherche de Corentin GEOFFRAY, et seront poursuivis lors de sa thèse qui démarre en octobre 2015.

14.5 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que l'utilisation d'une pompe en peigne de fréquence pour alimenter la conversion non-linéaire d'une source infrarouge large bande permet une augmentation de la bande spectrale convertie, et donc de la sensibilité, sans pour autant perdre les propriétés de cohérence temporelle des champs convertis. Nous avons également mis en évidence théoriquement et expérimentalement un effet de compression spectrale en fréquence. Cet effet permet d'augmenter la plage de différence de marche sur laquelle nous pouvons trouver des franges d'interférence, ce qui est un avantage certain lors de la recherche des franges sur le ciel. En revanche, nous avons également mis en évidence que la compression spectrale en fréquence générait une désynchronisation des systèmes de franges d'interférence. Ils est alors absolument nécessaire de les resynchroniser afin d'obtenir une fonction de visibilité correctement calibrée. Nous avons proposé de réaliser cette resynchronisation grâce à des lignes à retard fibrées associées chacune à une raie de pompe.

14.6 Encadrements et publications

Coencadrement de thèses et stages de Master II

[E 3] JEAN-THOMAS GOMES,

« Mise en place de processus de génération de somme de fréquences optiques larges bandes dédiés à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie », Date de soutenance : 4 octobre 2013, bourse DCACE Directeur de thèse : François REYNAUD et Laurent DELAGE

[E 6] PASCALINE DARRÉ,

« Analyse de la conversion de fréquence pour la détection d'objets astronomiques dans l'infrarouge »,

Thèse débutée en septembre 2013, financement CNES – Thalès Directeur de thèse : François REYNAUD et Laurent DELAGE

[E 13] LUDOVIC SZEMENDERA,

« Analyse de la conversion de fréquence pour la détection d'objets astronomiques dans l'infrarouge »,

Stage de Master II Recherche, Université de Limoges, 2013

[E 14] CORENTIN GEOFFRAY,

« **Lignes à retard à échantillonnage spectral pour l'imagerie haute résolution** », Stage de Master II Recherche, Université de Limoges, 2015

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

[PI 14] « Widely tunable sum-frequency generation in PPLN waveguide pumped by a multi-wavelength Yb-doped fiber laser »,

JULIEN GUILLOT, DAMIEN CEUS, SOPHIE BRUSTLEIN 1, LOUIS DEL RIO, AGNÈS DESFARGES-BERTHELEMOT, VINCENT KERMENE, LUDOVIC GROSSARD, ALESSANDRO TONELLO, LAURENT DELAGE and FRANÇOIS REYNAUD, Optics. Comm. Vol 283, n°3, pp. 442–446 (2010)

[PI 18] « Demonstration of a frequency spectral compression effect through an upconversion interferometer »,

J.T. Gomes, L. Grossard, S. Vergnole, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann and W. Sohler,

Optics Express (IF: 3,6) Vol. 21, Iss. 3, pp. 3073-3082 (2013)

[PI 24] « Effect of spectral sampling on the temporal coherence analysis of a broadband source in a SFG interferometer »

Pascaline Darré, Ludovic Szemendera, Ludovic Grossard, Laurent Delage and François Reynaud

Accepté pour publication dans la revue Optics Express

Demonstration of a frequency spectral compression effect through an up-conversion interferometer

Jean-Thomas Gomes,^{1,*} Ludovic Grossard,¹ Damien Ceus,¹ Sébastien Vergnole,^{1,2} Laurent Delage,¹ François Reynaud,¹ Harald Herrmann,³ and Wolfgang Sohler³

 ¹Xlim, Département Photonique, Université de Limoges, UMR CNRS 7252, 123 Av. Albert Thomas, 87060 Limoges CEDEX, France
 ²Current address: Horiba Scientific, 231 rue de Lille, 59650 Villeneuve d'Ascq, France ³Universität Paderborn, Angewandte Physik, Warburger Str. 100-33098 PADERBORN, Germany
 *jean-thomas.gomes@unilim.fr

Abstract: This paper reports on the experimental implementation of an interferometer featuring sum frequency generation (SFG) processes powered by a pump spectral doublet. The aim of this configuration is to allow the use of the SFG process over an enlarged spectral domain. By analyzing the converted signal, we experimentally demonstrate a frequency spectral compression effect from the infrared input signal to the visible one converted through the SFG process. Recently, such a compression effect has been numerically demonstrated by Wabnitz et al. We also verify experimentally that we fully retrieve the temporal coherence properties of the infrared input signal in the visible field. The experimental setup permits to demonstrate an experimental frequency spectral compression factor greater than 4. This study takes place in the general field of coherence analysis through second order non-linear processes.

© 2013 Optical Society of America

OCIS codes: (120.3180) Interferometry; (110.2650) Fringe analysis; (190.4223) Nonlinear wave mixing; (190.7220) Upconversion; (160.3730) Lithium niobate; (060.2310) Fiber optics.

References and links

- M. A. Albota and F. N. C. Wong, "Efficient single-photon counting at 1.55 mm by means of frequency upconversion," Opt. Lett. 29, 1449–1451 (2004).
- A. P. VanDevender and P. G. Kwiat, "High efficiency single photon detection via frequency up-conversion," J. Mod. Opt. 51, 1433–1452 (2004).
- L. Ma, J. C. Bienfang, O. Slattery, and X. Tang, "Up-conversion single-photon detector using multi-wavelength sampling techniques," Opt. Express 19, 5470–5479 (2011).
- K.-D. Bchter, H. Herrmann, C. Langrock, M.M. Fejer, and W. Sohler, "All-optical Ti:PPLN wavelength conversion modules for free-space optical transmission links in the mid-infrared," Opt. Express 34, 470–472 (2009).
- S. Brustlein, L. Del Rio, A. Tonello, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann, and W. Sohler, "Laboratory demonstration of an infrared-to-visible up-conversion interferometer for spatial coherence analysis," Phys. Rev. Lett. 100, 153903 (2008).
- D. Ceus, A. Tonello, L. Grossard, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann, and W. Sohler, "Phase closure retrieval in an infrared-to-visible upconversion interferometer for high resolution astronomical imaging," Opt. Express 19, 8616–8624 (2011).
- R. T. Thew, H. Zbinden, and N. Gisin, "Tunable upconversion photon detector," Appl. Phys. Lett. 93, 071104 (2008).

- Q. Zhang, C. Langrock, M. M. Fejer, and Y. Yamamoto, "Waveguide-based single-pixel up-conversion infrared spectrometer," Opt. Express 16, 19557–19561 (2008).
- S. Wabnitz, A. Picozzi, A. Tonello, D. Modotto, and G. Millot, "Control of signal coherence in parametric frequency mixing with incoherent pumps: narrowband mid-infrared light generation by downconversion of broadband amplified spontaneous emission source at 1550 nm," J. Opt. Soc. Am. B 29, 3128–3135, (2012).
- 10. R. W. Boyd, Nonlinear Optics (Academic Press, New York, 2008), pp. 69-96.
- 11. L. Del Rio, M. Ribiere, L. Delage, and F. Reynaud, "First demonstration of a temporal coherence analysis through a parametric interferometer," Opt. Commun. **281**, 2722–2726 (2008).
- L. M. Simohamed, L. Delage, and F. Reynaud, "An optical delay line with a 318 mm stroke," Pure Appl. Opt. 5, 1005–1009 (1996).
- L. Delage, F. Reynaud, and A. Lannes, "A laboratory imaging stellar interferometer with fiber links," Appl. Opt. 39, 6406–6420 (2000).
- G. Huss, L. M. Simohamed, and F. Reynaud, "An all guided two-beam stellar interferometer: preliminary experiment," Opt. Commun. 182, 71–82 (2000).
- G. Huss, F. Reynaud, and L. Delage, "An all guided three-arm interferometer for stellar interferometry," Opt. Commun. 196, 55–62 (2001).
- 16. M. Born and E. Wolf, Principle of Optics (Pergamon Press, London, 1964), pp. 503-504.

1. Introduction

Frequency conversion has been extensively used in the field of radio and microwave applications for a long time. This operation has been also achieved in the optical domain thanks to various nonlinear parametric interactions such as second harmonic, difference and sum frequency generation (SFG) in a nonlinear crystal or waveguide. In particular, SFG in a periodically poled Lithium Niobate (PPLN) crystal or waveguide allowed to convert an infrared wave into a visible one by using a pump source as shown in many applications [1–4].

In the field of high resolution imaging, we have recently demonstrated the ability to analyze the coherence properties of an infrared source through an up-conversion process in a two and a three-arm interferometer [5,6]. All over these first experiments, we were limited by the intrinsic spectral acceptance of the PPLN waveguides: if a large spectral bandwidth source at infrared wavelengths is converted through a SFG process with a single line pump, the PPLN spectral acceptance limits the nonlinear effect to a very narrow spectral bandwidth of the source. To overcome this spectral limitation, several techniques have already been proposed, involving an up-conversion detector which samples [7] or scans [8] the input signal spectrum by using a tunable pump laser.

As a long term goal we intend to study a SFG process powered by a pump frequency comb to increase the spectral bandwidth to be analyzed while preserving signal coherence information.

Wabnitz et al. have recently demonstrated numerically that the use of a non-monochromatic pump source to power a SFG process, converting a large spectral bandwidth infrared signal, leads to a frequency spectral compression of the converted wave through the non-linear process [9].

We intend here to experimentally demonstrate this frequency spectral compression behaviour through a SFG process. We use a pump spectral doublet to convert an input spectral doublet. In this configuration, each line of the pump spectral doublet addresses a single line of the input spectral doublet. Through the signal temporal coherence analysis, we experimentally demonstrate the frequency spectral compression effect and we verify that the temporal coherence information of the infrared signal is fully retrieved in the converted visible field.

2. Simulation results

The sum frequency generation is a non-linear process where a signal and a pump wave interact in a non-linear medium to generate a converted wave [10]. If v_s and v_p are the frequencies of the signal and pump waves respectively, the frequency of the converted wave is inferred from the

energy conservation law: $v_c = v_s + v_p$. The conversion efficiency strongly depends on the phase mismatch between the three interacting waves. In a PPLN waveguide, this phase mismatch is given by

$$\Delta k = \frac{2\pi}{c} \left(n_c v_c - n_s v_s - n_p v_p + \frac{c}{\Lambda} \right) \tag{1}$$

where n_c , n_s and n_p are the refractive indices of the fundamental modes in the Lithium Niobate waveguides at the converted, signal and pump frequencies respectively. A is the poling period of the PPLN. Thus, the normalized power conversion efficiency can be expressed as

$$\eta(\mathbf{v}_s, \mathbf{v}_p) = \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right) \tag{2}$$

where *L* is the PPLN length. For a given pump frequency, the full width at half maximum (FWHM) of the main lobe of the $\eta(v_s)$ curve defines the frequency spectral acceptance, i.e. the spectral signal bandwidth over which a significant conversion efficiency is observed. Figure 1 shows a color-map of the normalized conversion efficiency for any signal/pump couple around the mean pump frequency $v_p^0 = 281,76$ THz ($\lambda_p^0 = 1064.0$ nm) and the mean signal frequency $v_s^0 = 194.35$ THz ($\lambda_s^0 = 1542.5$ nm).



Fig. 1. Normalized simulated sum frequency generation efficiency. The signal frequency v_s (horizontal axis) is centered on $v_s^0 = 194.35$ THz ($\lambda_s^0 = 1542.5$ nm), and the pump frequency v_p (vertical axis) is centered on $v_p^0 = 281.76$ THz ($\lambda_p^0 = 1064.0$ nm). The converted frequency is not represented here. For a perfect phase matching (red curve), v_p depends linearly on v_s

It is worth noting that the converted frequency is not represented here, but can be inferred from the energy conservation law for each pump/signal frequency couple. Here, the converted light frequency is centered on $v_c = 476.11$ THz ($\lambda_c = 629.7$ nm). This simulation has been conducted for a 4 cm long PPLN waveguide. The poling period was $\Lambda = 10.85 \ \mu$ m. In these conditions, the frequency spectral acceptance is equal to 38 GHz (wavelength spectral acceptance equal to 0.3 nm at $\lambda_s = 1542.5$ nm). This conversion efficiency map is directly related to the waveguide mode dispersion, mainly determined by the Lithium Niobate index dispersion and the PPLN poling period.

The red curve represents the maximum conversion efficiency, where the three interacting waves are perfectly phase matched ($\Delta k = 0$). In the pump and signal frequency ranges used here, this curve can be fitted by a linear function:

$$v_p = a + b_{num} v_s \tag{3}$$

Then, the energy conservation law writes

$$\mathbf{v}_c = a + (1 + b_{num})\mathbf{v}_s \tag{4}$$

Let us consider now an input signal with a large spectral width Δv_s . We assume that the pump spectrum is flat and sufficiently broad to convert each frequency of the input signal with a maximum conversion efficiency. The spectral width of the converted field is then given by

$$\Delta v_c = (1 + b_{num}) \Delta v_s \tag{5}$$

The converted spectrum undergoes a spectral compression by a factor

$$\rho_{num} = \frac{\Delta v_s}{\Delta v_c} = \left| \frac{1}{1 + b_{num}} \right| \tag{6}$$

The numerically estimated spectral compression factor ρ_{num} depends on the slope b_{num} which is directly linked to the chromatic dispersion properties of the Lithium Niobate waveguide through Eq. (1). Here, a linear regression gives $b_{num} = -1.213$, leading to a compression factor $\rho_{num} = 4.70$. Note that here b_{num} is negative, which means that the converted spectrum is also frequency–flipped.

The use of a broad pump spectrum is mandatory to obtain the frequency spectral compression effect. Indeed, with a monochromatic pump, the slope b_{num} is not defined and there is no frequency compression, as it has been investigated in [9] and [11].

3. Experimental setup

To experimentally retrieve the theoretical frequency compression effect reported in the previous section, we implemented an experimental setup based on the up-conversion interferometer previously developed in our laboratory [5, 6, 11]. In the current setup, the pump is composed of a spectral doublet to convert one input signal composed of two different frequency lines.

This interferometric configuration has two main goals. The first one is to experimentally demonstrate the frequency spectral compression [9]. Indeed, the line frequency separation change between the input and converted doublets can be extracted from the analysis of the fringe pattern envelopes [11]. The second goal is to validate that such a compression effect through the SFG preserves the temporal coherence of the input infrared field.

The setup is based on a Mach-Zehnder interferometer as shown on Fig. 2. The infrared spectral doublet under study is composed of a set of two balanced distributed-feedback (DFB) lasers lines at $\lambda_{s1} = 1542.12$ nm ($v_{s1} = 194.40$ THz) and $\lambda_{s2} = 1543.81$ nm ($v_{s2} = 194.19$ THz). The pump spectral doublet is also composed of two balanced DFB lasers lines with an emission at $\lambda_{p1} = 1063.3$ nm ($v_{p1} = 281.95$ THz) and $\lambda_{p2} = 1064.3$ nm ($v_{p2} = 281.68$ THz).

The infrared input signal and the pump source are both equally shared between the two interferometric arms by two polarization maintaining and single-mode fiber couplers at their operating wavelength. A 10-cm stroke fibered delay line is inserted in the arm #2 to adjust the optical path difference (OPD) between the two arms in the infrared stage of the interferometer [12]. An optical path modulator (OPM) [13], with a 100- μ m stroke, is inserted in the same arm for a fine OPD adjustment and to induce a temporal optical path modulation on the input signal. This allows to display the fringe pattern as a function of time. This device is driven by a triangular high voltage to induce sequenced linear OPDs as a function of time.



Fig. 2. Experimental setup of the up-conversion interferometer. OPM: optical path modulator, WDM: wavelength division multiplexer, L: lens, P: prism, IF: interference filter

The infrared signal and pump sources are spectrally multiplexed together thanks to polarization maintaining fibered wavelength division multiplexers (WDM) before SFG stages on each arm of the interferometer.

In each arm, the emerging multiplexed beams are focused by achromatic injection systems in a 4 cm long Ti-indiffused PPLN waveguide with a spectral acceptance of 0.3 nm (38 GHz) around 1542.5 nm. The two non linear crystals are placed in thermally regulated enclosures to ensure a proper phase matching and achieve exactly the same expected SFG process on each arm of the interferometer. In this configuration, each line of the pump spectral doublet addresses a single line of the infrared spectral doublet to convert. We plotted the two experimental signal/pump couples on the normalized PPLN conversion efficiency curve described in the previous section (Fig. 3).



Fig. 3. Positions of the experimental pump/signal couples on the normalized conversion efficiency curve linked to the PPLN waveguides

The emerging up-converted signals around $\lambda_c = 629.7 \text{ nm} (v_c = 476.11 \text{ THz})$ are spectrally selected on each arm by a spectral filtering stage, composed of a dispersive prisms (P) and an interference filter (IF) centered on the mean converted wavelength. After this stage, the converted signals are spatially filtered thanks to single-mode polarization maintaining fibers at the converted wavelength. We have inserted another fiber delay line on arm #2, with a 10-cm stroke to control the OPD between the two arms of the interferometer on the visible stage. At the output of the up-conversion interferometer, we combine the two visible optical fields thanks to a polarization maintaining and single-mode fiber coupler. The resulting fringe pattern is then detected by a Silicon photodiode.

4. Demonstration of the frequency spectral compression effect

4.1. Phase propagation through the up-conversion interferometer

In this section, we explain how we can infer the frequency spectral compression effect thanks to the contrast evolution measurements as a function of the OPD applied before or after the SFG process. We focus our study on the phase propagation term of the two waves at frequencies v_{s1} and v_{s2} , assuming the same intensity I_0 through the two arms of the up-conversion interferometer. The equations below show the theoretical expressions of the phase terms as a function of the optical path on each stage and each arm (δ_{IR1} , δ_{IR2} , δ_{Vi1} , δ_{Vi2}) for the input and output spectral doublet (v_{s1} , v_{s2} and v_{c1} , v_{c2}).

	Infrared stage (v_s)	Visible stage (v_c)
arm 1	$\varphi_{1s1} = \frac{2\pi}{c} \cdot v_{s1} \cdot \delta_{IR1}$ $\varphi_{1s2} = \frac{2\pi}{c} \cdot v_{s2} \cdot \delta_{IR1}$	$\varphi_{1c1} = \frac{2\pi}{c} \cdot \mathbf{v}_{c1} \cdot \delta_{Vi1}$ $\varphi_{1c2} = \frac{2\pi}{c} \cdot \mathbf{v}_{c2} \cdot \delta_{Vi1}$
arm 2	$\varphi_{2s1} = \frac{2\pi}{c} \cdot v_{s1} \cdot \delta_{IR2}$ $\varphi_{2s2} = \frac{2\pi}{c} \cdot v_{s2} \cdot \delta_{IR2}$	$\varphi_{2c1} = \frac{2\pi}{c} \cdot \mathbf{v}_{c1} \cdot \boldsymbol{\delta}_{Vi2}$ $\varphi_{2c2} = \frac{2\pi}{c} \cdot \mathbf{v}_{c2} \cdot \boldsymbol{\delta}_{Vi2}$
Phase difference	$\Delta \varphi_{s1} = \frac{2\pi}{c} \cdot v_{s1} \cdot (\delta_{IR2} - \delta_{IR1})$	$\Delta \varphi_{c1} = \frac{2\pi}{c} \cdot v_{c1} \cdot (\delta_{Vi2} - \delta_{Vi1})$
$(\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1)$	$\Delta \varphi_{s2} = \frac{2\pi}{c} \cdot \mathbf{v}_{s2} \cdot (\delta_{IR2} - \delta_{IR1})$	$\Delta \varphi_{c2} = \frac{2\pi}{c} \cdot v_{c2} \cdot (\delta_{Vi2} - \delta_{Vi1})$

The OPM temporally modulates the phase of the input infrared signal on arm #2 and the optical path on this arm can be written as $\delta_{IR2} = \delta_{IR2}^0 + \delta(t)$. Thanks to the property of phase conservation in a sum frequency generation process [11], the phase differences on the infrared stage ($\Delta \varphi_{s1}$, $\Delta \varphi_{s2}$) are transferred to the input of the visible stage on each arm of the interferometer. Then, the fringe pattern at the output of the interferometer can be written for each frequency v_{s1} and v_{s2} as a function of the optical path variation

$$I_1(\delta) = 2 \cdot I_0 \cdot (1 + \cos(\Delta \varphi_{s1} + \Delta \varphi_{c1})) \tag{7}$$

$$I_2(\delta) = 2 \cdot I_0 \cdot (1 + \cos(\Delta \varphi_{s2} + \Delta \varphi_{c2})) \tag{8}$$

The resulting interferometric signal *Itot* at the output of the interferometer is equal to the incoherent sum of these two fringe systems. The mathematical expression of the resulting signal

Itot contains an envelope term $\mathscr{E}(\delta)$ modulating the fringes $\mathscr{F}(\delta)$. In the following, we focus on the envelope term expression and write $Itot(\delta)$ as

$$Itot(\delta) = I_1(\delta) + I_2(\delta) = 4 \cdot I_0 \cdot (1 + \mathscr{E}(\delta) \cdot \mathscr{F}(\delta))$$
(9)

$$\operatorname{ith} \quad \mathscr{E}(\delta) = \cos(\frac{\pi \cdot \Delta \delta_{IR}}{I_{+VR}} + \frac{\pi \cdot \Delta \delta_{Vi}}{I_{+Vi}}) \tag{10}$$

and
$$\mathscr{F}(\delta) = \cos\left(\frac{2\pi}{c} \cdot \Delta \delta_{IR} \cdot \overline{v_s} + \frac{2\pi}{c} \cdot \Delta \delta_{Vi} \cdot \overline{v_c}\right)$$
 (11)

where $\overline{v_s} = (v_{s1} + v_{s2})/2$, $\overline{v_c} = (v_{c1} + v_{c2})/2$, $\Delta \delta_{IR} = \delta_{IR2} - \delta_{IR1}$, $\Delta \delta_{Vi} = \delta_{Vi2} - \delta_{Vi1}$, $L_{bIR} = c/\Delta v_s$, $L_{bVi} = c/\Delta v_c$, $\Delta v_s = v_{s1} - v_{s2}$ and $\Delta v_c = v_{c1} - v_{c2}$.

The contrast evolution of the fringe pattern is driven by the two different beat lengths related to the signal wave before and after the SFG process. When applying an OPD between the two interferometric arms on the infrared stage, the envelope period is equal to the beat length L_{bIR} . Conversely, when applying an OPD on the visible stage, the envelope period is equal to the beat length L_{bVi} . Due to the phase matching condition in the experimental configuration, the frequency spectral separations Δv_s and Δv_c are different before and after, the SFG process, and therefore the beat lengths are different between the infrared and the converted signals. Consequently, an OPD applied before and after SFG will not have the same impact on the fringe visibility, demonstrating a frequency spectral compression effect.

4.2. Experimental results

In a first step, we measured the maximum fringe contrast at the up-conversion interferometer output for a single line infrared signal (v_{s1}) converted thanks to a single line pump source (v_{p2}) . The aim of this measurement was to calibrate the reliability of the setup. In this configuration, we obtained a contrast equal to 98.2%. When operating simultaneously with the two frequency pairs $(v_{s1}-v_{p2} \text{ and } v_{s2}-v_{p1})$, the maximum contrast reached 98%. The contrast loss can be explained by a polarization control defect over the visible stage of the interferometer [14, 15]. However, these results prove our ability to implement several SFG processes simultaneously in the up-conversion interferometer arms while preserving a high contrast level.

To demonstrate the frequency spectral compression effect, we conducted measurements of the fringe contrast evolution for a balanced infrared spectral doublet. We measured the fringe contrast evolution as a function of the OPD between the two arms of the interferometer by applying this OPD either on the infrared stage or on the visible stage.



Fig. 4. Experimental fringe contrast versus the OPD applied on the infrared stage. Dots represent the measured contrasts. The red curve is the best theoretical fit. The beat length, which is equal to the contrast period, is $L_{bIR} = 1.46$ mm



Fig. 5. Experimental fringe contrast versus the OPD applied on the visible stage. Dots represent the measured contrasts. The red curve is the best theoretical fit. The beat length, which is equal to the contrast period, is $L_{bVi} = 5.97$ mm

Figure 4 shows the experimental fringe contrast versus the OPD applied on the infrared stage. The beat length of the fringe pattern envelope is equal to $L_{bIR} = 1.46$ mm. When the OPD is applied on the visible stage (Fig. 5), the beat length L_{bVi} is equal to 5.97 mm. The periodicity difference between these contrast curves experimentally demonstrates a frequency spectral compression effect resulting from a multipump configuration in a sum frequency generation process. The experimental frequency spectral compression factor ρ_{exp} is equal to

$$\mathcal{D}_{exp} = \frac{L_{bVi}}{L_{bIR}} = 4.09\tag{12}$$

We note here a relative difference ($\approx 12.8\%$) with the simulated frequency compression factor $\rho_{num} = 4.70$. This difference is mainly due to the fact that each frequency couple $v_{s1}-v_{p2}$ and $v_{s2}-v_{p1}$ is not perfectly located on the maximum conversion efficiency curve (Fig. 3) because of the wavelength resolution limit (≈ 50 pm corresponding to ≈ 6.3 GHz at 1542.5 nm) on the DFB sources. The experimental slope b_{exp} , deduced from the signal/pump couple positions on Fig. 3, is equal to -1.245 instead of the previously numerically obtained slope $b_{num} = -1.213$ (relative difference of 2.6% between the two slopes). As the frequency spectral compression factor depends on this conversion efficiency slope, we retrieve the experimental conditions

$$\rho_{exp}' = |\frac{1}{1 + b_{exp}}| = 4.08\tag{13}$$

which is in very good agreement with the previous experimental frequency spectral compression factor deduced from the beat length measurement (relative difference between numerical and experimental results lower than 0.25%), attesting the correctness of the experimental results.

5. Demonstration of the temporal coherence information conservation

To experimentally verify that the converted field carries the same temporal coherence information than the input infrared field, we measured the contrast evolution as a function of an OPD applied on the infrared stage in one hand and on the visible stage in the other hand. To obtain a clearly identifiable temporal coherence signature, we strongly unbalanced the input signal doublet. The relation between the intensity of each line at v_{s1} (I_1^0) and v_{s2} (I_2^0) is now $I_1^0 = \alpha \cdot I_2^0$, with α the unbalance ratio between the two line intensities.

5.1. Experimental results

We unbalanced the infrared spectral doublet at the interferometer input by a factor $\alpha = 13.5$. In a first step, we measured the contrast evolution at the interferometer output as a function of an OPD applied on the infrared stage of the setup (Fig. 6). The constrast modulation amplitude is equal to 6.24%. The red curve represents the theoretical visibility function $V(\delta)$ of the fringe pattern contrast evolution calculated for the experimental conditions, using the Wiener-Khintchine theorem [16]

$$V(\delta) = |TF[PSD(v)]| \tag{14}$$

where PSD(v) is the signal power spectral density, i.e. an unbalanced doublet by a factor $\alpha = 13.5$. This theoretical curve takes the interferometer defects into account and fits well with the measured contrast evolution.



Fig. 6. Experimental fringe contrast versus the OPD applied on the infrared stage for an unbalance ratio $\alpha = 13.5$. Dots represent the measured contrast. The red curve is the theoretical contrast evolution obtained from the Wiener-Khintchine theorem for the same configuration than the experimental setup. The constrast modulation amplitude is equal to 6.24%. Inset shows the normalized power spectral density of the infrared spectral doublet under analyze.

In a second step, we conducted a measurement of the contrast evolution as a function of an OPD applied on the visible stage (Fig. 7).

The contrast modulation amplitude is equal to 6.09%, to be compared with the 6.24% modulation amplitude obtain when applying the OPD on the infrared stage. These results are in very good agreement (relative difference of 2.4%). We retrieve the same modulation amplitude before and after the SFG process, that clearly demonstrates the conservation of the temporal coherence information of the signal through a SFG process powered by a pump spectral doublet.

Finally, the beat length measured when the OPD is applied on the infrared stage (resp. on the visible stage) is $L_{bIR} = 1.43$ mm (resp. $L_{bVi} = 5.79$ mm), leading to a frequency spectral compression factor $\rho_{exp} = L_{bVi}/L_{bIR} = 4.05$. This result is in good agreement with the experimental value $\rho_{exp} = 4.09$ obtained in section 4 (relative difference between the two measurements lower than 1.5%) and demonstrates the reliability of the experimental setup.



Fig. 7. Experimental fringe contrast versus the OPD applied on the infrared stage for an unbalance ratio $\alpha = 13.5$. Dots represent the measured contrasts. The red curve is the best theoretical fit. The constrast modulation amplitude is equal to 6.09%. Inset shows the normalized power spectral density of the infrared spectral doublet under analyze.

6. Conclusion

In this paper, we have numerically and experimentally demonstrated the frequency spectral compression effect of an infrared signal through a SFG process powered by a pump spectral doublet. We obtained an experimental compression factor $\rho_{exp} = 4.09$ with a high reliability.

We also verified that this compression effect does not deteriorate temporal coherence information of the infrared input signal under analyze and will permit to relax the constraints on the optical path equalization in a fibered interferometer, allowing an easier implementation while analyzing a broadband source.

Moreover, analyzing a broadband infrared source through an up-conversion interferometer, powered by a pump source in multipump configuration, will permit to benefit from a maximum frequency compression effect [9], increasing the coherence length of the source, while preserving its temporal coherence information.

Acknowledgments

This work has been financially supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES) and by the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU). Our thanks go to A. Dexet for the development and his advices for all the specific mechanical components.

Effect of spectral sampling on the temporal coherence analysis of a broadband source in a SFG interferometer

Pascaline Darré,* Ludovic Szemendera, Ludovic Grossard, Laurent Delage, and François Reynaud

XLIM, Département Photonique, Université de Limoges, UMR CNRS 7252, 123 Av. Albert Thomas, 87060 Limoges CEDEX, France

*pascaline.darre@xlim.fr

Abstract: In the frame of sum frequency generation of a broadband infrared source, we aim to enlarge the converted bandwidth by using a pump frequency comb while keeping a high conversion efficiency. The nonlinear effects are simultaneously induced in the same nonlinear medium. In this paper, we investigate the spectral filtering effect on the temporal coherence behavior with a Mach-Zehnder interferometer using two pump lines. We show that joined effects of quasi-phase matching and spectral sampling lead to an original coherence behavior.

© 2015 Optical Society of America

OCIS codes: (030.1640) Coherence; (120.2650) Fringe analysis; (120.3180) Interferometry; (160.3730) Lithium niobate; (190.4223) Nonlinear wave mixing; (190.7220) Upconversion; (230.7370) Waveguides.

References and links

- 1. R. Boyd, "Infrared upconversion for astronomy," Opt. Eng. 16, 563-568 (1977).
- D. Ceus, F. Reynaud, J. Woillez, O. Lai, L. Delage, L. Grossard, R. Baudoin, J.-T. Gomes, L. Bouyeron, H. Herrmann, and W. Sohler, "Application of frequency conversion of starlight to high-resolution imaging interferometry. On-sky sensitivity test of a single arm of the interferometer," MNRAS 427, 95–98 (2012).
- L. Ma, O. Slattery, and X. Tang, "Single photon frequency up-conversion and its application," Phys. Rep. 521, 69–94 (2012).
- E. Diamanti, H. Takesue, T. Honjo, K. Inoue, and Y. Yamamoto, "Performance of various quantum-keydistribution systems using 1.55-µm up-conversion single-photon detectors," Phys. Rev. B 72, 052311 (2005).
- F. Marsili, V.B. Verma, J.A. Stern, S. Harrington, A.E. Lita, T. Gerrits, I. Vayshenker, B. Baek, M.D. Shaw, R.P. Mirin, and S.W. Nam, "Detecting single infrared photons with 93 % system efficiency," Nature 7, 210–214 (2013).
- A. Restelli, J.C. Bienfang, and A.L. Migdall, "Single-photon detection efficiency up to 50 % at 1310 nm with an InGaAs/InP avalanche photodiode gated at 1.25 GHz," Appl. Phys. Lett. 102, 141104 (2013).
- C. Langrock, E. Diamanti, R.V. Roussev, Y. Yamamoto, and M.M. Fejer, "Highly efficient single-photon detection at communication wavelengths by use of upconversion in reverse-proton-exchanged periodically poled *LiNbO*₃ waveguides," Opt. Lett. **30**, 1725–1727 (2005).
- 8. R.W. Boyd, Nonlinear Optics (Academic, 2008).
- M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, and R.L. Byer, "Quasi-phase-matched second harmonic generation : tuning and tolerances," IEEE J. Quantum Electron. 28, 2631–2654 (1992).
- R.T. Thew, H. Zbinden, and N. Gisin, "Tunable upconversion photon detector," Appl. Phys. Lett. 93, 071104 (2008).
- L. Ma, J.C. Bienfang, O. Slattery, and X. Tang, "Up-conversion single-photon detector using multi-wavelength sampling techniques," Opt. Express 19, 5470 (2011).

 #244263
 Received 3 Jul 2015; revised 20 Aug 2015; accepted 21 Aug 2015; published 21 Sep 2015

 © 2015 OSA
 5 Oct 2015 | Vol. 23, No. 20 | DOI:10.1364/OE.23.025450 | OPTICS EXPRESS 25450

- J. Guillot, D. Ceus, S. Brustlein, L. Del Rio, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, L. Grossard, A. Tonello, L. Delage, and F. Reynaud, "Widely tunable sum-frequency generation in PPLN waveguide pumped by a multiwavelength Yb-doped fiber laser," Opt. Commun. 283, 442–446 (2010).
- J.-T. Gomes, L. Grossard, D. Ceus, S. Vergnole, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann, and W. Sohler, "Demonstration of a frequency spectral compression effect through an up-conversion interferometer," Opt. Express 21, 3073–3082 (2013).
- S. Wabnitz, A. Picozzi, A. Tonello, D. Modotto, and G. Millot, "Control of signal coherence in parametric frequency mixing with incoherent pumps: narrowband mid-infrared light generation by downconversion of broadband amplified spontaneous emission source at 1550 nm," J. Opt. Soc. Am. B 29, 3128–3135 (2012).

1. Introduction

Infrared upconversion detectors find applications in many fields like astronomy [1, 2] or quantum communication systems [3, 4]. Especially, they are used in single-photon counting regime to detect low flux with the possibility to use the related efficient data processing. The hybrid detector associates the second order non-linear process of sum frequency generation (SFG) with an efficient detector such as a silicon avalanche photodiode. This device provides an alternative to direct detection in the near-infrared with cryocooled superconducting single-photon detectors [5] or with InGaAs/InP avalanche photodiodes requiring a gated-mode operation to reduce the afterpulsing impact [6] and having a low detection efficiency.

Periodically poled LiNbO₃ (PPLN) waveguide allows to achieve an SFG process with a high conversion efficiency [7]. The waveguide conversion bandwidth, also denoted spectral acceptance, is determined by the quasi-phase matching condition among the three frequency modes [8] and the narrow bandwidth of spectral acceptance acts as a frequency filter [9]. The goal of this study is to investigate the possibility to enlarge the spectral bandwidth analyzed by the upconversion detector. Different techniques have been developed to broaden the bandwidth of this detector [10–12].

In a previous article, our team has reported a technique related to this subject with an input signal composed of two different frequency lines and a doublet pump spectrum [13] where each line of the pump spectral doublet addresses a single line of the input spectral doublet. In this framework, we have demonstrated a spectral compression effect through the SFG process. This experimental demonstration followed a numerical demonstration proposed by Wabnitz & al. [14] proving a spectral compression phenomenon with a SFG process using a nonmonochromatic pump source.

In this paper, we propose to pursue this study in high-flux regime with a large bandwidth source and a pump frequency comb limited at two frequency lines. Unlike our previous work where the SFG process occured only at exact quasi-phase matching, here each pump line converts an extended bandwidth in the infrared spectrum since SFG process can also occur with a slight phase mismatch. The spectral properties linked to the upconversion of a large bandwidth signal will be studied with a Mach-Zehnder interferometer where a PPLN waveguide is implemented on each arm.

2. Filtering effects in a PPLN crystal with a broadband source

2.1. Frequency upconversion with a monochromatic pump source

First and foremost, we consider the conversion of a coherent signal source by a monochromatic pump wave driving the SFG process in a PPLN waveguide, a second order non-linear medium. We will define respectively v_s , v_p the frequency of one spectral component of the large spectral bandwidth source and of the pump signal, and v_c the frequency of the signal converted through the SFG process.

The upconversion process must satisfy the energy conversion law such that $v_c = v_s + v_p$.

 #244263
 Received 3 Jul 2015; revised 20 Aug 2015; accepted 21 Aug 2015; published 21 Sep 2015

 © 2015 OSA
 5 Oct 2015 | Vol. 23, No. 20 | DOI:10.1364/OE.23.025450 | OPTICS EXPRESS 25451
Besides, the conversion efficiency of this process strongly depends on the phase mismatch between the three interacting waves in the non-linear medium given by the following expression [8]

$$\Delta k = \frac{2\pi}{c} \left(n_s \cdot \mathbf{v}_s + n_p \cdot \mathbf{v}_p - n_c \cdot \mathbf{v}_c - \frac{c}{\Lambda} \right), \tag{1}$$

where n_s , n_p and n_c are the refractive index of the fundamental modes associated to input, pump and converted signals respectively. A is the poling period of the PPLN waveguide and c is the speed of light in vacuum. The normalized conversion efficiency can be expressed

$$\eta(\mathbf{v}_s, \mathbf{v}_p) = \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right),\tag{2}$$

where L is the PPLN length. Considering a constant pump frequency v_p , the spectral acceptance $\Delta v_{s,acc}$ is defined by the full width at half maximum (FWHM) of the normalized efficiency main lobe. The frequency conversion can be considered as efficient over this spectral bandwidth. Thus using a monochromatic pump, the SFG process acts as a spectral filter on the input signal [9].



Fig. 1. Simulated color-map of the normalized sum frequency generation efficiency for different pump/signal couples. The red zone defines the maximum conversion efficiency. The phase-matching curve is retrieved by an orthogonal projection. The converted sample is represented below and corresponds to a frequency transposition of the infrared sample in visible domain.

The quasi-phase matching (i.e. $\Delta k = 0$) is obtained for a given set of signal and pump frequencies depending on the crystal parameters (i.e. poling period and operating temperature).

We use a 22-mm-long PPLN waveguide. Figure 1 shows a color-map of the normalized conversion efficiency for different signal/pump couples simulated with our crystal parameters. The red zone corresponds to the maximum conversion efficiency over the frequency range probed in our study and gives the signal frequency associated to this maximum for a given pump frequency. We retrieve the curve defined by Eq. (2) with an orthogonal projection on the color-map. For instance with a pump signal at $v_p = 281.76$ THz (1064 nm) the red curve defines the maximum conversion efficiency at $v_s = 193.23$ THz (1551.5 nm). Considering a large signal bandwidth as input signal, this latter will be converted to the visible domain with a frequency spectral acceptance equal to $\Delta v_{s,acc} = 74.7$ GHz corresponding to 0.6 nm. The converted frequency, not represented on the map, can be deduced from the energy conversion law.

The frequency window considered through spectral filtering is defined by the spectral acceptance $\Delta v_{s,acc}$ of the input signal. Due to the energy conservation law, the converted spectral acceptance is preserved such as $\Delta v_{c,acc} = \Delta v_{s,acc} = \Delta v_{acc}$. Therefore the frequency conversion merely transposes the infrared spectrum to the visible domain through the SFG process.

As a consequence the upconversion of the broadband source is spectrally limited by the quasi-phase-matching condition in the PPLN waveguide. Thus reducing the crystal length would enable to increase the converted band. However the conversion efficiency increases with the square of crystal length [9]. To avoid a tradeoff between broadband response and conversion efficiency, we propose to enlarge the pump spectrum by using a frequency comb.

2.2. Frequency upconversion with a frequency comb as pump source

With a multi-pump source, each independent CW laser line converts different spectral samples centered on the frequencies v_{s_i} defined by the maximal efficiency region (red zone in the colormap of Fig. 2). This leads to a spectral sampling of the broadband signal source. To optimize the converted spectral bandwidth, the lines of the frequency comb must be as close together as possible. However, a minimal spectral distance (a few Δv_{acc}) between them is necessary to avoid crosstalk between the different SFG processes taking place simultaneously in the nonlinear crystal.

In the following, we will consider only two incoherent pump laser lines as represented on Fig. 2. Accordingly, two independent nonlinear processes are generated simultaneously in the PPLN crystal and, on the frequency range scanned in our study, the red zone intercepted between the two points can be fitted by a linear function

$$\mathbf{v}_p = a + b\mathbf{v}_s. \tag{3}$$

The slope *b* only depends on the nonlinear medium dispersion properties. By substituting v_p in the energy conservation law, this latter becomes

$$\mathbf{v}_c = a + (1+b)\mathbf{v}_s. \tag{4}$$

Thus the spectral width Δv_c is written

$$\Delta \mathbf{v}_c = (1+b)\Delta \mathbf{v}_s,\tag{5}$$

where $\Delta v_i = |v_{i_1} - v_{i_2}|$ corresponds to the interval between two signal (i = s) or two converted (i = c) mean frequencies. Equation (5) indicates that a compression effect appears when two signal frequencies are transposed to the visible domain [13]. However the sample widths Δv_{acc} are not affected by the compression effect as related to one monochromatic pump. This spectral compression only acts on the gap between the spectral samples. We define the spectral compression factor as

$$\rho = \frac{\Delta v_s}{\Delta v_c} = \left| \frac{1}{1+b} \right|. \tag{6}$$



Fig. 2. Schematic representation of the spectral sampling of a large bandwidth source with a frequency comb of two laser lines (schema not to scale). For a given pump laser line, the color-map defines the spectral components v_s converted by SFG on the broadband spectrum.

The slope of the red curve in the color-map gives $b_{num} = -1.2$ leading to a spectral compression factor $\rho_{num} = 4.8$. Notice that with one monochromatic pump the spectral compression effect is not meaningful since the red zone is only intercepted at one point. In the following, we propose to pursue the study by analyzing the spectral properties through an experimental approach using a Mach-Zehnder interferometer.

3. Demonstration of the spectral compression effect using temporal coherence analysis

3.1. Method

The spectral compression effect on the converted signal needs to be experimentally investigated with a high spectral resolution out of reach of a commercial spectrometer. To overcome the spectral resolution limitations of standard spectrometers, we propose to perform a temporal coherence analysis using an upconversion interferometer. The general architecture corresponds to a Mach-Zehnder interferometer including delay lines before and after the upconversion stage as indicated on Fig. 3. The interferometric signal obtained for one spectral component v_s and



Fig. 3. Schematic layout of the Mach-Zehnder interferometer with the delay line before and after the sum frequency generation process. The delay can be applied either on infrared or on visible stage.

one pump line v_p is expressed as

$$dI(\mathbf{v}) \propto \Re\left(B(\mathbf{v})\left\{1 + \exp\left[i2\pi\left(\frac{\delta_{s}\mathbf{v}_{s}}{c} + \frac{\delta_{c}\mathbf{v}_{c}}{c}\right)\right]\right\}d\mathbf{v}\right),\tag{7}$$

with B(v) the power spectral density (PSD), inferred from Eq. (2), and δ_i the optical path difference (OPD) between the two arms of the interferometer. This relation takes the phase terms on the infrared and the visible parts into account. As the frequency conversion takes place in the two arms, the OPD can be applied either on the infrared part or on the converted one. The resultant fringe system is computed all over the spectral components converted by one pump, either on the infrared or on the visible frequencies. The incoherent superposition of fringe systems associated to pump lines allows to rewrite the previous expression as

$$I(\mathbf{v}) = \sum_{k} \Re\left(\int B(\mathbf{v}) \left\{1 + \exp\left[i2\pi\left(\frac{\delta_{c}\mathbf{v}_{s}}{c} + \frac{\delta_{c}\mathbf{v}_{c}}{c}\right)\right]\right\} d\mathbf{v}\right),\tag{8}$$

with k the pump laser line index. Consequently Eq. (8) shows that the coherence analysis is twofold: the interferometer acts as an infrared correlator if an OPD variation is induced in the infrared delay line, and a visible one if the visible delay line is actuated. In the following sections, we will focus on the two coherence behavior analysis.

3.2. Coherence behavior with a single line pump

First consider the basic case of one pump source as presented on the Fig. 4 schematically illustrating the Mach-Zender interferometer and the signal detection. The infrared input signal is converted by SFG with only one pump line, and as detailed in section 2.1, the spectrum is simply shifted from infrared to visible frequencies. According to the Wiener-Khinchin theorem, the fringe contrast is given by the modulus of the PSD Fourier Transform

$$C(\delta) = \left| \text{Triangle}\left(\frac{\delta \Delta v_{acc}}{\pi c}\right) \right|.$$
(9)

According to Eq. (9), the fringe contrast plotted in Fig. 5 is a triangle function with identical characteristics in infrared and visible domains.

3.3. Coherence behavior with a dual-line pump source

In this configuration, the broadband source is sampled by a dual-line pump source. As two SFG processes are involved simultaneously on each interferometric arm, the related PSD of the



Fig. 4. Schematic layout with detection part for a single pump line. The Fourier Transform of the infrared or converted power spectral density (PSD) is analyzed by applying an OPD before or after the SFG process.



Fig. 5. Theoretical visibility obtained with a single-line pump.

useful infrared signal is written as

$$B(\mathbf{v}) \propto \operatorname{sinc}^{2} \left(\frac{\pi(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{s_{1}})}{\Delta \mathbf{v}_{acc}} \right) + \operatorname{sinc}^{2} \left(\frac{\pi(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{s_{2}})}{\Delta \mathbf{v}_{acc}} \right).$$
(10)

Scanning the infrared delay leads to a temporal coherence analysis in the infrared domain (Fig. 6). According to the Wiener-Khinchin theorem, the fringe contrast can be expressed as a function of the infrared OPD δ_s

$$C(\delta_s) = \left| \text{Triangle}\left(\frac{\delta_s \Delta v_{acc}}{\pi c}\right) \cos\left(\frac{\pi \delta_s}{c} \Delta v_s\right) \right|.$$
(11)

Equation (11) shows that the triangle function associated to the PPLN crystals is modulated by a cosine term with a periodicity depending on the infrared spectral spacing Δv_s . If the delay is applied after the SFG process, the interferometer acts as a visible correlator (Fig. 7). The fringe contrast is now written as

$$C(\delta_c) = \left| \text{Triangle}\left(\frac{\delta_c \Delta v_{acc}}{\pi c}\right) \cos\left(\frac{\pi \delta_c}{c} \Delta v_c\right) \right|,\tag{12}$$

Received 3 Jul 2015; revised 20 Aug 2015; accepted 21 Aug 2015; published 21 Sep 2015 5 Oct 2015 | Vol. 23, No. 20 | DOI:10.1364/OE.23.025450 | OPTICS EXPRESS 25456

#244263 © 2015 OSA

249



Fig. 6. Schematic layout of our experiment presented as an infrared correlator. The useful part of the infrared signal selected for the upconversion process is represented on each arm of the interferometer. As a delay is only applied on the infrared stage, the setup achieves the correlation between two infrared signals.



Fig. 7. Schematic layout of a visible correlator. A delay is applied on the visible stage which is the same as correlating two visible signals.

#244263 © 2015 OSA Received 3 Jul 2015; revised 20 Aug 2015; accepted 21 Aug 2015; published 21 Sep 2015 5 Oct 2015 | Vol. 23, No. 20 | DOI:10.1364/OE.23.025450 | OPTICS EXPRESS 25457 where δ_c is the OPD applied on the visible stage. In the two expressions Eq. (11) and Eq. (12), the triangular envelope is identical while the cosine periodicity is different. We define the beat length $L_B = c/\Delta v$ as the half-period of the cosine associated with each expression. This way, the spectral compression factor can be expressed as the ratio of the beat length

$$\rho = \frac{L_{B_{VIS}}}{L_{B_{IR}}}.$$
(13)

In the next paragraph, we experimentally investigate the behavior of the fringe contrast evolution when scanning the visible or the infrared OPD.

4. Experimental demonstration of the spectral compression effect

4.1. Implementation of the SFG interferometer



Fig. 8. Schematic layout of the experimental setup with a dual-line pump. Two upconversion processes are realized on each arm of the interferometer.

The experimental setup is based on a Mach-Zehnder interferometer as shown on Fig. 8. The pump spectrum is composed of a set of two independent distributed-feedback laser lines balanced in power and with a tunable spectral spacing. A pump line is fixed at $v_{p1} = 281.76$ THz $(\lambda_{p1} = 1064.0 \text{ nm})$ and the second one v_{p2} is tunable between 282.16 THz $(\lambda_{p2} = 1062.5 \text{ nm})$ and 281.89 THz $(\lambda_{p2} = 1063.5 \text{ nm})$. The infrared source is a superluminescent diode (SLED) with a bandwidth of about $\Delta v = 5$ THz $(\Delta \lambda = 40 \text{ nm})$ centered at 194.17 THz $(\lambda = 1544.0 \text{ nm})$ allowing to work with a temporally incoherent source. The PPLN temperatures are adjusted to have an efficient quasi-phase matching into the medium and two similar processes on each arm of the interferometer. Each pump line converts an infrared sample centered at a carrier frequency with a bandwidth of $\Delta v_{acc} = 74.7$ GHz (0.6 nm).

The input IR signal and the pump signal are equally shared between the two arms of the interferometer with a 50/50 fiber coupler. The experimental setup is almost entirely fibered with polarization maintaining and single-mode fibers. We inserted a fiber delay line of about 12-cm stroke on one arm of the interferometer in both visible and infrared stages. This delay line allows to control the OPD between the two arms on the infrared and the visible stages. An optical path modulator (OPM) with a 100- μ m stroke is inserted on one arm of the interferometer on the infrared stage to induce a temporal optical path modulation to display fringe pattern as a function of time. The OPM is driven by a triangular high voltage to induce sequenced linear OPD scans.

We use a wavelength-division multiplexing (WDM) to mix the signal and the pump with a polarization maintaining multiplexer before the SFG stage. The PPLN crystals are fibered and pigtailed at input and output faces. The multiplexed beam is sent through the SFG stage. The upconverted signals around 475.86 THz (630 nm) are recombined through a 50/50 fiber coupler. The outgoing interferometric signal is spectrally cleaned by a filtering stage composed of bandpass filters centered on the mean converted wavelength and a 7-m single-mode fiber allowing to remove pump residuals. The fringe pattern is then detected by a silicon photodiode.

4.2. Experimental results



Fig. 9. Superposition of experimental fringe contrast obtained with one pump line and by applying an OPD before and after the SFG and comparison with the theoretical fit (black curve).

The first experimental investigation is realized with one monochromatic pump as described in section 3.2. By measuring the fringe contrast evolution of the upconverted signals as a function of the OPD between the two arms before and after the SFG process (Fig. 9), we demonstrate that our experimental results agree with the behavior predicted by the Wiener-Khinchin theorem. The fringe contrast evolution obtained by actuating the delay line before or after the upconversion process can be fitted by the same triangle function. As expected, no frequency spectral compression is observed with a single line pump. The fringe contrast is determined from the minimum and maximum intensities of the fringe pattern and, at the zero OPD, we obtained a maximum contrast value equal to 91.2 % probably due to polarization control defect in the interferometer.

In a second step, the SFG interferometer is powered by two laser lines as a pump source. Figure 10 shows the fringe contrast evolution by scanning the OPD on the two stages for different frequency gaps between the two pump lines.

As predicted by Eq. (11) and Eq. (12), a beat phenomenon modulates the triangular envelope related to the spectral acceptance Δv_{acc} (see section 2.1). This latter is preserved even with two pumps and regardless of the difference Δv_p between pump frequencies. Similarly, we retrieve the same maximum contrast value at the zero OPD as with one monochromatic pump. We can notice that the beat periodicity decreases with the frequency spacing Δv_p and the beat length is higher when the OPD is applied on the visible stage.

Table 1 sums up the spectral compression factor obtained from Eq. (13) for different values of Δv_p . For each value, we give the relative experimental error compared to the simulated compression factor of 4.8. Fitting the visible contrast with Eq. (12) is awkward since beats are fewer than in infrared domain. Consequently fit parameters related to the cosine term introduce a sig-



Fig. 10. Measured contrast for different frequency gap between the two pump frequencies (from top to bottom : 132.5 GHz, 212 GHz, 265.1 GHz, 318.1 GHz and 397.8 GHz). (a) Experimental fringe contrast versus the OPD applied on the infrared stage. (b) Experimental fringe contrast versus the OPD applied on the visible stage. In both cases the black curve represents the best theoretical fit of the experimental points.

represents the best theoretical fit of the experimental points. #244263 Received 3 Jul 2015; revised 20 Aug 2015; accepted 21 Aug 2015; published 21 Sep 2015 © 2015 OSA 5 Oct 2015 | Vol. 23, No. 20 | DOI:10.1364/OE.23.025450 | OPTICS EXPRESS 25460

$\Delta v_p (\text{GHz})$	132.5	212.0	265.1	318.1	397.8
$L_{B_{IR}}$ (mm)	2.8	1.7	1.4	1.1	1.0
$L_{B_{VIS}}$ (mm)	11.3	8.9	7.0	5.9	4.6
ρ_{exp} (mm)	4.0	5.2	5.0	5.4	4.6
Relative error (%)	17	8	4	13	4

Table 1. Experimental spectral compression factor and relative error with the theoretical compression factor.

nificant error on the experimental compression factor ρ_{exp} that can explain the high values of relative error. This assertion can be confirmed by studying the dispersion of the terms $L_{B_{IR}}\Delta v_p$ and $L_{B_{VIS}}\Delta v_p$ for the different measurements since these terms are constant regardless spacing between pumps. The relative standard deviation is 4.8 % in infrared domain and 9.2 % in visible domain confirming that the fit parameters of visible contrast are less accurate.

5. Conclusion

In this paper, we have experimentally studied the spectral filtering effect on the temporal coherence behavior of a broadband infrared source upconverted by a pump spectral doublet in a PPLN crystal. The coherence properties of the converted field have been investigated with a Mach-Zehnder interferometer. While each sample of the infrared source is merely transposed in the visible domain without changing its frequency width, we have shown that the converted samples move closer to each other. This results in a modification of the coherence properties of the converted wave.

We have led this experimental study in a simple case with a dual-line pump source to understand the involved phenomena. In a next study, we plan to convert a broadband infrared source using a frequency comb with more than two lines. Moreover, within the frame of low flux detection, it will be necessary to analyze the noise behavior when many SFG processes simultaneously occur in a same crystal.

Acknowledgments

This work has been financially supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES). Our thanks go to A. Dexet for the development and his advice for all the specific mechanical components.

#244263 © 2015 OSA Received 3 Jul 2015; revised 20 Aug 2015; accepted 21 Aug 2015; published 21 Sep 2015 5 Oct 2015 | Vol. 23, No. 20 | DOI:10.1364/OE.23.025450 | OPTICS EXPRESS 25461

15 Perspectives

Au vu des résultats expérimentaux que nous avons obtenus jusqu'ici avec l'interféromètre à somme de fréquences, cette alternative aux instruments d'imagerie haute résolution classiques en astronomie semble très prometteuse.

Par des études en laboratoire qui ont fait l'objet de plusieurs thèses, nous avons démontré qu'un tel instrument est bien capable de transposer le flux collecté par les télescopes vers une autre gamme spectrale, sans perdre l'information de cohérence temporelle et spatiale initialement portée par le rayonnement, que ce soit avec des puissances suffisamment importante pour travailler avec des détecteurs classiques, ou bien avec des flux très faibles, en régime de comptage de photons. Nous avons également montré la possibilité d'augmenter la sensibilité de l'instrument lors de la conversion d'une source infrarouge large bande en augmentant la bande spectrale convertie grâce à l'utilisation d'une source de pompe en peigne de fréquence.

Nous avons complété ces études de laboratoire par des missions aux observatoires du Mauna Kea à Hawaï, et du Mont Wilson en Califormie, où nous avons mis en évidence que l'instrument est suffisamment sensible pour convertir et détecter des flux issus d'étoiles allant jusqu'à la magnitude 3 dans la bande H (autour de 1550 nm).

Mon projet de recherche pour les cinq à dix ans à venir s'articule autour de deux grands axes.

Le premier axe de recherche concerne la montée en longueur d'onde de fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences. Des démonstrations de principe convaincantes ont été effectuées à 1550 nm. Ces démonstrations doivent maintenant être réalisées dans le moyen infrarouge, autour de 3,4 µm dans une première étape. Des premiers résultats encourageant ont été obtenus dans le cadre de la thèse de Ludovic SZEMENDERA. Une collaboration avec l'Université de Paderborn est déjà en place concernant l'utilisation de PPLN pour la conversion à ces longueurs d'onde. En parallèle, nous initions un partenariat avec FEMTO-ST⁴² à Besançon pour le développement de nouveaux composants PPLN pour la conversion de fréquence dans ces gammes de longueurs d'onde. Cette collaboration portera tant sur la caractérisation expérimentale de ces nouveaux composants dans nos laboratoires, que sur le développement de codes de calcul permettant de modéliser le processus de somme de fréquences qui s'y produit. Je serai directement responsable sur ce dernier point.

À plus long terme, je souhaite orienter mes activités de recherche vers une conversion de signaux autour de 10 μ m, là où l'interféromètre à somme de fréquences montre tout son potentiel. J'ai initié un premier contact avec Thalès R&T, qui développe des cristaux en arséniure de gallium à domaines périodiquement inversés, qui sont très prometteurs pour une conversion non-linéaire d'un signal dans le moyen infrarouge autour de 10 μ m. Un partenariat est fortement envisageable à terme.

Enfin, la conversion non-linéaire d'un rayonnement à 10 µm par une source de pompe à

^{42.} http://www.femto-st.fr/

1550 nm génère une onde convertie autour de 1342 nm. Se pose alors le problème de la détection efficace et peu bruitée de l'onde convertie. Nous débutons dans cette optique une collaboration avec Aurea Technology⁴³ pour travailler sur le développement d'un détecteur à comptage de photons performant dans cette gamme de longueurs d'onde.

Le deuxième axe de mon projet de recherche est l'ajout d'une fonctionnalité d'analyse spectrale à l'interféromètre à somme de fréquences, analogue au mode de fonctionnement en franges dispersées utilisé actuellement dans de nombreux recombinateurs [Mourard 11, Petrov 07]. L'utilisation d'une source laser de pompe multiraie permet la conversion de plusieurs échantillons spectraux dans le spectre infrarouge large bande de l'objet observé. Par une modulation temporelle contrôlée de la phase différentielle de chaque raie de pompe, il doit être possible de faire une analyse de la cohérence spatiale de l'objet résolue spectralement.

Ces différents points sont développés dans la suite de ce chapitre.

15.1 Montée en longueur d'onde : expérimentations en laboratoire à 3,39 μm

Afin de diminuer les difficultés technologiques dans le développement de l'interféromètre à somme de fréquences, nous avons choisi de travailler dans un premier temps autour de 1550 nm. Ce choix nous permet de bénéficier de composants optiques matures et facilement disponibles sur le marché. Bien entendu, notre instrument exploitera tout son potentiel dans des gammes de longueurs d'onde beaucoup plus élevées, autour de 10 µm, où les cibles astronomiques sont nombreuses (nuages de gaz et de poussières dans les environnements circumstellaires, naines brunes, exoplanètes...), et pour lesquelles les techniques d'imagerie haute résolution actuelles sont complexes et coûteuses.

Nous développons actuellement en laboratoire un interféromètre à somme de fréquences fonctionnant à 3,39 µm. Ces travaux de recherche sont effectués dans le cadre de la thèse de Ludovic SZEMENDERA. Il s'agit d'une étape intermédiaire avant le développement d'un instrument travaillant autour de 10 µm. Ce choix est motivé par deux raisons principales :

- bien que la longueur d'onde de 3,39 μm soit d'un intérêt moindre pour l'astronomie (le facteur de transmission de l'atmosphère à cette longueur d'onde n'est pas très élevé), elle est intéressante dans un premier temps pour une étude en laboratoire car des sources à cette longueur d'onde sont facilement disponibles (laser He-Ne);
- nous sommes toujours dans la bande de transparence du niobate de lithium, ce qui permet de continuer à utiliser ce type de composants, moyennant une modification de la période d'inversion du PPLN pour l'adapter à cette nouvelle longueur d'onde. Nous utilisons des PPLN fournis par l'Université de Paderborn, sur lesquels des guides ont été inscrits par diffusion de titane. Nous convertissons le rayonnement à 3,39 µm par un rayonnement de pompe issu d'une diode laser DFB à 1064 nm, ce qui crée une onde convertie à 810 nm.

En revanche, le passage d'un signal infrarouge de 1550 nm à 3,39 µm apporte de nouvelles contraintes expérimentales :

^{43.} http://aureatechnology.net/fr/

- tout d'abord, nous travaillons en dehors de la fenêtre de transparence de la silice. Les bancs expérimentaux doivent être adaptés pour travailler en espace libre au niveau de l'étage infrarouge. Les faisceaux sont acheminés par un jeu de miroirs jusqu'aux cristaux non-linéaires, et l'injection dans les guides se fait à l'aide de paraboles hors d'axe, qui ont l'avantage d'être achromatiques aux longueurs d'onde de travail. Nous nous situons à cette longueur d'onde dans l'infrarouge thermique, et subissons donc le rayonnement de corps noir des composants eux-mêmes;
- ensuite, les températures des cristaux non-linéaires nécessaires à un quasi-accord de phase aux longueurs d'onde mises en jeu se situent entre 100 et 150 °C, ce qui a nécessité le développement de nouveaux fours;
- enfin, la grande différence de longueur d'onde entre le signal et la pompe a nécessité le développement d'une architecture spécifique pour les PPLN (figure 15.1). Le guidage de l'onde à 3,39 µm sur le mode fondamental requiert l'utilisation de guides de dimensions transversales plus grandes. Afin de coupler au mieux le mode du faisceau de pompe dans le guide, il est injecté en contrapropagatif à l'aide d'une transition adiabatique (taper) de 5 mm qui adapte le mode du faisceau de pompe au guide. Un miroir chromatique est alors déposé sur l'autre face du cristal, la rendant antireflet à la longueur d'onde du signal, et totalement réfléchissante à la longueur d'onde de la pompe. C'est après réflexion sur ce miroir que le faisceau de pompe interagit avec le signal pour générer l'onde à 810 nm par somme de fréquences.



FIGURE 15.1 – Injection des champs dans le PPLN. Le faisceau de pompe est injecté en contrapropagatif et le mode spatial est adapté au guide à l'aide d'une transition adiabatique de 5 mm de long. La somme de fréquences avec l'onde signal à 3,39 µm a lieu lors de la seconde traversée de la pompe dans le guide.

Le schéma du banc de conversion de fréquence correspondant à un bras interférométrique unique est représenté sur la figure 15.2.

Cette étude de laboratoire est en cours. Le flux à 3,39 µm a d'ores et déjà été converti avec succès sur un seul bras de l'interféromètre. Nous devrions obtenir prochainement la génération d'un système de franges d'interférence en fort flux dans un premier temps, puis en régime de comptage de photons, en atténuant suffisamment le flux émis à 3,39 µm par le laser He-Ne. À





FIGURE 15.2 – Schéma d'un bras interférométrique du banc de conversion à 3,39 μ m. La propagation des faisceaux se fait en espace libre, et les flux sont injectés et collimatés avec des paraboles hors d'axe.

plus long terme, l'étude se dirigera principalement vers deux voies d'exploration :

- d'une part sur l'utilisation d'une source thermique à la place du laser He-Ne afin de se rapprocher des conditions d'observation réelles,
- d'autre part sur le développement de nouveaux composants non-linéaires, avec des combinaisons de longueurs d'onde pompe/signal/converti différentes, permettant une meilleure couverture de la bande astronomique L (3 à 4 µm).

15.2 De nouveaux cristaux non-linéaires pour une conversion nonlinéaire à 10 μm

Le potentiel de l'interféromètre à somme de fréquences dans le moyen infrarouge est directement lié aux performances des cristaux non-linéaires travaillant dans ce domaine de longueurs d'onde. Parmi les matériaux disponibles, les cristaux de OP-GaAs (Orientation-Patterned Gallium Arsenide) semblent extrêmement prometteurs pour notre application [Grisard 12a] :

- tout d'abord, le matériau est transparent de 1 à 16 μm (la bande de transparence du niobate de lithium s'arrête vers 4,5 μm), avec une absorption inférieure à 2% /cm, ce qui permet d'envisager la conversion par somme de fréquences d'un rayonnement à 10 μm par une onde de pompe à 1550 nm tout en générant un signal à 1342 nm;
- un des coefficients non-linéaires d'ordre 2 de l'arséniure de gallium est très élevé : $d_{14} = 94 \text{ pm/V}$ à 4 µm [Skauli 02], soit environ cinq fois plus que le coefficient nonlinéaire d_{33} du niobate de lithium. Cependant, tout comme le niobate de lithium, l'arséniure de gallium étant un matériau isotrope, il n'est pas possible d'effectuer un accord de phase par biréfringence. Ce n'est pas non plus un matériau ferroélectrique, les techniques classiques d'inversion de domaines telles que celles utilisées pour les PPLN ne sont pas applicables ici. En revanche, des techniques de croissance des cristaux par épitaxie hybride en phase vapeur ont été mises au point [Grisard 12b] pour réaliser des cristaux dont la non-linéarité est périodiquement inversée, et permettant une conversion nonlinéaire efficace par quasi-accord de phase. Il est ainsi possible de produire des cristaux non-linéaires jusqu'à 0,5 mm d'épaisseur, sur plusieurs centimètres de long;

- en raison de la symétrie de type 43m de l'arséniure de gallium, il est possible de faire travailler l'onde de pompe sur une polarisation perpendiculaire à celle du signal à convertir et de l'onde convertie [Vodopyanov 04], tout en utilisant le fort coefficient non-linéaire d₁₄. En polarisant le faisceau de pompe suivant l'axe cristallographique [001] du cristal non-linéaire, la composante du signal polarisée suivant l'axe [110] sera convertie par somme de fréquences pour donner une onde elle aussi polarisée suivant l'axe [110]. Cette caractéristique peut être extrêmement intéressante pour améliorer le rapport signal sur bruit;
- il est maintenant possible d'utiliser des guides d'onde sur des cristaux de OP-GaAs, y compris en technologie ridge pour un bon confinement des champs et une conversion non-linéaire efficace [Fedorova 13]. Les pertes de ces guides sont cependant actuellement encore élevées : 2,1 dB/cm. Elles sont dues d'une part à la diffusion par les interfaces de faible qualité des domaines d'inversion, d'autre part à un couplage des modes du guide vers l'extérieur par diffraction à cause des ondulations du guide inhérentes à sa technique de fabrication. On peut cependant espérer une amélioration sur ce point dans les années à venir;
- enfin, la conductivité thermique des cristaux de OP-GaAs est égale à 52 W/m·K (valeur dix fois supérieure à celle du niobate de lithium), ce qui facilitera l'asservissement en température nécessaire au contrôle du quasi-accord de phase.

Ces cristaux sont très utilisés actuellement dans des OPO pour obtenir des sources laser dans le moyen infrarouge, en impulsionnel [Vodopyanov 04] ou en continu, en particulier pour la détection de gaz dans des applications spectroscopiques [Vasilyev 08]. Ils ont également un fort potentiel pour la conversion de rayonnements dans le moyen infrarouge vers le proche infrarouge par notre interféromètre à somme de fréquences.

Afin de vérifier l'utilisation possible de ces cristaux non-linéaires pour notre application spécifique, j'ai effectué quelques simulations numériques. J'ai pour cela modifié légèrement le code de calcul que j'avais développé pour les PPLN, en prenant en compte les équations de Sellmeier de l'arséniure de gallium [Skauli 03]. Les simulations ont été effectuées dans les conditions suivantes :

- cristaux de OP-GaAs de 20 mm de long,
- période d'inversion $\Lambda = 32,649$ μm pour obtenir la conversion d'un flux signal à $\lambda_s = 10$ μm par une onde de pompe à $\lambda_p = 1550$ nm avec un maximum d'efficacité à la température de 30 °C. Dans ces conditions, la longueur d'onde du champ converti est alors égale à $\lambda_c = 1342$ nm.

La figure 15.3 représente l'efficacité de conversion normalisée du processus non-linéaire en fonction des longueurs d'onde pompe et signal. On vérifie que l'efficacité de conversion d'un rayonnement signal à 10 µm par une pompe à 1550 nm est bien maximal. De manière similaire, nous pouvons considérer que la courbe représentant le maximum d'efficacité de conversion est ici linéaire. Sa pente en longueur d'onde est égale à p = -0,075, ce qui correspond à une pente en fréquence de

$$b = p \cdot \frac{\overline{\lambda_s^2}}{\overline{\lambda_p^2}} = -3,13$$

Cette pente donne un facteur de compression égal à :

$$\rho = \left|\frac{1}{1+b}\right| = 0,47$$

La valeur de ρ inférieure à 1 indique que nous avons affaire ici plutôt à une dilatation spectrale. Il semblerait donc que les échantillons spectraux à $\lambda_c = 1342$ nm soient deux fois plus éloignés en fréquence que les échantillons spectraux de départ dans le spectre autour de 10 µm.



FIGURE 15.3 – Longueur d'onde de pompe permettant une conversion de fréquence avec une efficacité maximale en fonction de la longueur d'onde signal à convertir pour un cristal de OP-GaAs de pas d'inversion $\Lambda = 32,649 \ \mu m$.

La figure 15.4 représente l'efficacité de conversion normalisée en fonction de la longueur d'onde du signal à convertir autour de 10 µm, pour une onde de pompe monochromatique à 1550 nm. L'acceptance spectrale, définie comme la largeur à mi-hauteur du lobe central de la fonction, est égale à $\Delta \lambda_{s,acc} = 15$ nm. Bien que cette valeur semble importante par rapport à l'acceptance spectrale que nous avions par exemple avec les PPLN de chez NTT utilisés pour la conversion du signal à 1550 nm (0,6 nm), rapportée en fréquence, cette acceptance spectrale n'est plus égale qu'à $\Delta \nu_{s,acc} = 45$ GHz du fait de la longueur d'onde élevée du rayonnement. Cette valeur est à comparer avec l'acceptance spectrale en fréquence des PPLN NTT, qui était égale à 75 GHz autour de 1550 nm.

L'acceptance spectrale en fréquence étant plus petite lorsque l'on souhaite convertir un rayonnement dans le moyen infrarouge que dans le proche infrarouge, il sera donc possible de rapprocher les raies de pompe d'un facteur 1,7, sans qu'il y ait superposition spectrale des échantillons convertis. D'autre part, chaque échantillon spectral converti à 1342 nm a également une largeur à mi-hauteur de 45 GHz. Dans ces conditions, l'enveloppe triangulaire de la fonction de visibilité aura une largeur totale égale à plus de 13 mm, facilitant ainsi la recherche des franges d'interférence.



FIGURE 15.4 – Efficacité de conversion normalisée pour un rayonnement signal autour de 10 µm dans un cristal de OP-GaAs de pas d'inversion $\Lambda = 32,649$ µm et une onde de pompe monochromatique à 1550 nm.

Les cristaux de OP-GaAs semblent donc être de très bons candidats pour un fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences dans le moyen infrarouge, autour de 10 μ m. À noter toutefois que les simulations effectuées ici considèrent le matériau massif, et n'intègrent pas les effets de la dispersion chromatique liés au guide d'onde. Ce point sera à prendre en compte pour les études ultérieures.

15.3 Vers une analyse spectrale par une modulation de chemin optique pour chaque raie de pompe

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'utilisation d'une source de pompe multiraie permet d'élargir la bande spectrale convertie, et donc augmente la sensibilité de l'instrument. Il est cependant nécessaire de synchroniser les différents systèmes d'interférence créés par chaque échantillon spectral converti. Cette synchronisation peut se faire en ajoutant des lignes à retard fibrées sur chaque pompe. Nous travaillons ensuite autour de la différence de marche nulle, là où le contraste est maximum. La visualisation des franges se fait temporellement à l'aide d'un modulateur de phase placé sur un des bras de l'interféromètre. Dans cette configuration, tous les échantillons spectraux convertis apportent de l'information à la mesure du contraste des franges d'interférence.

Il est également possible de faire fonctionner l'interféromètre à somme de fréquences en mode spectroscopique. La source de pompe multiraie n'est alors pas utilisée pour améliorer la sensibilité de l'instrument, mais pour effectuer une mesure du contraste des systèmes d'interférence à des fréquences différentes, associées chacune à un échantillon spectral. Ce mode de fonctionnement est rendu possible par le fait que le processus non-linéaire de somme de fréquences conserve le terme de phase. Ainsi, nous pouvons moduler la différence de chemin

optique entre les bras de l'interféromètre soit sur une voie infrarouge comme cela a été le cas jusqu'à présent, soit au niveau de chaque source composant la source de pompe multiraie, comme le montre l'exemple de la figure 15.5, où quatre sources de pompe sont utilisées.



FIGURE 15.5 – Modulation du chemin optique au niveau de chaque source composant la pompe multiraie. Les rampes de tension appliquées aux modulateurs de phase ont des pentes différentes. Les lignes à retard sont utilisées pour synchroniser préalablement les systèmes de franges d'interférence.

Nous devons appliquer sur chaque modulateur de phase une tension de commande fonction du temps sous la forme d'une rampe, dont la pente est propre à chaque pompe. Nous pouvons alors fixer le nombre de franges d'interférence dans la trame temporelle de manière indépendante pour chaque pompe. L'analyse de FOURIER de la trame temporelle fera alors apparaître autant de pic de modulation qu'il y a d'échantillons spectraux analysés (chacun par une raie de pompe particulière). La mesure du contraste des franges d'interférence pourra alors se faire pour chaque échantillon spectral.

Pour illustrer, considérons un cas simple où quatre raies de pompe monochromatiques convertissent individuellement quatre échantillons spectraux dans le spectre infrarouge large bande de l'objet à analyser. Nous supposons que les contrastes associés à chaque bande spectrale sont très différents, et nous choisissons arbitrairement les valeurs de contraste égales à 1, 0.5, 0.8 et 0.2 pour chacun des échantillons spectraux. La figure 15.6a représente les systèmes de franges d'interférence générés sur une trame de 100 ms. Le nombre de franges par trame pour chaque interférogramme ne dépend que de la pente de la rampe de tension utilisée pour le modulateur de phase. Nous avons choisi également arbitrairement les valeurs : 22, 24, 26 et 28 franges par trame ⁴⁴.

La figure 15.6b représente le signal temporel résultant de la somme incohérente des quatre systèmes de franges. L'analyse spectroscopique est alors réalisée à partir de la transformée de FOURIER de ce signal temporel. La figure 15.7 représente une partie du module du spectre de la trame temporelle. L'axe des abscisses n'est pas gradué en Hz, mais en canaux spectraux. Chaque canal spectral correspond donc à un « nombre de franges par trame ». L'amplitude de chaque composante spectrale est directement liée au contraste du système d'interférence qui

^{44.} Pour des raisons de traitement du signal, ces valeurs doivent tout de même rester entières.

15.3. Vers une analyse spectrale par une modulation de chemin optique pour chaque raie de pompe



(a) Tracé des quatre systèmes de franges associés à chaque échantillon spectral.

(b) Signal temporel obtenu sur une trame de 100 ms.

FIGURE 15.6 – Superposition de quatre systèmes de franges incohérents entre eux, de contraste différents, et ayant chacun un nombre entier de franges sur la trame différent.

en est à l'origine associé à un échantillon spectral.



FIGURE 15.7 – Analyse spectrale d'une trame temporelle. L'axe des abscisses correspond aux échantillons spectraux de la transformée de FOURIER rapide. Le module du spectre a été normalisé par rapport au pic du canal 22.

À noter qu'il est fort probable que les pics de modulation dans le spectre subissent un élargissement dû aux turbulences atmosphériques, comme cela à été évoqué page 192 (en particulier la figure 13.14b). Il sera donc nécessaire d'éloigner suffisamment chaque pic de modulation dans le spectre afin de pouvoir l'intégrer sur plusieurs canaux spectraux. Cet éloignement spectral pourra être contrôlé simplement en ajustant les pentes des rampes de tension commandant les modulateurs de phase piézoélectriques.

Chapitre 15. Perspectives

Les lignes à retard permettront la synchronisation des systèmes de franges d'interférence en appliquant une différence de marche statique⁴⁵, tandis que les modulateurs de phase sont à l'origine de la visualisation temporelle des franges d'interférence grâce à une tension de commande périodique de type rampe. Dans la pratique, ces deux fonctionnalités pourront être assurées uniquement par des modulateurs de phase piézoélectriques, où au signal de commande variable dans le temps, sera ajouté une composante continue.

Nous disposons ainsi d'un instrument très polyvalent grâce à l'utilisation de composants entièrement fibrés. On pourrait très facilement basculer d'un fonctionnement avec un maximum de sensibilité en alimentant tous les modulateurs de phase avec la même rampe de tension, à un fonctionnement donnant accès à la résolution spectrale en reconfigurant les rampes de tension pour leur donner des pentes différentes. Pour cela, nous pouvons nous appuyer sur le savoir-faire acquis par l'équipe depuis plus de vingt ans quant à l'utilisation de composants fibrés dans un contexte interférométrique dédié à l'imagerie haute résolution en astronomie. D'autre part, les recherches que nous avons menées sur l'hypertélescope temporel nous ont donné une forte expérience dans le contrôle et l'asservissement simultané de la longueur de plusieurs bras interférométriques. Nous avons développé des techniques basées notamment sur l'utilisation d'algorithmes génétiques pour maîtriser la longueur des bras d'un interféromètre à huit voies avec une résolution inférieure à 30 nm en régime de comptage de photons [Bouyeron 14].

Une première étude en laboratoire de ce nouveau mode de fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences spectralement résolvant sera réalisée dans le cadre de la thèse de Hervé BOULOGNE qui débute en novembre 2015.

^{45.} Cette différence de marche est inférieure à la longueur d'onde de la pompe du fait de la très grande longueur de cohérence des raies de pompe mises en jeu.

[Alleman 95]	J. J. Alleman, F. Reynaud & P. Connes. <i>Fiber-linked telescope array : des-cription and laboratory tests of a two-channel prototype</i> . Appl. Opt., vol. 34, no. 13, pages 2284–2294, May 1995.
[Alouini 98]	M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet & A. Le Floch. <i>Dual tunable wavelength Er:Yb:Glass laser for terahertz beat frequency generation.</i> IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, no. 11, pages 1554–1556, 1998.
[Ayers 88]	G. R. Ayers, M. J. Northcott & J. C. Dainty. <i>Knox-Thompson and triple-correlation imaging through atmospheric turbulence</i> . J. Opt. Soc. Am. A, vol. 5, no. 7, pages 963–985, July 1988.
[Baril 10]	Marc Baril, Olivier Lai, George Zahariade, Flora Bouchacourt, Guy Per- rin, Pierre Fedou & Julien Woillez. 'OHANA-Iki : a test-bed for the 'OHANA beam combiner and delay line at CFHT. In Optical and Infra- red Interferometry, volume II, page 77342C, San Diego, California, USA, July 2010. 00000.
[Born 99]	Max Born & Emil Wolf. Principles of optics. CUP Archive, October 1999.
[Bouyeron 12]	L. Bouyeron, L. Delage, L. Grossard & F. Reynaud. <i>Co-phasing of a dilu- ted aperture synthesis instrument for direct imaging : Experimental demons-</i> <i>tration on a temporal hypertelescope</i> . Astronomy & Astrophysics, vol. 545, page A18, September 2012.
[Bouyeron 14]	L. Bouyeron, L. Delage, R. Baudoin, J. T. Gomes, L. Grossard & F. Rey- naud. <i>Co-phasing of a diluted aperture synthesis instrument for direct ima-</i> <i>ging. II. Experimental demonstration in the photon-counting regime with a</i> <i>temporal hypertelescope.</i> Astronomy and Astrophysics, vol. 567, page 87, July 2014.
[Boyd 08]	Robert W. Boyd. Nonlinear Optics. Academic Press, Amsterdam; Boston, 3 edition, May 2008. 09740.
[Brown 56a]	R. Hanbury Brown & R. Q. Twiss. <i>Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light</i> . Nature, vol. 177, no. 4497, pages 27–29, January 1956.
[Brown 56b]	R. Hanbury Brown & R. Q. Twiss. <i>A Test of a New Type of Stellar Interfero-</i> <i>meter on Sirius</i> . Nature, vol. 178, no. 4541, pages 1046–1048, November 1956.
[Brown 74]	R. Hanbury Brown, J. Davis & L. R. Allen. <i>The angular diameters of 32 stars</i> . Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 167, pages 121–136, April 1974.
[Brummelaar 05]	T. A. ten Brummelaar, H. A. McAlister, S. T. Ridgway, Jr W. G. Bagnuolo, N. H. Turner, L. Sturmann, J. Sturmann, D. H. Berger, C. E. Ogden,

	R. Cadman, W. I. Hartkopf, C. H. Hopper & M. A. Shure. <i>First Results from the CHARA Array. II. A Description of the Instrument</i> . ApJ, vol. 628, no. 1, page 453, July 2005.
[Brustlein 08]	S. Brustlein, L. Del Rio, A. Tonello, L. Delage, F. Reynaud, H. Herr- mann & W. Sohler. <i>Laboratory Demonstration of an Infrared-to-Visible Up-</i> <i>Conversion Interferometer for Spatial Coherence Analysis</i> . Phys. Rev. Lett., vol. 100, no. 15, page 153903, April 2008. Copyright (C) 2010 The Ame- rican Physical Society; Please report any problems to prola@aps.org.
[Campins 10]	Humberto Campins, Kelsey Hargrove, Noemi Pinilla-Alonso, Ellen S Howell, Michael S Kelley, Javier Licandro, T Mothé-Diniz, Y Fernández & Julie Ziffer. <i>Water ice and organics on the surface of the asteroid</i> 24 <i>Themis</i> . Nature, vol. 464, no. 7293, pages 1320–1321, April 2010.
[Chevalier 14]	Luc Chevalier, Pierre-Jérôme Adjedj & Pédaginnov. <i>Une expérience de classe inversée à Paris-Est</i> . Technologie, no. 194, pages 26–37, December 2014. 00000.
[Coen 01]	Stéphane Coen, Alvin Hing Lun Chau, Rainer Leonhardt, John D. Harvey, Jonathan C. Knight, William J. Wadsworth & Philip St. J. Russell. <i>White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber</i> . Optics Letters, vol. 26, no. 17, page 1356, September 2001. 00333.
[Coudé du Foresto 92]	V. Coudé du Foresto & S. T. Ridgway. <i>Fluor - a Stellar Interferometer Using Single-Mode Fibers</i> . In European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, volume 39, page 731, March 1992.
[Coude du Foresto 97]	V. Coude du Foresto, S. Ridgway & JM. Mariotti. <i>Deriving object visibi- lities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer</i> . Astro- nomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 121, no. 2, pages 379– 392, February 1997. 00205.
[Coudé du Foresto 00]	V. Coudé du Foresto, M. Faucherre, N. Hubin & P. Gitton. <i>Using single-mode fibers to monitor fast Strehl ratio fluctuations</i> . Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 145, no. 2, pages 305–310, August 2000.
[Coudé du Foresto 03]	Vincent Coudé du Foresto, Pascal J. Borde, Antoine Merand, Cy- rille Baudouin, Antonin Remond, Guy S. Perrin, Stephen T. Ridgway, Theo A. ten Brummelaar & Harold A. McAlister. <i>FLUOR fibered beam</i> <i>combiner at the CHARA array</i> . Proceedings of SPIE, vol. 4838, pages 280– 285, February 2003.
[Del Rio 08]	L. Del Rio, M. Ribiere, L. Delage & F. Reynaud. <i>First demonstration of a temporal coherence analysis through a parametric interferometer</i> . Optics Communications, vol. 281, no. 10, pages 2722–2726, May 2008.
[Del Rio 09]	Louis Del Rio. <i>Utilisation d'un processus d'optique non linéaire en somme de fréquences dans le cadre de l'optique cohérente appliquée à l'imagerie haute résolution</i> . PhD thesis, Limoges, 2009.
[Delage 00a]	L. Delage & F. Reynaud. <i>Analysis and control of polarization effects on phase closure and image acquisition in a fibre-linked three-telescope stellar interferometer</i> . J. Opt. A : Pure Appl. Opt., vol. 2, no. 2, page 147, March 2000.

[Delage 00b]	Laurent Delage, François Reynaud & André Lannes. <i>Laboratory imaging stellar interferometer with fiber links</i> . Appl. Opt., vol. 39, no. 34, pages 6406–6420, December 2000.
[Dufour 14]	Héloïse Dufour. <i>La classe inversée</i> . Technologie, no. 193, pages 44–47, October 2014. 00000.
[Fedorova 13]	K. A. Fedorova, A. D. McRobbie, G. S. Sokolovskii, P. G. Schunemann & E. U. Rafailov. <i>Second harmonic generation in a low-loss orientation-</i> <i>patterned GaAs waveguide</i> . Optics Express, vol. 21, no. 14, page 16424, July 2013. 00002.
[Fejer 92]	M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt & R.L. Byer. <i>Quasi-phase-matched second harmonic generation : tuning and tolerances</i> . Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 28, no. 11, pages 2631–2654, 1992.
[Fizeau 68]	H. Fizeau. Académie des sciences (France). Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences / publiés par MM. les secrétaires per- pétuels. 1835-1965, pp 932–934, 1868.
[Froehly 81]	C. Froehly. <i>Coherence and interferometry through optical fibers</i> . In Proceeding of the ESO Conference on "Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths", pages 285–293, Garching, 1981.
[Gerchberg 72]	R. W. Gerchberg & W. O. Saxton. <i>A practical algorithm for the determina-</i> <i>tion of phase from image and diffraction plane pictures</i> . Optik (Stuttgart), vol. 35, no. 2, pages 237–246, 1972.
[Gomes 13]	Jean-Thomas Gomes. <i>Mise en place de processus de génération de somme de fréquences optiques large bande dediés à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie :</i> . thesis, Université de Limoges, 2013.
[Gräfe 13]	C. Gräfe & S. Wolf. <i>Mid-infrared observations of the circumstellar disks around PDS 66 and CRBR 2422.8-3423</i> . Astronomy & Astrophysics, vol. 552, page A88, April 2013.
[Grisard 12a]	A. Grisard, F. Gutty, E. Lallier, B. Gérard & J. Jimenez. <i>Fabrication and applications of orientation-patterned gallium arsenide for mid-infrared gene-ration.</i> physica status solidi (c), vol. 9, no. 7, pages 1651–1654, July 2012. 00004.
[Grisard 12b]	Arnaud Grisard, Eric Lallier & Bruno Gérard. <i>Quasi-phase-matched gal-</i> <i>lium arsenide for versatile mid-infrared frequency conversion</i> . Optical Mate- rials Express, vol. 2, no. 8, page 1020, August 2012. 00011.
[Högbom 74]	J. A. Högbom. <i>Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of In-</i> <i>terferometer Baselines</i> . Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 15, page 417, June 1974.
[Huss 01]	G. Huss, F. Reynaud & L. Delage. <i>An all guided three-arm interferometer for stellar interferometry</i> . Optics Communications, vol. 196, no. 1-6, pages 55–62, September 2001.
[Huss 05]	G. Huss, P. Leproux, F. Reynaud & V. Doya. <i>Spatial filtering efficiency of single-mode optical fibers for stellar interferometry applications : phenomeno-logical and numerical study.</i> Optics Communications, vol. 244, no. 1-6, pages 209–217, January 2005.

[Jennison 58]	R. C. Jennison. A phase sensitive interferometer technique for the measu- rement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 118, page 276, 1958.
[Johnson 74]	M. A. Johnson, A. L. Betz & C. H. Townes. <i>10-um Heterodyne Stellar In-</i> <i>terferometer</i> . Phys. Rev. Lett., vol. 33, no. 27, pages 1617–1620, December 1974. 00000.
[Jundt 97]	Dieter H. Jundt. <i>Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, ne, in congruent lithium niobate</i> . Opt. Lett., vol. 22, no. 20, pages 1553–1555, October 1997.
[Knight 96]	J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell & D. M. Atkin. <i>All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding</i> . Optics Letters, vol. 21, no. 19, page 1547, October 1996. 03089.
[Koechner 88]	W. Koechner. Solid-state laser engineering. Springer-Verlag, New York, 1988.
[Le Bouquin 11]	JB. Le Bouquin, JP. Berger, B. Lazareff, G. Zins, P. Haguenauer, L. Jo- cou, P. Kern, R. Millan-Gabet, W. Traub, O. Absil, JC. Augereau, M. Be- nisty, N. Blind, X. Bonfils, P. Bourget, A. Delboulbe, P. Feautrier, M. Ger- main, P. Gitton, D. Gillier, M. Kiekebusch, J. Kluska, J. Knudstrup, P. Labeye, JL. Lizon, JL. Monin, Y. Magnard, F. Malbet, D. Maurel, F. Ménard, M. Micallef, L. Michaud, G. Montagnier, S. Morel, T. Mou- lin, K. Perraut, D. Popovic, P. Rabou, S. Rochat, C. Rojas, F. Rous- sel, A. Roux, E. Stadler, S. Stefl, E. Tatulli & N. Ventura. <i>PIONIER</i> : <i>a</i> 4-telescope visitor instrument at VLTI. Astronomy and Astrophysics, vol. 535, page A67, November 2011. 00102.
[Lescoart 94]	G. Lescoart, R. Muller & G. L. Bourdet. <i>Phase coupling of a linear array</i> of 9 square CO_2 cw wave guide lasers by intra-cavity spatial filtering. Optics Comm., vol. 108, pages 289–296, 1994.
[Lesvigne-Buy 08]	Christelle Lesvigne-Buy. <i>Conversions non-linéaires et élargissements spec-</i> <i>traux dans les fibres optiques microstructurées :.</i> thesis, Université de Li- moges, 2008. 00000.
[Longueteau 02]	Emmanuel Longueteau. <i>Synthèse d'ouverture à 3 télescopes Etude et ca-</i> <i>ractérisation des sources d'erreurs sur les données interférométriques</i> . thesis, Université de Limoges, Limoges, 2002.
[Longueteau 03]	Emmanuel Longueteau, Laurent Delage & François Reynaud. <i>Valida-</i> <i>tion of photon noise correction using the OAST stellar interferometer bread-</i> <i>board</i> . Optics Communications, vol. 217, no. 1–6, pages 75–83, March 2003.
[Louisell 61]	W. H. Louisell, A. Yariv & A. E. Siegman. <i>Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Processes. I.</i> Phys. Rev., vol. 124, no. 6, pages 1646–1654, December 1961.
[Menard 96]	S. Menard, M. Vampouille, B. Colombeau & C. Froehly. <i>Highly efficient phase locking and extracavity coherent combination of two diode-pumped Nd:YAG laser beams.</i> Opt. Lett., vol. 21, no. 24, pages 1996–1998, 1996.

[Michelson 91]	A. A. Michelson. <i>Measurement of Jupiter's Satellites by Interference</i> . Publications of the Astronomical Society of the Pacific, vol. 3, pages 274–278, September 1891. 00078.
[Michelson 21]	A. A. Michelson & F. G. Pease. <i>Measurement of the diameter of alpha Orio-</i> <i>nis with the interferometer.</i> The Astrophysical Journal, vol. 53, page 249, May 1921.
[Misell 73a]	D. L. Misell. <i>An examination of an iterative method for the solution of the phase problem in optics and electron optics. I : Test calculations.</i> J. Phys. D, vol. 6, pages 2200–2216, 1973.
[Misell 73b]	D. L. Misell. <i>An examination of an iterative method for the solution of the phase problem in optics and electron optics. II : Sources of errors.</i> J. Phys. D, vol. 6, pages 2217–2225, 1973.
[Misell 73c]	D. L. Misell. <i>A method for the solution of the phase problem in electron microscopy</i> . J. Phys. D, vol. 6, pages L6–L9, 1973.
[Monnier 03]	John D. Monnier. <i>Optical interferometry in astronomy</i> . Rep. Prog. Phys., vol. 66, no. 5, page 789, May 2003.
[Mourard 11]	D. Mourard, Ph. Bério, K. Perraut, R. Ligi, A. Blazit, J. M. Clausse, N. Nardetto, A. Spang, I. Tallon-Bosc, D. Bonneau, O. Chesneau, O. De- laa, F. Millour, P. Stee, J. B. Le Bouquin, T. ten Brummelaar, C. Farring- ton, P. J. Goldfinger & J. D. Monnier. <i>Spatio-spectral encoding of fringes</i> <i>in optical long-baseline interferometry : Example of the 3T and 4T recombi-</i> <i>ning mode of VEGA/CHARA</i> . Astronomy & Astrophysics, vol. 531, page A110, July 2011.
[Ménard 97]	S. Ménard. Couplage et combinaison de lasers YAG/Nd pompés par diodes lasers : fonctionnement en régimes continu et pulsé à modes bloqués. PhD thesis, Université de Limoges, 1997.
[Olivier 07]	Serge Olivier, Laurent Delage, Francois Reynaud, Virginie Collomb, Mi- chel Trouillon, Jerome Grelin, Isabelle Schanen, Vincent Minier, Jean- Emmanuel Broquin, Cyril Ruilier & Bruno Leone. <i>MAFL experiment :</i> <i>development of photonic devices for a space-based multiaperture fiber-linked</i> <i>interferometer</i> . Appl. Opt., vol. 46, no. 6, pages 834–844, February 2007.
[Pedersen 95]	C. Pedersen, P. Lichtenber Hansen, T. Skettrup & P. Buchhave. <i>Diode-</i> <i>pumped single-frequency</i> Nd :YVO ₄ <i>laser with a set of coupled resonators</i> . Opt. Lett., vol. 20, no. 12, pages 1389–1391, 1995.
[Pedersen 96]	C. Pedersen & T. Skettrup. <i>Laser modes and threshold conditions in N-</i> <i>mirror resonators</i> . J. Opt. Soc. Am B, vol. 13, no. 5, pages 926–937, 1996.
[Perrin 03]	G. Perrin. <i>Subtracting the photon noise bias from single-mode optical inter-</i> <i>ferometer visibilities</i> . Astronomy and Astrophysics, vol. 398, no. 1, pages 385–390, January 2003.
[Petrov 07]	R. G. Petrov, F. Malbet, G. Weigelt, P. Antonelli, U. Beckmann, Y. Bres- son, A. Chelli, M. Dugué, G. Duvert, S. Gennari, L. Glück, P. Kern, S. La- garde, E. Le Coarer, F. Lisi, F. Millour, K. Perraut, P. Puget, F. Rantakyrö, S. Robbe-Dubois, A. Roussel, P. Salinari, E. Tatulli, G. Zins, M. Accardo, B. Acke, K. Agabi, E. Altariba, B. Arezki, E. Aristidi, C. Baffa, J. Behrend,

	T. Blöcker, S. Bonhomme, S. Busoni, F. Cassaing, JM. Clausse, J. Colin, C. Connot, A. Delboulbé, A. Domiciano de Souza, T. Driebe, P. Feau- trier, D. Ferruzzi, T. Forveille, E. Fossat, R. Foy, D. Fraix-Burnet, A. Gal- lardo, E. Giani, C. Gil, A. Glentzlin, M. Heiden, M. Heininger, O. Her- nandez Utrera, KH. Hofmann, D. Kamm, M. Kiekebusch, S. Kraus, D. Le Contel, JM. Le Contel, T. Lesourd, B. Lopez, M. Lopez, Y. Ma- gnard, A. Marconi, G. Mars, G. Martinot-Lagarde, P. Mathias, P. Mège, JL. Monin, D. Mouillet, D. Mourard, E. Nussbaum, K. Ohnaka, J. Pa- checo, C. Perrier, Y. Rabbia, S. Rebattu, F. Reynaud, A. Richichi, A. Ro- bini, M. Sacchettini, D. Schertl, M. Schöller, W. Solscheid, A. Spang, P. Stee, P. Stefanini, M. Tallon, I. Tallon-Bosc, D. Tasso, L. Testi, F. Vakili, O. von der Lühe, JC. Valtier, M. Vannier & N. Ventura. <i>AMBER, the</i> <i>near-infrared spectro-interferometric three-telescope VLTI instrument</i> . Astro- nomy & Astrophysics, vol. 464, no. 1, page 12, 2007.
[Readhead 88]	A. C. S. Readhead, T. S. Nakajima, T. J. Pearson, G. Neugebauer, J. B. Oke & W. L. W. Sargent. <i>Diffraction-limited imaging with ground-based optical telescopes</i> . The Astronomical Journal, vol. 95, pages 1278–1296, April 1988.
[Reynaud 92]	F. Reynaud, J. J. Alleman & P. Connes. <i>Interferometric control of fiber lengths for a coherent telescope array</i> . Appl. Opt., vol. 31, no. 19, pages 3736–3743, July 1992. 00043.
[Roddier 93]	C. Roddier & F. Roddier. <i>Combined approach to the Hubble Space Telescope wave-front distorsion analysis</i> . Applied Optics, vol. 32, no. 16, pages 2992–3008, 1993.
[Shaklan 87]	Stuart B. Shaklan & Francois Roddier. <i>Single-mode fiber optics in a long-baseline interferometer</i> . Appl. Opt., vol. 26, no. 11, pages 2159–2163, June 1987. 00069.
[Shaklan 88]	Stuart Shaklan & Francois Roddier. <i>Coupling starlight into single-mode fiber optics</i> . Appl. Opt., vol. 27, no. 11, pages 2334–2338, June 1988. 00139.
[Simohamed 97]	L. M. Simohamed & F. Reynaud. <i>A 2 m stroke optical fibre delay line</i> . Pure Appl. Opt., vol. 6, no. 4, page L37, July 1997.
[Simohamed 99a]	L. M. Simohamed, L. Delage & F. Reynaud. <i>Polarization control in a large-stroke optical fiber delay line</i> . Opt. Lett., vol. 24, no. 2, pages 95–97, January 1999.
[Simohamed 99b]	L. M Simohamed & F Reynaud. <i>Characterisation of the dispersion evolution versus stretching in a large stroke optical fibre delay line</i> . Optics Communications, vol. 159, no. 1–3, pages 118–128, January 1999.
[Skauli 02]	T. Skauli, K. L. Vodopyanov, T. J. Pinguet, A. Schober, O. Levi, L. A. Eyres, M. M. Fejer, J. S. Harris, B. Gerard, L. Becouarn, E. Lallier & G. Arisholm. <i>Measurement of the nonlinear coefficient of orientation-</i> <i>patterned GaAs and demonstration of highly efficient second-harmonic gene-</i> <i>ration</i> . Optics Letters, vol. 27, no. 8, page 628, April 2002. 00124.
[Skauli 03]	T. Skauli, P. S. Kuo, K. L. Vodopyanov, T. J. Pinguet, O. Levi, L. A. Eyres, J. S. Harris, M. M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn & E. Lallier. <i>Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics</i> . Journal

	of Applied Physics, vol. 94, no. 10, pages 6447–6455, November 2003. 00141.
[Skilling 84]	J. Skilling & R. K. Bryan. <i>Maximum entropy image reconstruction : general algorithm</i> . MNRAS, vol. 211, no. 1, pages 111–124, January 1984.
[Stolen 87]	R. H. Stolen & H. W. K. Tom. <i>Self-organized phase-matched harmonic generation in optical fibers</i> . Optics Letters, vol. 12, no. 8, page 585, August 1987. 00506.
[Tehranchi 08]	Amirhossein Tehranchi & Raman Kashyap. Design of Novel Unapodi- zed and Apodized Step-Chirped Quasi-Phase Matched Gratings for Broadband Frequency Converters Based on Second-Harmonic Generation. J. Lightwave Technol., vol. 26, no. 3, pages 343–349, February 2008.
[Thew 08]	R. T. Thew, H. Zbinden & N. Gisin. <i>Tunable upconversion photon detector</i> . Applied Physics Letters, vol. 93, no. 7, page 071104, 2008. 00049.
[Tombelaine 07]	Vincent Tombelaine. <i>Etude de rayonnements à large bande spectrale induits dans les fibres optiques microstructurées air-silice :</i> . thesis, Université de Limoges, 2007.
[Vasilyev 08]	Sergey Vasilyev, Stephan Schiller, Alexander Nevsky, Arnaud Grisard, David Faye, Eric Lallier, Z. Zhang, A. J. Boyland, J. K. Sahu, M. Ib- sen & W. A. Clarkson. <i>Broadly tunable single-frequency cw mid-infrared</i> <i>source with milliwatt-level output based on difference-frequency generation in</i> <i>orientation-patterned GaAs</i> . Optics Letters, vol. 33, no. 13, page 1413, July 2008. 00024.
[Vergnole 05]	Sébastien Vergnole. <i>Nouveaux interféromètres large bande pour l'imagerie haute résolution : interféromètre fibré hectométrique : utilisation des Fibres à Cristaux Photoniques.</i> thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005.
[Vodopyanov 04]	K. L. Vodopyanov, O. Levi, P. S. Kuo, T. J. Pinguet, J. S. Harris, M. M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn & E. Lallier. <i>Optical parametric oscillation in quasi-phase-matched GaAs</i> . Optics Letters, vol. 29, no. 16, page 1912, 2004. 00171.
[Wirnitzer 85]	B. Wirnitzer. <i>Bispectral analysis at low light levels and astronomical spe-</i> <i>ckle masking</i> . Journal of the Optical Society of America A, vol. 2, no. 1, page 14, January 1985.
[Zhang 08]	Qiang Zhang, Carsten Langrock, M. M. Fejer & Yoshihisa Yamamoto. <i>Waveguide-based single-pixel up-conversion infrared spectrometer</i> . Opt. Express, vol. 16, no. 24, pages 19557–19561, November 2008.