



**HAL**  
open science

# Apport des structures ridge pour la détection et l'interférométrie à conversion de fréquence MIR en régime de comptage de photons

Lucien Lehmann

► **To cite this version:**

Lucien Lehmann. Apport des structures ridge pour la détection et l'interférométrie à conversion de fréquence MIR en régime de comptage de photons. Optique / photonique. Université de Limoges, 2019. Français. NNT : 2019LIMO0069 . tel-02406850

**HAL Id: tel-02406850**

**<https://theses.hal.science/tel-02406850>**

Submitted on 12 Dec 2019

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# UNIVERSITÉ DE LIMOGES - FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

École doctorale ED n°610 - Sciences et Ingénierie des Systèmes, Mathématiques, Informatique

Unité de recherche Institut de Recherche XLIM - UMR 7252

Thèse présentée par **Lucien LEHMANN**

Soutenue le **21 novembre 2019**

En vue de l'obtention du grade de docteur de l'Université de Limoges - Faculté des Sciences et Techniques

Discipline **Électronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes**

Spécialité **Photonique**

## **Apport des structures ridge pour la détection et l'interférométrie à conversion de fréquence MIR en régime de comptage de photons**

**Thèse dirigée par** François REYNAUD directeur  
Laurent DELAGE co-directeur  
Ludovic GROSSARD co-encadrant

### **Composition du jury**

<i>Rapporteurs</i>	Lucas LABADIE Maria-Pilar BERNAL	Professeur, Université de Cologne Directeur de Recherche, Femto-ST, Besançon
<i>Examineurs</i>	Vincent KERMENE Mathieu CHAUVET Florentin MILLOUR Rodolphe KRAWCZYK Jean-Michel LE DUIGOU	Directeur de Recherche, Xlim, Limoges Professeur, Femto-ST, Besançon Astronome Adjoint, Observatoire de la Côte d'Azur, Nice Responsable de projet, Thales Alenia Space, Cannes Responsable de projet, CNES, Toulouse
<i>Directeurs de thèse</i>	François REYNAUD Laurent DELAGE	Professeur, Xlim, Limoges Professeur, Xlim, Limoges



# Remerciements

Cette thèse constitue l'aboutissement de trois années de travail personnel, mais aussi, et peut-être surtout, collectif. Je tiens donc à remercier tous ceux qui y ont contribué, en espérant n'oublier personne.

Je remercie donc en premier lieu le trio de permanents de l'équipe, François, Laurent et Ludovic, si différents mais si complémentaires, avec lesquels j'ai eu le grand plaisir de travailler au quotidien.

Je remercie Rodolphe dont le suivi rigoureux et bienveillant a rythmé ces trois années.

Je remercie les trois thésards qui m'ont accueilli au laboratoire les premiers jours ou les premiers mois : Ludovic, Hervé et Pascaline.

Je remercie Jean-Michel qui m'a suggéré ce sujet atypique au cours d'un stage qui me semble bien loin.

Je remercie toutes les personnes avec lesquelles j'ai eu la chance de collaborer : Mathieu et Florent à Femto-ST ; Jean-Pierre, Frantz, Frédéric, François-Xavier et David à l'OCA ; Steve, Craig, Larry, Judit, Laszlo, Theo et Matt à CHARA.

Je remercie l'ensemble des membres du jury ayant accepté d'évaluer ce travail.

Je remercie l'ensemble du personnel technique et administratif du laboratoire et de l'université, et tout particulièrement Nathalie sans qui l'axe photonique s'effondrerait.

Je remercie enfin mes parents et mon frère qui m'ont toujours soutenu.



# Sommaire

<b>Sommaire</b>	<b>v</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>ix</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des abréviations</b>	<b>xiii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Contexte général</b>	<b>5</b>
1.1 L'instrumentation optique classique dans le MIR . . . . .	5
1.1.1 Définition de l'infrarouge moyen . . . . .	5
1.1.2 Notion d'étendue géométrique et de corps noir . . . . .	6
1.1.3 Limites des détecteurs classiques dans le MIR . . . . .	8
1.2 Détection par conversion de fréquence . . . . .	11
1.2.1 Principe général de la détection par conversion de fréquence . . . . .	11
1.2.2 Analyse du NEP d'un détecteur à conversion de fréquence . . . . .	12
1.2.3 Historique de la détection par conversion de fréquence . . . . .	15
1.3 Conversion de fréquence appliquée à l'astronomie haute résolution angulaire . . . . .	15
1.3.1 Imagerie haute résolution par méthode interférométrique . . . . .	16
1.3.1.1 Notion de cohérence mutuelle . . . . .	16
1.3.1.2 Cohérence spatiale . . . . .	17
1.3.1.3 Cohérence temporelle . . . . .	18
1.3.1.4 Apport de l'optique guidée : filtrage spatial et transport . . . . .	19
1.3.2 Projet ALOHA . . . . .	20
1.3.3 ALOHA–Astronomical Light Optical Hybrid Analysis : From experimental demonstrations to a MIR instrument proposal (Lehmann et al. 2018a) . . . . .	20
<b>2 Éléments théoriques</b>	<b>31</b>
2.1 Optique non linéaire . . . . .	32
2.1.1 Processus de somme de fréquences dans un guide non linéaire . . . . .	32
2.1.1.1 Description des équations de couplage . . . . .	34
2.1.1.2 Cas monochromatique à l'accord de phase : $\Delta k = 0$ . . . . .	36
2.1.1.3 Cas de la conversion large bande $\Delta k \neq 0$ . . . . .	38
2.1.2 Génération du signal parasite par effet non linéaire en cascade . . . . .	41
2.1.3 Évolution des performances d'un détecteur à conversion de fréquence en fonction de la puissance de pompe et de la longueur du guide . . . . .	44
2.1.3.1 Cas d'un signal monochromatique à l'accord de phase . . . . .	44
2.1.3.2 Cas d'un signal large bande . . . . .	47
2.2 Traitement du signal pour la détection en régime de comptage de photons . . . . .	49

2.2.1	Description des trames d'acquisition . . . . .	49
2.2.2	Évaluation des RSB théorique . . . . .	51
2.2.3	Effet de saturation de la chaîne d'acquisition . . . . .	54
<b>3</b>	<b>Réalisation et caractérisation du détecteur à conversion de fréquence</b>	<b>57</b>
3.1	Choix des composants pour la réalisation du détecteur à conversion de fréquence	58
3.1.1	Cristal non linéaire . . . . .	58
3.1.2	Laser de pompe . . . . .	60
3.1.3	Détecteur à comptage de photons . . . . .	60
3.1.4	Définition de la configuration expérimentale à tester . . . . .	61
3.2	Design du banc de caractérisation des guides ridge . . . . .	62
3.2.1	Configurations possibles pour la caractérisation spectrale du processus de conversion . . . . .	63
3.2.2	Caractérisation du rendement de conversion et du niveau du signal parasite	64
3.2.3	Choix de la configuration expérimentale de tests retenue . . . . .	65
3.3	Caractérisations préliminaires et identification des guides performants . . . . .	68
3.3.1	Bilan photométrique . . . . .	68
3.3.2	Contexte et méthodologie suivie pour l'identification des guides performants	70
3.3.3	Mesure des courbes d'acceptances spectrales et du spectre des signaux parasites (DC) . . . . .	70
3.4	Mesure et analyse des caractéristiques du détecteur à conversion de fréquence . . . . .	72
3.4.1	Analyse spectrale et mesure préliminaire de l'efficacité de conversion . . . . .	72
3.4.2	Tests de la limite de sensibilité du détecteur à conversion de fréquence . . . . .	75
3.4.2.1	Limite de sensibilité et étude du bruit en laboratoire . . . . .	75
3.4.2.2	<i>Single photon MIR upconversion detector at room temperature with a PPLN ridge waveguide</i> (Lehmann et al. 2019a) . . . . .	76
3.4.2.3	Essais sur ciel à C2PU . . . . .	86
3.4.2.4	<i>Toward a mid-infrared L band up-conversion interferometer : First on-sky sensitivity test on a single arm</i> (Lehmann et al. 2019b) . . . . .	88
<b>4</b>	<b>Du détecteur à l'interféromètre à conversion de fréquence</b>	<b>95</b>
4.1	Description du banc . . . . .	96
4.2	Caractérisation de l'interféromètre en « fort flux » . . . . .	98
4.2.1	Fonction de visibilité théorique . . . . .	98
4.2.2	Acquisition et traitement des données . . . . .	99
4.2.3	Mesures des fonctions de visibilité des franges . . . . .	101
4.2.4	Détermination expérimentale de la dérivée de la phase spectrale différentielle	103
4.3	Mesure de contraste à très faible flux . . . . .	105
4.4	Mode multicanal spectral . . . . .	107
4.4.1	<i>Multichannel spectral mode of the ALOHA up-conversion interferometer</i> (Lehmann et al. 2018b) . . . . .	110
<b>5</b>	<b>Vers ALOHA@CHARA à 3,5 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>117</b>
5.1	Présentation de l'instrument CHARA . . . . .	118
5.2	Stabilisation d'un interféromètre fibré hectométrique . . . . .	120
5.2.1	<i>Environmental characterisation and stabilisation of a 2x200-meter outdoor fibre interferometer at the CHARA Array</i> (Lehamnn et al. 2019c) . . . . .	120
5.3	Tests de transmission sur un bras . . . . .	131
5.3.1	Description des télescopes . . . . .	131
5.3.2	Transmission de la lame dichroïque . . . . .	132
5.3.3	Dispositif d'injection dans la fibre optique . . . . .	133

5.3.4	Passage dans les lignes à retard . . . . .	134
5.3.5	Tests sur le ciel . . . . .	136
<b>6</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>139</b>
6.1	Conclusion . . . . .	139
6.2	Perspectives . . . . .	141
6.2.1	Perspectives détection . . . . .	141
6.2.1.1	Améliorations technologiques du module de conversion . . . . .	141
6.2.1.2	Analyse spectrale du processus SPDC . . . . .	141
6.2.1.3	Analyse spatiale des modes de propagation dans un guide ridge . . . . .	142
6.2.2	Perspectives interférométrie . . . . .	143
6.2.2.1	Améliorations techniques du banc interférométrique . . . . .	143
6.2.2.2	Mesure directe de la phase spectrale différentielle et absolue des processus de conversion . . . . .	143
6.2.2.3	Stabilisation de l'étage de pompe dans le mode multicanal spectral pour la mesure de phase différentielle . . . . .	144
6.2.3	Vers les grandes longueurs d'onde : $10 \mu\text{m}$ . . . . .	146
6.2.4	Perspectives CHARA . . . . .	146
6.2.4.1	Prochaines étapes de ALOHA@CHARA à $3,5 \mu\text{m}$ . . . . .	146
6.2.4.2	CHARA Michelson Array . . . . .	148
6.2.5	Perspective d'un instrument spatial utilisant la conversion de fréquence . . . . .	148
	<b>Bibliographie</b>	<b>151</b>
<b>A</b>	<b>Listes des publications et communications</b>	<b>161</b>
<b>B</b>	<b>Analyse statistique des trames d'acquisition</b>	<b>163</b>
B.1	Analyse statistique de la fréquence nulle $f = 0$ . . . . .	164
B.1.1	Cas sans modulation : $C = 0$ . . . . .	164
B.1.2	Cas avec modulation : $C \neq 0$ . . . . .	165
B.2	Analyse statistique des autres fréquences $f \neq 0$ . . . . .	166
B.2.1	Fonction de répartition de $Y$ . . . . .	167
B.2.1.1	cas $k \neq \ell$ . . . . .	168
B.2.1.2	cas $k = \ell$ . . . . .	169
B.2.2	Fonction de répartition de $Z$ . . . . .	169
B.2.2.1	cas $k \neq \ell$ . . . . .	169
B.2.2.2	cas $k = \ell$ . . . . .	170
B.3	Analyse des moyennes cohérentes et incohérentes de $\tilde{X}(f)$ . . . . .	170
B.3.1	Analyse du signal : $f = f_{mod}$ : . . . . .	170
B.3.1.1	Moyenne cohérente : $\phi = cst = 0$ . . . . .	170
B.3.1.2	Moyenne incohérente : . . . . .	172
B.3.2	Analyse du bruit : $f \neq f_{mod}$ : . . . . .	173
B.3.2.1	Moyenne cohérente . . . . .	173
B.3.2.2	Moyenne incohérente . . . . .	174
<b>C</b>	<b><i>Control of the coherence behavior in a SFG interferometer through the multipump phases command (Darré et al. 2018)</i></b>	<b>175</b>





# Liste des tableaux

1.1	Puissance reçue par un détecteur d'une surface d'un millimètre de côté sur une bande spectrale de 1 nm autour d'une longueur d'onde donnée, provenant d'un environnement assimilé à un corps noir à température ambiante (300 K) et occupant un demi-espace ( $\Delta\Omega = 2\pi$ sr).	8
1.2	Puissance émise par un corps noir à 300 K sur un mode spatial et sur une bande spectrale de 1 nm autour d'une longueur d'onde donnée.	8
2.1	Espérance et variance des moyennes cohérentes et incohérentes sur $N_t$ trames pour les fréquences $f = 0$ , $f = f_{mod}$ et $f \neq f_{mod}$ .	51
3.1	Types de compteurs utilisables en fonction de la longueur d'onde signal et de la pompe utilisée.	61
3.2	Types de matériaux non linéaires utilisables en fonction de la longueur d'onde signal et de la pompe utilisée.	61
3.3	Différentes configurations possibles pour le banc de caractérisation.	65
3.4	Estimation du bilan de transmission de la chaîne de détection.	69
3.5	Densité spectrale de flux autour de $3,5 \mu\text{m}$ sur un mode spatial et magnitude équivalente en bande L du fond du ciel.	89
4.1	Tableau récapitulatif des photométries lors de la mesure de contraste à bas flux.	106
4.2	Tableau récapitulatif des mesures de contraste à bas flux.	107
5.1	Principales caractéristiques des recombineurs installés à CHARA.	119
5.2	Résultat des tests sur le ciel.	137



# Table des figures

1.1	Bande de transmission à travers 2000 m d'atmosphère. . . . .	6
1.2	Notations utilisées dans la définition de l'étendue géométrique. . . . .	7
1.3	Comparatif de la détectivité spécifique $D^*$ de différents détecteurs infrarouges commerciaux. . . . .	9
1.4	Méthode classique de détection à température ambiante. . . . .	10
1.5	Méthode classique de détection avec cryostat. . . . .	10
1.6	Méthode de détection par conversion de fréquence à température ambiante. . . . .	11
1.7	NEP d'un détecteur à conversion de fréquence en régime de comptage de photons. . . . .	14
2.1	Efficacité quantique de conversion à l'accord de phase en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs de guide. . . . .	37
2.2	Efficacité quantique de conversion normalisée en régime de faible conversion. . . . .	39
2.3	(a) Efficacité quantique de conversion en fonction de la puissance de pompe et de l'accord de phase. (b) Puissance convertie large bande en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs de guide. . . . .	41
2.4	Densité spectrale normalisée de la SFG et du DCO en régime de faible conversion. . . . .	43
2.5	Évolution théorique du NEP en fonction de la puissance de pompe injectée pour différentes longueurs de guide. . . . .	46
2.6	Évolution théorique du NEPSD en fonction de la puissance de pompe injectée pour différentes longueurs de guide. . . . .	48
2.7	Spectre typique de $\Re[\tilde{X}(f)]$ , $\Im[\tilde{X}(f)]$ , $ \tilde{X}(f) ^2$ et de leur moyenne temporelle sur un grand nombre de trames. . . . .	51
2.8	Rapport des rapports signaux à bruit des moyennes cohérente et incohérente pour une durée de trame $T = 1$ s. . . . .	53
2.9	Chronogramme du nombre de photons détectés et comptés par la chaîne d'acquisition en fonction du nombre de photons incident et de la durée de stabilité du monostable. . . . .	55
2.10	Effet de la saturation de la chaîne d'acquisition sur l'amplitude d'un signal modulé. . . . .	55
3.1	Illustration des différentes stratégies envisagées dans les configurations A-D pour étudier l'efficacité de conversion d'un guide PPLN. . . . .	63
3.2	Schéma du banc de caractérisation. . . . .	66
3.3	Photographie du banc de caractérisation. . . . .	67
3.4	Photographie du monochromateur, module de filtrage et compteur de photons. . . . .	67
3.5	Photographie des sources MIR . . . . .	69
3.6	Exemples d'allures des spectres du signal converti et du DC. . . . .	71
3.7	Courbes de l'acceptance spectrale de conversion normalisée et de la densité spectrale normalisée de flux de photons du Dark Count du guide R1P5 de la puce 7. . . . .	73
3.8	Flux de photons converti plus Dark Count, Dark Count et flux de photons converti seuls en fonction de la puissance de pompe. . . . .	74
3.9	Schéma du banc implémenté au foyer coudé du télescope Est de C2PU. . . . .	87

3.10	Émission du fond du ciel sur un mode spatial. . . . .	89
3.11	Transmission de l'atmosphère. . . . .	89
4.1	Schéma du banc d'interférométrie. . . . .	97
4.2	Photographie d'une ligne à retard fibrée. . . . .	97
4.3	Courbes des acceptances spectrales des deux guides utilisés pour les mesures interférométriques. . . . .	99
4.4	Méthode de traitement des données permettant la mesure du contraste des franges	100
4.5	Fonction de visibilité des franges dans trois configurations. . . . .	102
4.6	(a) Mesures et modèle de dérivée de la phase spectrale différentielle. (b) Courbes d'acceptance spectrale, phase spectrale différentielle et dérivée de la phase spectrale différentielle. . . . .	104
4.7	Évolution du niveau photométrique en sortie de l'interféromètre. . . . .	107
4.8	Phénomène de compression spectrale lors de la conversion par deux lasers de pompe.	108
4.9	Mesure de contraste en fonction de la différence de marche appliquée avant et après conversion . . . . .	109
5.1	Schéma de principe d'une possible implémentation du projet ALOHA à CHARA. . . . .	118
5.2	Plan du réseau de télescopes CHARA. (copyright CHARA) . . . . .	119
5.3	Schéma du dispositif mis en place lors du test de transmission sur un bras. . . . .	131
5.4	Schéma d'un télescope de CHARA et photographie du banc optique associé. . . . .	132
5.5	Photographie du dispositif utilisé pour mesurer la transmission de la dichroïque autour de $3,5\ \mu\text{m}$ . . . . .	133
5.6	Photographie du dispositif d'injection dans une fibre optique. . . . .	134
5.7	Dispositif permettant le passage dans les lignes à retard de CHARA. . . . .	135
5.8	Évolution du facteur de transmission du dispositif de passage dans les lignes à retard de CHARA en fonction de la position du chariot. . . . .	136
6.1	(a) Étage de pompe du mode multicanal spectral non asservie. (b) Étage de pompe du mode multicanal spectral asservie. . . . .	145
6.2	Schéma d'un interféromètre fibré et stabilisé passant par les télescopes et les lignes à retard de CHARA. . . . .	147

# Liste des abréviations

<b>'OHANA</b>	Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy
<b>ALOHA</b>	Astronomical Light Optical Hybrid Analysis
<b>C2PU</b>	Centre Pédagogique Planète et Univers
<b>CHARA</b>	Center for High Angular Resolution Astronomy
<b>DC</b>	Dark Count
<b>DCE</b>	Dark Count Électronique
<b>DCO</b>	Dark Count Optique
<b>DCOE</b>	Dark Count Opto-Électronique
<b>DE</b>	Detection Efficiency
<b>DSP</b>	Densité Spectrale de Puissance
<b>FIR</b>	Far-InfraRed
<b>MIR</b>	Mid-InfraRed
<b>NEP</b>	Noise Equivalent Power
<b>NEPSD</b>	Noise Equivalent Power Spectral Density
<b>NIR</b>	Near-InfraRed
<b>OCA</b>	Observatoire de la Côte d'Azur
<b>OD</b>	Optical Density
<b>OP:GaAs</b>	Orientation-Patterned Gallium Arsenide
<b>PID</b>	Proportionnel, Intégral, Dérivé
<b>PM</b>	Polarization Maintaining
<b>POP</b>	Pipes of Pan
<b>PPLN</b>	Periodically Poled Lithium Niobate
<b>QE</b>	Quantum Efficiency
<b>RPE</b>	Reverse Proton Exchange
<b>RSB</b>	Rapport Signal à Bruit
<b>SFG</b>	Sum Frequency Generation
<b>SPDC</b>	Spontaneous Parametric Down-Conversion



# Introduction

L'observation et l'analyse des rayonnements infrarouges moyen et lointain (de 3 à 10  $\mu\text{m}$ ) est un enjeu important dans un grand nombre d'applications [Rogalski 14, Tan 18] : spectrométrie [Chen 18], Lidar [Sun 18], imagerie haute résolution en astronomie [Monnier 18], télécommunications en espace libre [Martini 08] et quantiques [Temporao 08]... Certaines de ces applications nécessitent de travailler avec de très faibles flux. Une opération de traitement du signal est alors nécessaire afin d'optimiser le rapport signal à bruit de la mesure. La limite ultime est atteinte lorsque la chaîne de mesure peut fonctionner en régime de comptage de photons. Actuellement, ce mode de détection n'est accessible que pour le visible et de façon plus restreinte au proche infrarouge. Lorsque l'on cherche à travailler en moyen et lointain infrarouge, l'utilisateur se heurte à de nombreuses difficultés liées au refroidissement du détecteur, son bruit intrinsèque et au rayonnement thermique de l'ensemble de la chaîne de mesure.

Parallèlement, un fort développement sur les cristaux et les guides non linéaires a été effectué par la communauté des matériaux pour l'optique dans ces mêmes domaines de longueurs d'onde. Un grand nombre d'activités de recherche se sont ainsi développées autour de la création de nouvelles sources lumineuses cohérentes en utilisant le processus de différence de fréquences et des sources paramétriques accordables (OPO) [Mason 08, Schunemann 15]. Pour cela, une onde signal et son complémentaire (idler) sont générés par différence de fréquences à partir de l'onde issue d'un laser source, rendant accessibles les domaines infrarouges moyen et lointain. Le processus de différence de fréquences étant réversible, s'ouvre alors la possibilité de transposer par somme de fréquences des rayonnements infrarouges moyen et lointain vers les domaines proche infrarouge ou visible.

Face aux difficultés rencontrées avec les détecteurs moyens infrarouges actuels, le laboratoire Xlim étudie une approche radicalement différente de ces derniers, basée sur l'adaptation du rayonnement infrarouge au domaine spectral d'utilisation des détecteurs performants en régime de comptage de photons et insensibles au rayonnement thermique de l'environnement. On parle alors de détection par conversion de fréquence. Suivant le type d'application, il est possible de réaliser une simple détection du rayonnement ou un traitement optique plus complexe du signal converti. Nous nous intéresserons ici à une application particulière : l'imagerie haute résolution en astronomie par méthode interférométrique.

En combinant la lumière provenant de plusieurs télescopes distants de plusieurs centaines de mètres, l'interférométrie offre accès à des résolutions angulaires hors de portée de toutes autres méthodes. Cette haute résolution angulaire est indispensable pour l'étude de certains sujets astronomiques [Defrère 18] : formation des planètes, physique stellaire, structure des noyaux actifs



des galaxies (AGN). Cependant, de par leur complexité et du grand nombre d'éléments optiques qui composent ce type d'instrument, les interféromètres opérant dans l'infrarouge moyen et lointain, tel que MIDI [Leinert 03] et MATISSE [Lopez 14], sont fortement pénalisés par leur propre rayonnement thermique. La conversion de fréquence est alors d'autant plus avantageuse qu'elle intervient tôt dans la chaîne optique et permet l'utilisation de fibres optiques pour le transport et la recombinaison. C'est le principe sur lequel s'est construit le projet ALOHA (Astronomical Light Optical Hybrid Analysis) depuis une dizaine d'années au laboratoire Xlim. Celui-ci propose de convertir le rayonnement infrarouge moyen ou lointain au plus près des télescopes puis de transporter, recombinaison et détecter le signal converti. Les premiers travaux se sont focalisés sur la conversion du proche infrarouge vers le visible, profitant ainsi du développement des composants optiques du domaine télécom, autour de 1550 nm. Ces études ont abouti en 2015 aux premières franges sur le ciel avec un interféromètre à conversion de fréquence [Darré 16a], grâce notamment à la technologie des guides d'onde PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) ridge.

Dans un second temps, le principe du projet ALOHA a été appliqué au moyen infrarouge. Cependant, la principale limitation rencontrée pour la détection et l'interférométrie à conversion de fréquence dans cette gamme de longueurs d'onde a tout d'abord été les faibles performances des guides non linéaires utilisant la technologie de diffusion Titane [Szemendera 17b]. Le principal objectif de cette thèse sera donc d'étudier l'apport de la technologie des PPLN ridge dans le domaine de l'infrarouge moyen, cette dernière ayant fait ses preuves dans le proche infrarouge.

Pour cela, nous reviendrons dans le chapitre 1 sur le contexte général de cette thèse, présenté succinctement dans cette introduction.

Le chapitre 2 s'attardera sur la description théorique des processus d'optique non linéaire en jeu lors de la conversion de fréquence dans un guide d'onde. La définition de figures de mérite adaptées nous permettra d'estimer l'évolution des performances d'un détecteur à conversion de fréquence en fonction des paramètres physiques du système. Ce chapitre posera également les bases des méthodes de traitement du signal en régime de comptage de photons utilisées dans cette thèse.

Le chapitre 3 s'intéressera à la conception du banc de caractérisation et aux tests des performances d'un détecteur à conversion de fréquence moyen infrarouge utilisant la technologie PPLN ridge. Ces tests seront effectués en laboratoire pour déterminer notamment la sensibilité limite de l'instrument, mais également sur le ciel pour étudier les problématiques spécifiques pouvant émerger en conditions réelles d'observation.

Dans le chapitre 4, cette technologie a été intégrée à chaque bras d'un interféromètre à conversion de fréquence de type Mach-Zehnder, s'approchant ainsi du concept et de l'application du projet ALOHA. L'objectif sera de s'approcher le plus possible d'un contraste de 100% lors de l'observation d'une source ponctuelle. Nous nous intéresserons donc particulièrement à la perte de contraste et la fonction de visibilité des franges imposée par les processus de conversion dans les deux bras de l'interféromètre. Ce chapitre sera également l'occasion de décrire une méthode permettant de travailler simultanément sur plusieurs canaux spectraux en utilisant autant de lasers de pompe de fréquences différentes.

Le chapitre 5 s'intéressera à la future intégration de ce projet au réseau de télescopes CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy, Californie, USA) et aux études préliminaires

---

effectuées sur ce site, notamment la stabilisation d'un interféromètre fibré de grande longueur et l'adaptation des infrastructures existantes à l'utilisation de fibres optiques.

Enfin, le chapitre 6 présentera plusieurs perspectives possibles pour poursuivre les travaux présentés dans cette thèse.

L'ensemble de ces travaux ont été financés par le CNES, Thales Alenia Space et le CNRS via l'INSU et le projet « instrumentation aux limites ».



# Contexte général

## Sommaire du présent chapitre

<b>1.1 L'instrumentation optique classique dans le MIR</b>	<b>5</b>
1.1.1 Définition de l'infrarouge moyen . . . . .	5
1.1.2 Notion d'étendue géométrique et de corps noir . . . . .	6
1.1.3 Limites des détecteurs classiques dans le MIR . . . . .	8
<b>1.2 Détection par conversion de fréquence</b>	<b>11</b>
1.2.1 Principe général de la détection par conversion de fréquence . . . . .	11
1.2.2 Analyse du NEP d'un détecteur à conversion de fréquence . . . . .	12
1.2.3 Historique de la détection par conversion de fréquence . . . . .	15
<b>1.3 Conversion de fréquence appliquée à l'astronomie haute résolution angulaire</b>	<b>15</b>
1.3.1 Imagerie haute résolution par méthode interférométrique . . . . .	16
1.3.2 Projet ALOHA . . . . .	20
1.3.3 <i>ALOHA–Astronomical Light Optical Hybrid Analysis : From experimental demonstrations to a MIR instrument proposal (Lehmann et al. 2018a)</i> . .	20

## 1.1 L'instrumentation optique classique dans le MIR

### 1.1.1 Définition de l'infrarouge moyen

La définition du rayonnement infrarouge est très large puisque ce terme désigne tout rayonnement électromagnétique dont la longueur d'onde est comprise entre 720 nm et 1 mm. L'infrarouge regroupe donc des longueurs d'onde sur plusieurs ordres de grandeur dont les propriétés et les modalités de détection varient énormément. De plus, la nature du matériau utilisé pour la détection va conduire à un environnement technologique varié, la plupart du temps très contraignant, avec notamment la nécessité d'une cryogénie poussée. Le découpage de ce domaine spectral varie suivant les disciplines. Dans le cadre de cette thèse, nous utiliserons celui présenté figure 1.1 page suivante.

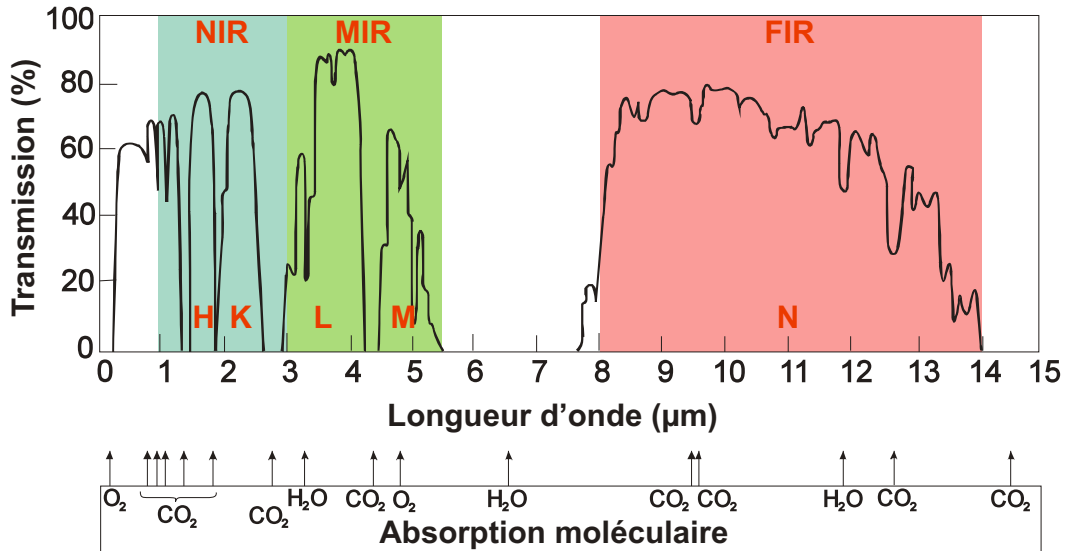


FIGURE 1.1 – Bande de transmission à travers 2000 m d’atmosphère. Adapté de [Hudson 69].

Nous distinguerons ainsi trois régions : le proche infrarouge NIR (near-infrared), l’infrarouge moyen MIR (mid-infrared) et l’infrarouge lointain FIR (far-infrared). Dans le domaine de l’astronomie, les dénominations utilisées correspondent aux bandes de transparence de l’atmosphère notées par les lettres J, H, K, L, M et N.

### 1.1.2 Notion d’étendue géométrique et de corps noir

Le bilan photométrique de tout banc optique demande une maîtrise quantitative de ses propriétés spatiales. Ces propriétés sont caractérisées par l’étendue géométrique du système optique. Si l’on considère un récepteur de surface  $S$  recevant le flux émis par un émetteur de surface  $\Sigma$ , l’étendue géométrique élémentaire  $dG$  d’un élément de surface  $d\Sigma$  de l’émetteur vers un élément de surface  $dS$  du récepteur s’écrit :

$$dG = d\Sigma \cos \alpha_{\Sigma} d\Omega_{\Sigma} = \frac{d\Sigma \cos \alpha_{\Sigma} dS \cos \alpha_S}{d^2} \quad (1.1)$$

avec  $d\Omega_{\Sigma}$  l’angle solide sous lequel l’élément de surface  $dS$  est vu depuis l’élément de surface  $d\Sigma$ . Par définition  $d\Omega_{\Sigma} = dS \cos \alpha_S / d^2$ , où  $d$  est la distance entre les éléments de surface et  $\alpha_S$  (resp.  $\alpha_{\Sigma}$ ) est l’angle entre la direction de propagation et le vecteur normal  $\vec{n}_S$  (resp.  $\vec{n}_{\Sigma}$ ) de l’élément de surface  $dS$  (resp.  $d\Sigma$ ). Ces notations sont reprises figure 1.2 page suivante. À noter que l’étendue de  $d\Sigma$  à  $dS$  est la même que celle de  $dS$  à  $d\Sigma$ .

La notion d’étendue géométrique est fondamentale pour l’étude des objets étendus et notamment en moyen infrarouge, car l’ensemble de l’environnement se comporte comme une source étendue dont l’émission est celle du corps noir, modélisée par Planck en 1900 [Boya 04]. Dans cette analyse théorique, la luminance énergétique spectrale d’un corps noir (puissance émise par unité d’angle solide, de surface et par unité de bande spectrale) a pour expression :

$$L(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/(k_B T)} - 1} \quad (1.2)$$

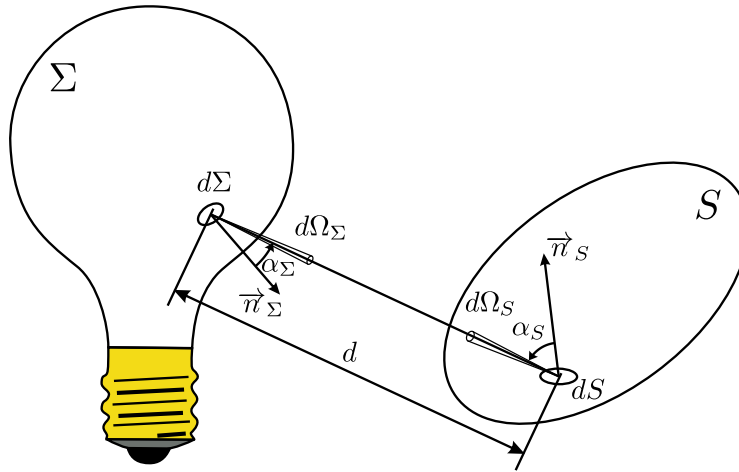


FIGURE 1.2 – Notations utilisées dans la définition de l'étendue géométrique.

avec  $h$  la constante de Planck,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $T$  la température et  $\nu$  la fréquence. Cette grandeur s'exprime ici en  $\text{Wsr}^{-1}\text{m}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ . La puissance totale  $P$  couplée entre le corps noir et la surface réceptrice s'écrit donc :

$$P = \iint L(\nu, T) dG d\nu \quad (1.3)$$

Le corps noir étant une source lambertienne, la puissance  $P$  émise par un corps noir de surface  $\Sigma$ , dans un angle solide  $\Omega_\Sigma$  et sur une bande spectrale  $\Delta\nu$  devient :

$$P = L(\nu, T) \Delta G \Delta\nu \quad (1.4)$$

avec  $\Delta G = \Sigma \cdot \Omega_\Sigma = S \cdot \Omega_S$ . L'étendue géométrique étant identique pour l'émission et la réception, cette puissance correspond également à celle reçue par une surface  $S$  provenant d'un angle solide  $\Omega_S$ . On peut ainsi calculer la puissance reçue par un détecteur sensible au demi-espace devant lui en posant  $\Omega_S = 2\pi$ . Le tableau 1.1 page suivante regroupe les puissances reçues par un détecteur provenant d'un environnement à température ambiante (300 K) pour différentes longueurs d'onde.

Si cette puissance est le plus souvent négligeable dans le NIR elle peut devenir prépondérante dans le MIR et le FIR, noyant la mesure dans un bruit de fond conséquent. Pour mesurer de très faibles flux, il est donc indispensable de limiter au maximum l'étendue de l'instrument par un filtrage spatial. La limite de ce filtrage est atteinte lorsque l'instrument fonctionne sur un seul mode spatial, c'est-à-dire en limite de diffraction. Ce type de filtrage est typiquement obtenu à l'aide d'une fibre optique monomode. Le faisceau gaussien associé, de waist  $w_0$  et de divergence  $\theta \approx \frac{\lambda}{\pi w_0}$ , possède une étendue géométrique égale à :

$$\Delta G \approx \pi w_0^2 \cdot 2\pi\theta^2/2 = \lambda^2 \quad (1.5)$$

Ce type de filtrage peut être difficile à mettre en œuvre, car il nécessiterait par exemple de placer le détecteur dans un cryostat dont la seule entrée serait une fibre optique adaptée à la gamme de longueurs d'onde, mais il permet de s'immuniser contre le rayonnement thermique

Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )	Puissance /nm/mm <sup>2</sup> (nW)	(ph/s)
0,8	$\sim 0$	$\sim 0$
3,5	1,6	$2,8 \times 10^{10}$
10	63	$3,2 \times 10^{12}$

TABLEAU 1.1 – Puissance reçue par un détecteur d'une surface d'un millimètre de côté sur une bande spectrale de 1 nm autour d'une longueur d'onde donnée, provenant d'un environnement assimilé à un corps noir à température ambiante (300 K) et occupant un demi-espace ( $\Delta\Omega = 2\pi$  sr).

Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )	Puissance nm <sup>-1</sup> (fW)	(ph/s)
0,8	$\sim 0$	$\sim 0$
3,5	3,15	$5,5 \times 10^4$
10	996	$5,0 \times 10^7$

TABLEAU 1.2 – Puissance émise par un corps noir à 300 K sur un mode spatial et sur une bande spectrale de 1 nm autour d'une longueur d'onde donnée.

de l'environnement. Cependant, même dans ces conditions, il reste une source de rayonnement thermique : les éléments optiques dits « chauds » collectant le flux à détecter et ceux transportant ce flux jusqu'au cryostat. Néanmoins, ces optiques ne se comportent pas comme des corps noirs idéaux. Le rapport entre la puissance émise par un objet réel et la puissance émise par un corps noir est l'émissivité  $\epsilon$ . À l'équilibre thermodynamique, l'émissivité d'un élément optique est  $\epsilon = 1 - t$  (resp.  $\epsilon = 1 - r$ ) où  $t$  (resp.  $r$ ) représente le coefficient de transmission (resp. de réflexion) de l'élément.

La puissance  $P_O$  émise par une chaîne optique à température  $T$  constituée de  $n$  éléments identiques de transmission  $t$  sur un seul mode spatial et sur une petite bande spectrale  $\Delta\nu$  s'écrit donc :

$$P_O = \epsilon L(\nu, T) \Delta G \Delta \nu = (1 - t^n) P_{cn}(\nu, T) \quad (1.6)$$

avec  $P_{cn}(\nu, T) = L(\nu, T) \lambda^2 \Delta \nu$  la puissance émise par un corps noir sur un mode spatial et une bande spectrale  $\Delta \nu$ .

Le tableau 1.2 représente les valeurs numériques de cette puissance  $P_{cn}(\nu, T)$  pour 1 nm de bande à différentes longueurs d'onde à température ambiante (300 K). Le rayonnement thermique d'une chaîne d'une dizaine d'éléments avec des coefficients de transmission de 95% correspond donc à environ 40% de ces valeurs. On voit donc que ce rayonnement concurrence le signal d'intérêt si celui-ci est de l'ordre du femtowatt à 3,5  $\mu\text{m}$  et de la centaine de femtowatts à 10  $\mu\text{m}$ .

### 1.1.3 Limites des détecteurs classiques dans le MIR

La grande majorité des chaînes de mesure se construit autour de leurs détecteurs. On peut distinguer deux grandes familles de détecteurs infrarouges conventionnels :

- les thermodétecteurs utilisant la variation de température due à l'absorption d'un photon sous la forme d'une modification d'une de ses propriétés physiques mesurables : résistance

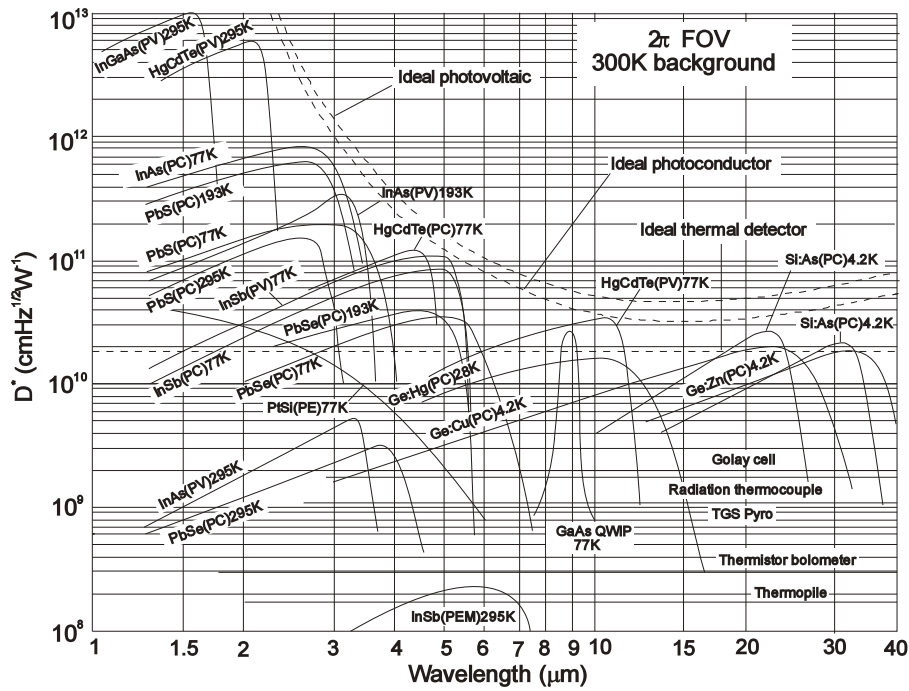


FIGURE 1.3 – Comparatif de la détectivité spécifique  $D^*$  de différents détecteurs infrarouges commerciaux. La fréquence de modulation pour les photodétecteurs est de 1000 Hz et de 10 Hz pour les thermodétecteurs. Chaque détecteur fait face à un environnement hémisphérique à 300 K. Les courbes théoriques pour des détecteurs idéaux limités par le rayonnement thermique sont également représentées. La température de fonctionnement de chaque détecteur est indiquée [Rogalski 14].

électrique (bolomètre), thermoélectricité (thermocouple), expansion thermique (cellule de Golay). Ces détecteurs font donc appel à une détection suivie d’une étape de thermalisation dont le temps de réponse est lent (typiquement de l’ordre du dixième de seconde).

- les photodétecteurs utilisant un processus quantique d’absorption d’un photon, conduisant à la génération de porteurs de charge de type électron–trou. Dans cette configuration, il est possible de mesurer soit une différence de tension (détecteur photovoltaïque) soit une variation de conductivité (détecteur photoconductif).

Pour comparer les performances de ces détecteurs, la figure de mérite utilisée classiquement est la détectivité spécifique, notée  $D^*$ . Elle correspond au rapport entre la racine carrée de la surface du détecteur  $A$  et sa puissance équivalente de bruit NEP (niveau de puissance en entrée permettant d’obtenir un signal de sortie égal au niveau du bruit) :

$$D^* = \frac{\sqrt{A}}{\text{NEP}} \tag{1.7}$$

La source potentielle de bruit dépend de la surface de détection. Du fait de la superposition incohérente de chaque contribution locale, l’évolution du NEP est proportionnelle à la racine carrée de cette surface. Une forte valeur de  $D^*$  caractérise donc un détecteur de bonne qualité en terme de bruit. La figure 1.3 présente la détectivité de différents détecteurs commerciaux. Les thermodétecteurs étant bien moins performants que les photodétecteurs, nous nous intéresserons



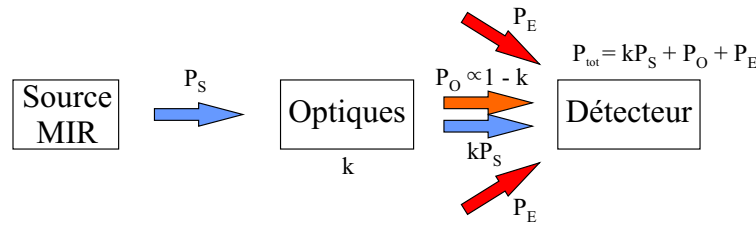


FIGURE 1.4 – Méthode classique de détection à température ambiante.  $P_S$  puissance du signal scientifique (flèches bleues);  $P_O$  puissance rayonnée par les optiques (flèche orange);  $P_E$  puissance rayonnée par l'environnement et détectée (flèches rouges);  $k$  coefficient de transmission des optiques.

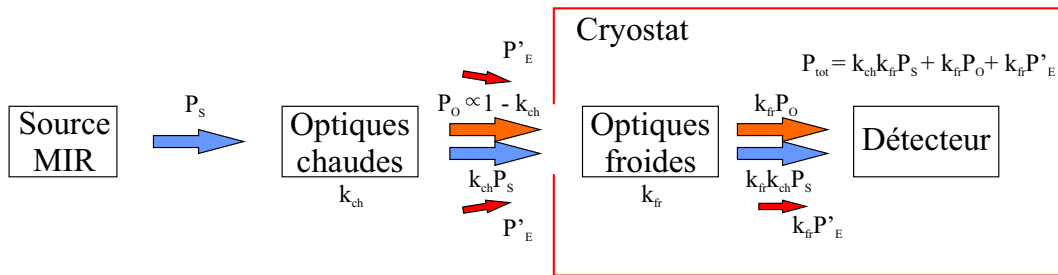


FIGURE 1.5 – Méthode classique de détection avec cryostat.  $P_S$  puissance du signal scientifique (flèches bleues);  $P_O$  puissance rayonnée par les optiques chaudes (flèches orange);  $P'_E$  puissance rayonnée par l'environnement extérieur au cryostat et détectée (flèches rouges);  $k_{ch}$  et  $k_{fr}$  coefficient de transmission des optiques chaudes et froides, respectivement. Le cryostat est supposé suffisamment froid pour que l'émission thermique des optiques froides et de l'environnement intérieur soit négligeable.

dans la suite uniquement à ces derniers pour les applications à très bas flux.

La figure 1.4 présente un schéma classique de détection en infrarouge à température ambiante. Le signal d'intérêt scientifique de puissance  $P_S$  est collecté par un système optique ayant une transmission  $k$ . Ce système optique génère une puissance parasite d'origine thermique  $P_O$  elle-même proportionnelle à  $1 - k$ . Le détecteur est également perturbé par le rayonnement thermique  $P_E$  émis par l'ensemble de son environnement. Du fait du très faible gap des détecteurs infrarouges, le signal scientifique est alors noyé la plupart du temps dans les fluctuations du signal parasite additionnel  $P_O + P_E$ . Ces fluctuations du rayonnement thermique imposent une limite de sensibilité correspondant au  $D^*$  d'un détecteur photovoltaïque idéal comme indiqué sur la figure 1.3 page précédente.

La solution classique à ce problème consiste à :

- d'une part, « baffler » le détecteur en le plaçant dans un cryostat, comme indiqué figure 1.5. Ainsi, une partie beaucoup plus faible du rayonnement  $P_E$  émis par l'environnement atteint le capteur et l'émission  $P_O$  est limitée au rayonnement des optiques chaudes placées à l'extérieur du cryostat, le rayonnement thermique des optiques froides placées à l'intérieur du cryostat pouvant être négligé;
- d'autre part, moduler temporellement le signal d'entrée afin de le différencier des signaux parasites continus.

Il devient alors possible de détecter de plus faibles flux.

Cependant cette méthode est technologiquement complexe et financièrement coûteuse et nous

proposons ici de la remplacer par une méthode de détection dite « à conversion de fréquence ». Elle comporte une étape de conversion de longueur d’onde associée à une détection performante dans un autre domaine spectral plus favorable que celui du rayonnement initial. Cette conversion permet également d’obtenir un filtrage spatial efficace sans cryogénie.

## 1.2 Détection par conversion de fréquence

### 1.2.1 Principe général de la détection par conversion de fréquence

La détection par conversion de fréquence consiste à transposer le signal scientifique moyen ou lointain infrarouge vers le proche infrarouge ou le domaine du visible. Cette conversion est effectuée dans un cristal non linéaire où se propagent simultanément le signal scientifique et un faisceau laser dit de pompe. Par effet non linéaire de somme de fréquences (SFG), un signal proche infrarouge est alors généré. Celui-ci est détecté par des photodétecteurs quasiment insensibles au bruit thermique du fait de leur gap plus important. Le signal scientifique est affecté d’un facteur supplémentaire  $k_{SFG}$  correspondant au rendement de conversion. De plus, le signal thermique  $P_O$  sera réduit et sera d’autant plus faible que la conversion interviendra tôt dans la chaîne instrumentale, c’est-à-dire que le coefficient de transmission des optiques MIR  $k_{MIR}$  sera proche de 1. La figure 1.6 présente un schéma de principe de ce type de détecteur.

L’origine physique de l’amélioration proposée provient donc :

- de l’utilisation d’un détecteur NIR en bout de chaîne insensible à  $P_E$  ;
- du contrôle de l’étendue géométrique permettant une réduction significative du fond thermique  $P_O$  par le filtrage spatial drastique que procure la conversion de fréquence. En effet, celle-ci est efficace sur un mode spatial ayant un bon recouvrement avec le mode spatial du laser de pompe. Ce processus reste donc très efficace pour le signal scientifique, mais n’est quasiment pas couplé au fond thermique, présent sur les autres modes spatiaux. Le gain en rapport signal à bruit dû à ce filtrage correspond ainsi au nombre de modes spatiaux  $N$  du fond thermique  $P_E$  auquel est soumis un détecteur classique non bafflé. Pour une surface détectrice  $S$  recevant le rayonnement d’un demi-espace ( $\Omega = 2\pi$ ), le nombre de modes spatiaux s’écrit :

$$N = \frac{\Omega S}{\lambda^2} = \frac{2\pi S}{\lambda^2} \tag{1.8}$$

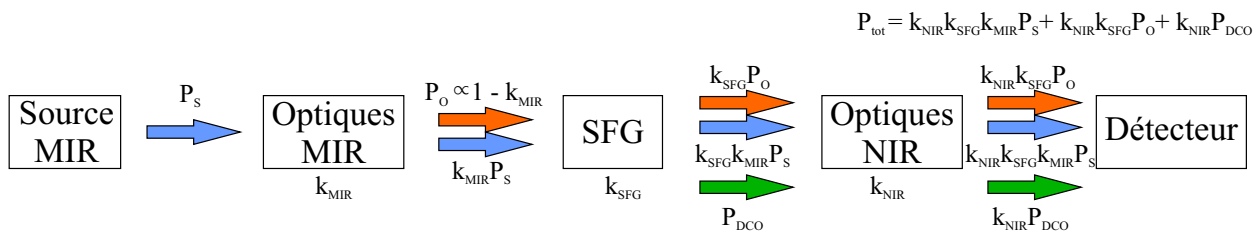


FIGURE 1.6 – Méthode de détection par conversion de fréquence à température ambiante.  $P_s$  puissance du signal scientifique (flèches bleues);  $P_O$  puissance rayonnée par les optiques MIR (flèches orange);  $P_{DCO}$  puissance générée par les processus non linéaires parasites (flèches vertes);  $k_{MIR}$  et  $k_{NIR}$  coefficient de transmission des optiques MIR et NIR, respectivement;  $k_{SFG}$  efficacité en puissance du processus de conversion.

Par exemple, comparativement à un détecteur classique de 0,5 mm de côté, le gain est d'environ 130 000 en bande L (3  $\mu\text{m}$  à 4  $\mu\text{m}$ ) si aucun bafflage cryogénisé n'est mis en œuvre;

- du filtrage spectral lié au processus de conversion de fréquence. Le processus de somme de fréquences n'étant efficace que sur une largeur spectrale limitée appelée acceptation spectrale, le détecteur à conversion de fréquence ne sera pas affecté par le fond thermique parasite en dehors de cette bande [Gomes 14b]. Si l'acceptation spectrale du détecteur à conversion de fréquence est de 10 nm autour de 3,5  $\mu\text{m}$ , alors le filtrage spectral réduit le signal parasite dû à l'environnement à température ambiante d'un facteur 200 par rapport à un détecteur classique avec une longueur d'onde de coupure à 4  $\mu\text{m}$ .

À noter cependant que pour que la détection par conversion de fréquence présentée ici soit avantageuse, il est nécessaire que certaines conditions sur le signal à détecter soient respectées. Celui-ci doit avoir une largeur spectrale semblable à l'acceptation spectrale de processus de conversion et surtout être spatialement monomode. Dans le cas contraire, une partie potentiellement importante du signal peut être perdue ce qui limite l'intérêt de cette technique.

Cependant si le processus de conversion réduit drastiquement le rayonnement thermique que subit le détecteur, des effets non linéaires indésirables génèrent un signal parasite  $P_{DCO}$  pouvant perturber la mesure et qu'il faut prendre compte pour comparer un détecteur à conversion de fréquence aux détecteurs classiques.

### 1.2.2 Analyse du NEP d'un détecteur à conversion de fréquence

Nous pouvons comparer quantitativement les performances d'un détecteur à conversion de fréquence à celle d'un détecteur classique en utilisant le NEP comme figure de mérite. Le NEP d'un détecteur peut s'exprimer en fonction de son efficacité quantique (QE) et de son Dark Count (DC, exprimé en coups par seconde) de la façon suivante [Korneev 05] :

$$\text{NEP} = \frac{h\nu}{QE} \sqrt{2 \cdot \text{DC}} \quad (1.9)$$

Cette formule est également valable pour des détecteurs classiques, cependant le Dark Count est tellement important dans ce cas que l'on parle alors de courant de fuite défini comme  $i = DC \cdot e$ ,  $e$  étant la charge de l'électron. Cette expression du NEP caractérise le détecteur seul. Lorsque l'on s'intéresse à une chaîne de mesure complète, il convient de remplacer l'efficacité quantique du détecteur par l'efficacité de détection de la chaîne de mesure et d'inclure les différentes sources de Dark Count.

Dans le cas du détecteur à conversion de fréquence, nous définissons l'efficacité de détection  $DE$  comme le produit de la transmission de la chaîne instrumentale ( $k_{MIR}$  et  $k_{NIR}$ ), de l'efficacité quantique de conversion du processus de SFG ( $QE_{SFG} = k_{SFG} \lambda_{NIR} / \lambda_{MIR}$ ) et de l'efficacité quantique propre du photodétecteur proche infrarouge  $QE_{det}$  :

$$DE = k_{MIR} k_{NIR} QE_{SFG} QE_{det} \quad (1.10)$$

Pour un détecteur à conversion de fréquence, nous distinguons deux origines possibles au Dark

Count :

- le Dark Count Opto-Électronique ( $N_{DCOE}$ ) qui comprend le Dark Count du détecteur proche infrarouge ( $N_{DCE}$ ) ainsi que le flux de photons parasites générés par des effets non linéaires indésirables ( $N_{DCO} = k_{NIR}P_{DCO}/h\nu$ ).
- le Dark Count thermique ( $N_{DC_{th}}$ ) issu de la conversion du rayonnement thermique infrarouge ( $P_O$ ) émis par les optiques MIR de l'instrument et couplé dans le mode spatial utilisé par l'effet non linéaire. Il s'exprime en fonction du coefficient de transmission  $k_{MIR}$  de la chaîne instrumentale optique placée en amont du processus de conversion, de la luminance spectrique du corps noir  $L_{hv}(\lambda, T)$ <sup>1</sup>, de l'acceptance spectrale  $\Delta\lambda$  imposée par le processus de conversion, de l'étendue géométrique d'un mode spatial  $\lambda^2$  et de l'efficacité de détection du détecteur à conversion de fréquence :

$$N_{DC_{th}} = \frac{1 - k_{MIR}}{k_{MIR}} \cdot L_{hv}(\lambda, T) \cdot \lambda^2 \cdot \Delta\lambda \cdot DE \quad (1.11)$$

Le NEP du détecteur à conversion de fréquence devient alors :

$$NEP = \frac{h\nu}{DE} \sqrt{2 \cdot (N_{DCOE} + N_{DC_{th}})} \quad (1.12)$$

$$= \frac{h\nu}{DE} \sqrt{2 \left( N_{DCOE} + \frac{1 - k_{MIR}}{k_{MIR}} \cdot L_{hv}(\lambda, T) \cdot \lambda^2 \cdot \Delta\lambda \cdot DE \right)} \quad (1.13)$$

La figure 1.7 page suivante représente le NEP d'un détecteur à conversion de fréquence à 3,5  $\mu\text{m}$  (milieu de la bande L) en fonction du DCOE dans un environnement à 300 K pour différentes valeurs de  $DE$ .

On distingue, pour chaque courbe, deux régimes de fonctionnement :

- pour un faible  $N_{DCOE}$  et des efficacités de détection importantes, le détecteur à conversion de fréquence est limité par son propre rayonnement infrarouge (partie constante des courbes) ;
- lorsque  $N_{DCOE}$  augmente, celui-ci peut devenir prépondérant, et le détecteur est alors limité par les effets non linéaires parasites (partie croissante).

Les détecteurs classiques ne fonctionnent pas en régime de comptage de photons, car, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, ils sont limités par le rayonnement de leur environnement. Du fait de leur haute efficacité quantique, ce rayonnement génère un courant dont les fluctuations (bruit de grenaille) définissent le NEP du capteur. Pour des détecteurs ayant un NEP de  $10^{-13} \text{ W/Hz}^{1/2}$  et une efficacité de détection de 70%, ce courant est de quelques dizaines de nA, ce qui correspond à environ  $10^{11}$  électrons par seconde.

Ainsi, grâce au filtrage spatial et spectral, les performances du détecteur à conversion de fréquence dépassent celles d'un détecteur conventionnel (PVI-4TE-4 de Vigo Système [System 17]) même pour des efficacités de détection de l'ordre de  $10^{-4}$  si le nombre de DCEO est inférieur à  $10^4$ .

Remarquons que le NEP est souvent sous-évalué dans les documentations relatives à certains composants dont les caractéristiques sont prédites théoriquement. En effet, le NEP devrait prendre en compte l'ensemble de la chaîne de mesure. L'étape de préamplification peut alors être le point

1. nombre de photons émis à une longueur d'onde  $\lambda$  par un corps noir à une température  $T$  par unité d'angle solide et par unité de bande spectrale.

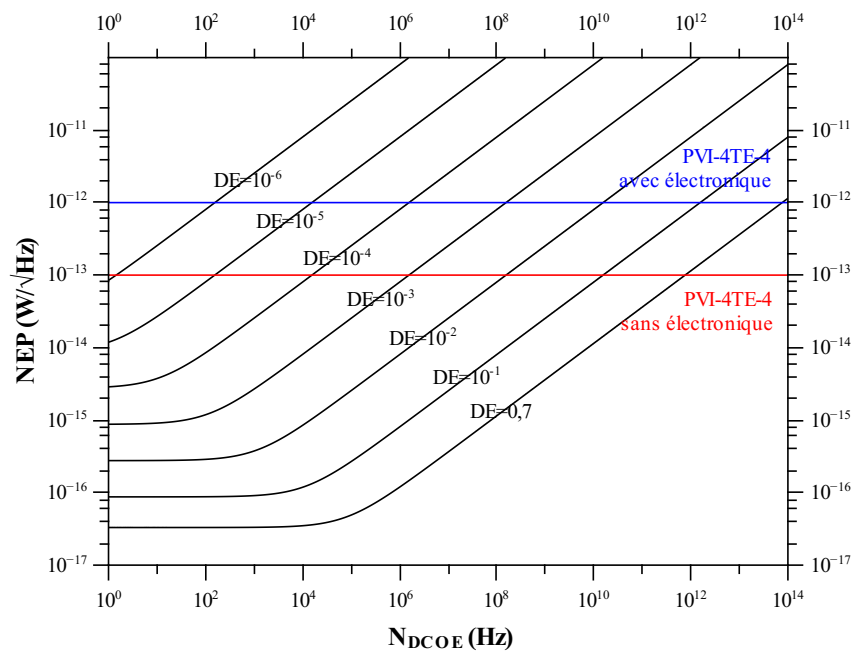


FIGURE 1.7 – NEP d’un détecteur à conversion de fréquence en régime de comptage de photons à une longueur d’onde de  $3,5\ \mu\text{m}$  en fonction du Dark Count electro-optique  $N_{DCOE}$  pour différentes efficacités de détection. Hypothèses : acceptation spectrale imposée par le processus SFG :  $10\ \text{nm}$  ; température de l’environnement :  $300\ \text{K}$  ; coefficient de transmission :  $k_{MIR} = 70\%$ . Le NEP annoncé par le constructeur du capteur PVI-4TE-4 est également indiqué, sans électronique (ligne rouge) et avec l’électronique associée (ligne bleue).

limitant. Ainsi, pour un détecteur ayant théoriquement un NEP de quelques  $\text{fW}/\text{Hz}^{1/2}$  et une réponse de l’ordre d’un Ampère par Watt, l’étage électronique devrait être capable de détecter des niveaux de l’ordre du  $\text{fA}$  pour que la chaîne instrumentale soit limitée par le photodétecteur. De tels préamplificateurs sont difficilement accessibles simplement et sans cryogénie, d’autant plus si des temps de réponses faibles sont requis.

À titre d’exemple, le capteur PVI-4TE-4 annonce une détectivité de  $5 \times 10^{11}\ \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$  pour une surface de  $0,5\ \text{mm} \times 0,5\ \text{mm}$ . Cela équivaut à un NEP de  $10^{-13}\ \text{W}/\text{Hz}^{1/2}$ . Or les préamplificateurs proposés par ce même constructeur (modèle MIP par exemple) introduisent un bruit de l’ordre de  $1\ \text{pA}/\text{Hz}^{1/2}$ . Avec une réponse de  $1\ \text{A W}^{-1}$ , le NEP du montage est alors la somme quadratique du NEP du capteur et de l’électronique, soit environ  $10^{-12}\ \text{W}/\text{Hz}^{1/2}$ . Dans ce cas-ci, le préamplificateur est clairement l’élément limitant.

D’un point de vue temporel, la détection par conversion de fréquence offre l’avantage d’une grande rapidité. En effet, la somme de fréquences est un processus optique ayant une réponse quasi instantanée. Ceci permet donc de profiter pleinement des larges bandes passantes des détecteurs visibles ou proches infrarouges et donne accès à des résolutions temporelles inenvisageables avec des détecteurs classiques. Cette propriété pourrait permettre de réaliser des réflectomètres ou des mesures de temps de vol dans le domaine du moyen infrarouge.

Cette rapidité de détection permet aussi de réaliser une détection en régime de comptage de photons donnant accès aux limites ultimes du traitement du signal. Ce point est d’autant plus

important qu'aucun détecteur classique MIR actuel ne fonctionne en régime de comptage de photons à température ambiante.

L'ensemble de ces caractéristiques permet ainsi d'envisager de très bonnes performances pour les détecteurs à conversion de fréquences donnant accès à des expériences ou diagnostics jusque-là difficilement envisageables dans le MIR (optique quantique, corrélation de photons).

### 1.2.3 Historique de la détection par conversion de fréquence

La détection par conversion de fréquence a émergé peu après le développement du laser et de l'optique non linéaire dans les années 60 [Milton 72]. Très tôt, ce type de détection a été utilisé pour une grande variété de longueurs d'onde de l'infrarouge proche à lointain. Du fait de l'absence de détecteur matriciel à ces longueurs d'onde, l'imagerie par conversion de fréquence a été un moyen considéré pour contourner le problème [Andrews 70] mais les faibles rendements de conversion ont grandement limité les applications de cette technique.

Après le développement des techniques de quasi-accord de phase, que nous détaillerons dans le chapitre suivant, dans les années 90 [Fejer 92] et notamment des cristaux PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate), la détection par conversion de fréquence a connu un regain d'intérêt avec deux types d'application : la détection de photon unique et l'imagerie moyen infrarouge.

La détection de photon unique s'est principalement concentrée sur la bande télécom (1,5  $\mu\text{m}$ ). Les premières expériences ont été réalisées avec des cristaux massifs placés dans des cavités résonnantes [Albota 04], car des puissances de pompe de plusieurs Watt voire de plusieurs dizaines de Watt étaient nécessaires pour obtenir des rendements de conversion intéressants dans ce type de configuration. Par la suite, les guides non linéaires se sont imposés comme un moyen de réaliser de la conversion de fréquence en un seul passage de la pompe et avec des puissances de l'ordre de la centaine de mW [Langrock 05].

L'imagerie moyen infrarouge a été en grande partie portée par une équipe danoise, qui depuis 2009 [Pedersen 09], travaille sur cette thématique. Ils ont ainsi réalisé un système d'imagerie compact basé sur un cristal de PPLN placé dans une cavité laser [Dam 12]. La conversion non colinéaire leur a permis de réaliser l'image d'une source thermique entre 2,9 et 4  $\mu\text{m}$  avec une efficacité de conversion annoncée de 20 %. La suite de leurs travaux s'est focalisée sur l'imagerie hyperspectrale [Kehlet 15, Junaid 18].

## 1.3 Conversion de fréquence appliquée à l'astronomie haute résolution angulaire

L'idée d'utiliser le processus de conversion de fréquence pour l'imagerie infrarouge directe en astronomie a été testée dès les années 70 [Gurski 74, Boyd 77], sans pour autant s'imposer face au système de détection classique. L'utilisation de cette technique dans le cadre de l'imagerie haute résolution par méthode interférométrique a émergé au laboratoire XLIM la fin des années 90 [Ashraf 97] et est un sujet actif de recherche depuis le milieu des années 2000 [Del Rio 09].

### 1.3.1 Imagerie haute résolution par méthode interférométrique

La résolution spatiale de tout système optique est limitée par le phénomène de diffraction. Un télescope dont le miroir primaire est de diamètre  $D$  a ainsi une résolution angulaire limite de l'ordre de  $\lambda/D$ , avec  $\lambda$  la longueur d'onde d'observation. L'utilisation d'un réseau de télescopes permet d'augmenter la résolution spatiale jusqu'à  $\lambda/B$ , où  $B$  est la plus grande distance entre les télescopes.

Cependant les réseaux de télescopes actuels ne permettent pas de réaliser de l'imagerie directe dans le domaine visible et proche infrarouge. Ils reposent sur l'utilisation de technique interférométrique pour analyser la cohérence mutuelle des champs captés par chaque télescope.

Cette méthode a été initialement proposée par H. Fizeau au XIX<sup>e</sup> siècle [Fizeau 68] pour la mesure du diamètre angulaire d'objet astronomique, puis vérifiée expérimentalement par A. Michelson en 1891 [Michelson 91] par la mesure du diamètre des satellites de Jupiter puis le diamètre d'étoiles dans les années 1920 [Michelson 21]. Cette technique est cependant restée en sommeil à cause de limitations techniques jusqu'à sa réémergence dans les années 1970 avec les premières franges d'interférence utilisant deux télescopes distincts par A. Labeyrie [Labeyrie 75]. C'est sur ce principe qu'ont été construits, par la suite, les grands réseaux de télescopes optiques actuellement en fonctionnent tels que NPOI [Armstrong 98], CHARA [ten Brummelaar 05] ou encore le VLTI [Glindemann 00].

#### 1.3.1.1 Notion de cohérence mutuelle

Considérons les champs électriques complexes de même polarisation  $E(\mathbf{r}_1, t)$  et  $E(\mathbf{r}_2, t)$  collectés par deux télescopes aux positions  $\mathbf{r}_1$  et  $\mathbf{r}_2$  puis superposés sur un détecteur au point M. L'éclairement  $I_M$ , défini comme la puissance du signal mesurée par ce détecteur par unité de surface, est :

$$I_M \propto \langle (E(\mathbf{r}_1, t_1) + E(\mathbf{r}_2, t_2))(E(\mathbf{r}_1, t_1) + E(\mathbf{r}_2, t_2))^* \rangle \quad (1.14)$$

où  $t_1$  et  $t_2$  désignent les temps de propagation des ondes allant de l'étoile au détecteur en passant par les télescopes et  $\langle EE^* \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} EE^* dt$  la limite de la moyenne temporelle de l'éclairement du champ  $E$ . Le coefficient de proportionnalité sera supposé égal à 1.

En développant l'expression précédente, on trouve :

$$I_M = \langle |E(\mathbf{r}_1, t_1)|^2 \rangle + \langle |E(\mathbf{r}_2, t_2)|^2 \rangle + 2\Re \{ \langle E(\mathbf{r}_1, t_1)E(\mathbf{r}_2, t_2)^* \rangle \} \quad (1.15)$$

On définit alors comme fonction de cohérence mutuelle la grandeur :

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t_1, t_2) = \Gamma_{12}(\tau) = \langle E(\mathbf{r}_1, t - \tau)E(\mathbf{r}_2, t)^* \rangle \quad (1.16)$$

où  $\tau = t_2 - t_1$  est la différence de temps de propagation entre les deux trajets. Le même formalisme peut être utilisé pour définir les fonctions d'autocorrélation  $\Gamma_{11}(\tau)$  et  $\Gamma_{22}(\tau)$ . On a ainsi  $\Gamma_{11}(0) = \langle |E(\mathbf{r}_1, t_1)|^2 \rangle = I_1$  et  $\Gamma_{22}(0) = \langle |E(\mathbf{r}_2, t_2)|^2 \rangle = I_2$  les éclairements moyens des champs provenant de  $\mathbf{r}_1$  et  $\mathbf{r}_2$  respectivement et mesurées par le détecteur. On peut alors définir le degré complexe de

cohérence mutuelle  $\gamma_{12}(\tau)$  qui correspond à la fonction de cohérence mutuelle normalisée :

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{I_1 I_2}} \quad (1.17)$$

L'éclairement mesuré par le détecteur s'écrit alors :

$$I_M = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \Re[\gamma_{12}(\tau)] \quad (1.18)$$

$$= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)| \cos(\arg[\gamma_{12}(\tau)]) \quad (1.19)$$

L'éclairement mesuré est la somme des éclairissements captés par chaque télescope et d'un terme d'interférence. L'amplitude de ce terme est directement liée au contraste  $C$  des franges d'interférences :

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma_{12}(\tau)| \quad (1.20)$$

avec  $I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)|$  et  $I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)|$ .

Le degré de cohérence mutuelle regroupe deux types d'information : la cohérence spatiale et temporelle.

### 1.3.1.2 Cohérence spatiale

Considérons maintenant que la source observée est étendue spatialement, c'est-à-dire qu'elle possède un diamètre angulaire supérieur à  $\lambda/B$ . Celle-ci peut alors être considérée comme un ensemble de sources ponctuelles et chacun de ces points sources est à l'origine d'un système de franges. Le signal mesuré au niveau du détecteur est alors la somme incohérente de ces systèmes de franges. L'information sur la forme de l'objet peut alors être reconstruite en utilisant le théorème de Van Cittert-Zernike. Celui-ci indique que le degré de cohérence mutuelle  $\gamma_{12}$  est égal à la transformée de Fourier normalisée de la distribution angulaire d'intensité de la source :

$$\gamma_{12}(0) = \frac{\widetilde{O}(\frac{B}{\lambda})}{\widetilde{O}(0)} \quad (1.21)$$

Chaque paire de télescopes du réseau échantillonne donc la fréquence spatiale  $\frac{B}{\lambda}$  de la transformée de Fourier  $\widetilde{O}$  de la distribution angulaire d'intensité de la source  $O$ .  $B$  est la distance projetée entre les télescopes.

Pour avoir des informations complètes sur l'objet  $O$ , il est donc nécessaire de connaître à la fois l'amplitude et la phase de  $\gamma_{12}$ . Le module peut être estimé à l'aide du contraste des franges d'interférence, comme décrit dans la partie précédente. Pour sa part, l'estimation de la phase est perturbée par des défauts de phase aléatoires au niveau de chaque télescope dus à la turbulence atmosphérique et à l'instabilité de l'instrument. La technique de clôture de phase [Rogstad 68] permet de s'affranchir de ces biais en sommant la phase de trois bases formant un cycle. Cependant, le nombre de termes de clôture de phase indépendants est toujours inférieur au nombre de phases que l'on souhaite reconstituer. Une partie de l'information de phase est donc perdue.

De plus, le nombre de bases d'un réseau de télescopes est souvent trop faible pour qu'une



reconstruction de l'objet observé soit possible par simple transformée de Fourier inverse. Une grande diversité d'algorithmes est donc employée utilisant différent *a priori* sur l'objet observé [Thiébaud 17].

### 1.3.1.3 Cohérence temporelle

Le degré complexe de cohérence mutuelle dépend également du spectre temporel de l'objet observé. De façon analogue au cas de la cohérence spatiale, chaque longueur d'onde est à l'origine d'un système de franges et le signal mesuré au niveau du détecteur correspond à leur somme incohérente.

Dans le cas où cet objet n'est pas résolu spatialement et en négligeant la dispersion chromatique différentielle entre les bras de l'interféromètre, le champ capté par deux télescopes ne diffère que d'un décalage temporel. La situation est alors identique à tout interféromètre à division d'amplitude à deux ondes et la fonction de cohérence mutuelle égale à la fonction d'autocorrélation de ce champ :

$$\Gamma_{12}(\tau) = \Gamma_{11}(\tau) = \Gamma_{22}(\tau) = \langle E(t - \tau)E(t)^* \rangle \quad (1.22)$$

Le théorème de Wiener-Khintchine nous indique alors que cette fonction d'autocorrélation (et donc la fonction de cohérence mutuelle) est égale à la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance  $B(\nu)$  du champ  $E$  :

$$\Gamma_{12}(\tau) = \int B(\nu)e^{-2j\pi\nu\tau} d\nu \quad (1.23)$$

Cependant, si le passage dans les bras de l'interféromètre entraîne une modification différentielle du spectre des champs (en amplitude ou en phase), alors le contraste instrumental n'est plus directement donné par le théorème de Wiener-Khintchine. Appelons  $E_i(\nu, t)$  le champ électrique complexe issu du bras  $i$  au niveau du détecteur. En considérant que l'objet observé est ponctuel, on peut écrire :

$$E_i(\nu, t) = |E_i(\nu)|e^{2j\pi\nu t}e^{j\phi_i(\nu)} \quad (1.24)$$

où  $|E_i(\nu)|^2 = B_i(\nu)$  est la densité spectrale de puissance du champ  $E_i$  et  $\phi_i(\nu)$  sa phase spectrale. L'éclairement mesuré par le détecteur pour chaque élément spectral est alors :

$$dI_M(\nu, \tau) = \langle |E_1(\nu, t - \tau)|^2 \rangle d\nu + \langle |E_2(\nu, t)|^2 \rangle d\nu + 2\Re \langle [E_1(\nu, t - \tau)E_2(\nu, t)^*] \rangle d\nu \quad (1.25)$$

Le développement de cette équation nous donne :

$$dI_M(\nu, \tau) = B_1(\nu)d\nu + B_2(\nu)d\nu + 2\Re \left[ \sqrt{B_1(\nu)B_2(\nu)}e^{j\Delta\phi(\nu)}e^{-2j\pi\nu\tau} \right] d\nu \quad (1.26)$$

où  $\Delta\phi(\nu) = \phi_1(\nu) - \phi_2(\nu)$  est la phase spectrale différentielle.

L'éclairement total correspond à la somme des éclairagements de chaque élément spectral, soit :

$$I_M(\tau) = \int B_1(\nu) d\nu + \int B_2(\nu) d\nu + 2\Re\left[\int \sqrt{B_1(\nu)B_2(\nu)} e^{j\Delta\phi(\nu)} e^{-2j\pi\nu\tau} d\nu\right] \quad (1.27)$$

$$= \int B_1(\nu) d\nu + \int B_2(\nu) d\nu + 2\Re\left[TF\left(\sqrt{B_1(\nu)B_2(\nu)} e^{j\Delta\phi(\nu)}\right)\right] \quad (1.28)$$

Le contraste interférométrique tel que défini eq. 1.20 s'écrit alors :

$$C(\tau) = \frac{2\left|TF\left(\sqrt{B_1(\nu)B_2(\nu)} e^{j\Delta\phi(\nu)}\right)\right|}{\int B_1(\nu) d\nu + \int B_2(\nu) d\nu} \quad (1.29)$$

Ainsi, deux spectres de largeur  $\Delta\nu$  et centrés autour de la fréquence  $\nu_0$  produiront des franges d'interférence pour des différences de temps de groupe de l'ordre de  $\Delta\tau = 1/\Delta\nu$ . Cela correspond à une longueur de cohérence  $L_c = v_g\Delta\tau = \lambda^2/\Delta\lambda$ .

#### 1.3.1.4 Apport de l'optique guidée : filtrage spatial et transport

Dans la description précédente, les formules d'éclairement obtenues sont valables localement. Or tout détecteur réel possède une surface non nulle et le signal détecté est alors proportionnel à la puissance  $P$  correspondant donc à l'intégrale de l'éclairement sur la surface  $S$  du détecteur :  $P = \int_S I_M dS$ . Pour que le contraste instrumental corresponde à la description précédente, il est donc préférable que les phases des deux champs soient constantes sur toute la surface du détecteur, c'est-à-dire que leur front d'onde soit plan. Or, dans un interféromètre réel, les fronts d'onde sont déformés par les défauts des optiques et surtout la turbulence atmosphérique. Une solution pour résoudre ce problème consiste à filtrer spatialement les faisceaux avant leur recombinaison. L'utilisation de fibre optique monomode permet d'obtenir un filtrage optimal et transforme ainsi toute déformation du front d'onde en une modification de flux facilement mesurable. Depuis les premiers tests de cette technique avec l'instrument FLUOR [Coudé Du Foresto 92], elle s'est imposée dans de nombreux instruments (JouFLU [Scott 13], AMBER [Petrov 07], MIRC [Monnier 04] ou GRAVITY [Gillessen 10])

Outre le filtrage, l'utilisation de fibre optique monomode peut également être avantageuse pour le transport de la lumière sur de grandes distances des télescopes au recombineur. En effet, les fibres optiques ont peu de perte sur certaines bandes de longueurs d'onde (atténuation de l'ordre de 1 dB/km à 1300 et 1550 nm pour des fibres optiques à maintien de polarisation en silice) et offrent une bien plus grande flexibilité que des trajets en air libre ou sous vide. Ce constat a été le point de départ du projet 'OHANA [Vergnole 05, Perrin 06, Woillez 17] visant à relier par fibre optique les télescopes du Mauna Kea. La dispersion chromatique différentielle entraîne cependant des pertes de contraste [Reynaud 92] et des biais de clôture de phase [Huss 03]. Il est donc indispensable d'égaliser les dispersions chromatiques des fibres pour pouvoir les utiliser sur de larges bandes spectrales.

Ces techniques sont cependant principalement limitées aux longueurs d'onde visible et au proche infrarouge, domaine où les performances des fibres optiques en silice sont particulièrement avantageuses.

### 1.3.2 Projet ALOHA

La conversion de fréquence offre de nombreux avantages spécifiques pour l'imagerie à très haute résolution angulaire, notamment dans l'infrarouge moyen et lointain. En effet le gigantisme des réseaux de télescopes propre aux interféromètres astronomiques limite fortement l'utilisation de la cryogénie indispensable aux détections de faibles flux. De plus, la sélectivité spatiale du processus de conversion, qui est un frein important pour l'imagerie directe par conversion de fréquence, devient un avantage du fait de la nécessité du filtrage spatial pour les interféromètres en astronomie. Enfin, la conversion vers la fenêtre de transparence des fibres en silice pourrait permettre d'utiliser cette technologie sans équivalent dans le MIR et le FIR pour réaliser des réseaux de télescopes fibrés de grande dimension à ces longueurs d'onde. Dans nos configurations actuelles, le transport par fibre est d'autant plus intéressant que les effets de la dispersion chromatique différentielle des fibres optiques sont négligeables du fait de la sélectivité spectrale du processus de conversion.

De l'ensemble de ces constats est né le projet ALOHA (Astronomical Light Optical Hybrid Analysis) proposant de convertir la lumière collectée par les télescopes d'un réseau puis de transporter à l'aide de fibres optiques puis recombinaison et détecter la lumière convertie. Cette application de la conversion de fréquence est permise par la conservation des propriétés de cohérence des faisceaux par le processus de conversion de fréquence.

Pour des raisons de coût et de disponibilité des composants, les premières expériences d'interférométrie à conversion de fréquence ont été réalisées dans le proche infrarouge ( $1,5\ \mu\text{m}$ ) : démonstration de la conservation du contraste [Brustlein 08] et de la clôture de phase [Ceus 11] par le processus de conversion, en fort flux puis en régime de comptage de photons [Ceus 13], avec une source monochromatique puis avec une source thermique [Gomes 14a]. Des tests de conversion ont également été menés sur le ciel ce qui a abouti aux premières franges d'interférence obtenues par conversion de fréquence en 2015 sur le réseau de télescopes CHARA [Darré 16a].


En parallèle de ces travaux à  $1,5\ \mu\text{m}$ , des premières études ont été effectuées en moyen infrarouge à  $3,39\ \mu\text{m}$  en suivant les mêmes étapes que dans le proche infrarouge : réalisation d'un interféromètre à conversion de fréquence en fort flux [Szemendera 16] puis en régime de comptage de photons [Szemendera 17a], avec une source monochromatique puis avec une source thermique [Szemendera 17b]. Les performances obtenues à cette longueur d'onde étaient cependant très inférieures à celles obtenues en proche infrarouge que ce soit en termes de rendement de conversion, de NEP ou de contraste dans le cas d'une source large bande.

L'article Lehmann *et al.* 2018a, reproduit ci-après, reprend les principales étapes et le statut du projet ALOHA au début de cette thèse.

### 1.3.3 ALOHA–Astronomical Light Optical Hybrid Analysis : From experimental demonstrations to a MIR instrument proposal (Lehmann *et al.* 2018a)

# ALOHA—Astronomical Light Optical Hybrid Analysis

## From experimental demonstrations to a MIR instrument proposal

L. Lehmann<sup>1</sup> · P. Darré<sup>1</sup> · L. Szemendera<sup>1</sup> ·  
J. T. Gomes<sup>1</sup> · R. Baudoin<sup>1</sup> · D. Ceus<sup>1</sup> · S. Brustlein<sup>1</sup> ·  
L. Delage<sup>1</sup>  · L. Grossard<sup>1</sup> · F. Reynaud<sup>1</sup>

Received: 23 January 2018 / Accepted: 14 March 2018  
© Springer Science+Business Media B.V., part of Springer Nature 2018

**Abstract** This paper gives an overview of the Astronomical Light Optical Hybrid Analysis (ALOHA) project dedicated to investigate a new method for high resolution imaging in mid infrared astronomy. This proposal aims to use a non-linear frequency conversion process to shift the thermal infrared radiation to a shorter wavelength domain compatible with proven technology such as guided optics and detectors. After a description of the principle, we summarise the evolution of our study from the high flux seminal experiments to the latest results in the photon counting regime.

**Keywords** High angular resolution · Interferometry · Optical fibre · Non-linear optics · Aperture synthesis · Sum-frequency generation

## 1 Context

Over the last decades, a greatly improved knowledge of the Universe and, more generally, of astrophysical sources has been achieved by means of huge telescope arrays. These very large instruments are able to provide the best sensitivity/spatial resolution trade-off to observe astrophysical sources with a sharp analysis never reached before. To investigate the wide wavelength domain, a large variety of instruments

---

This article is part of the Topical Collection on *Future of Optical-infrared Interferometry in Europe*

---

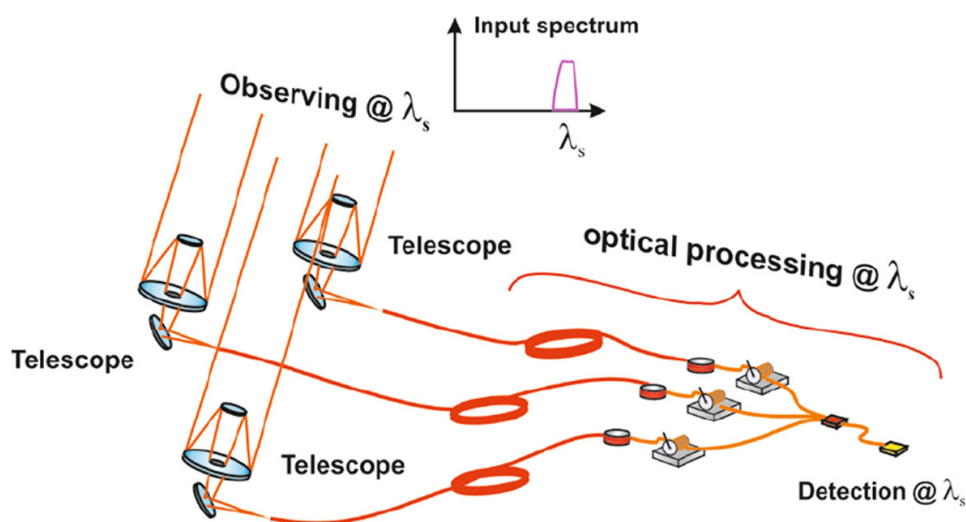
✉ F. Reynaud  
francois.reynaud@unilim.fr

<sup>1</sup> XLIM, 123 rue A. Thomas, 87060 Limoges, France

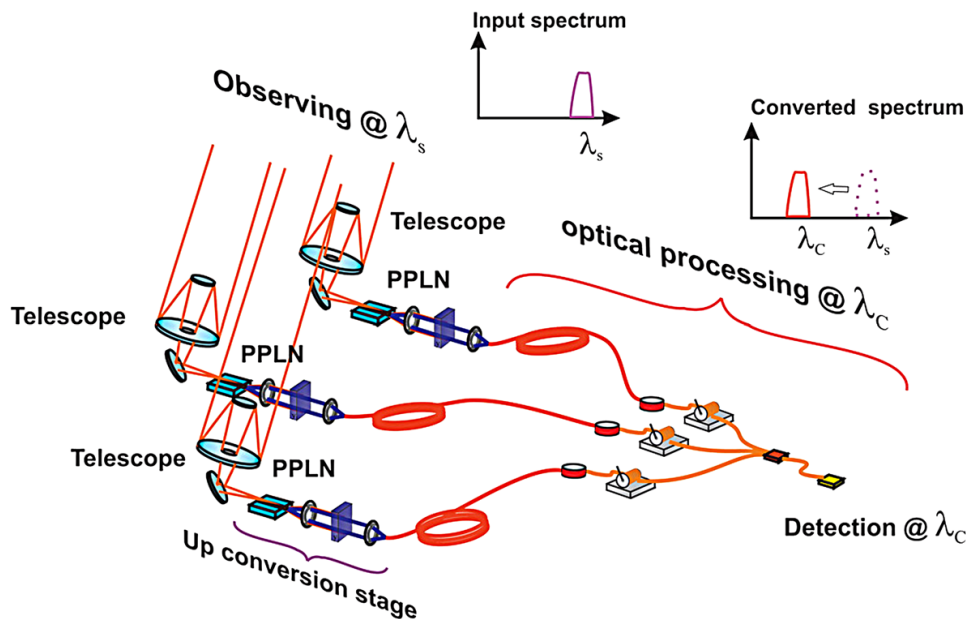
have been designed and implemented. Even in this limited optical spectral domain, the usual way to propose an instrumental concept is to develop an experimental chain (including the collecting antenna, wave propagation, optical processing and detection) specifically dedicated to the spectral window to be investigated (see Fig. 1). For ground observation, these bands (J, H, K, etc.) are defined by the transparency of the atmospheric layer. Nonetheless, this method can lead to very complex designs and stringent manufacturing of the related optical components to be implemented in the instrument. It results in poorer performance for the current instruments dedicated to the mid and far infrared (MIR and FIR) than in the visible and near infrared.

With a completely opposite approach, we propose to use an instrumental chain operated in a technologically-mature wavelength domain and to shift the astronomical spectrum to be investigated into this propitious spectral window, where nearly ideal photon detection technology is available. This completely new approach allows us to propose a new generation of instruments able to address the problem of the mid and far infrared spectral domain, which is very informative for astrophysical studies (Active Galaxy Nucleus, Young Star Objects, exoplanets...).

The key point in this new concept is the possibility to convert the light from a far infrared wavelength to the visible or near infrared wavelength range through an “up-conversion stage” as shown in Fig. 2. For this purpose, it is possible to use sum frequency generation (SFG). This second order non-linear process allows us to merge the astronomical science signal at frequency  $\nu_s$  with an intense and highly coherent pump wave at frequency  $\nu_p$  in order to generate a converted wave at frequency  $\nu_c = \nu_s + \nu_p$ . Periodically Poled Lithium Niobate (PPLN) waveguides are very good candidates for SFG for their very high non-linear coefficient and field confinement, and long interacting length. The conversion efficiency depends however on the quasi-phase matching condition between the interacting waves, which states that the locally generated waves at  $\nu_c$  have to interact constructively in the non-linear waveguide during propagation. This results in a spectral selectivity described in reference [2].



**Fig. 1** Classical telescope array configuration dedicated to high resolution imaging in astronomy. The interferences between the beams collected by the telescopes allow us to obtain high resolution spatial information on the astrophysical target



**Fig. 2** General scheme of our proposal. An up-conversion stage allows us to adapt the astronomical spectrum to a spectral window where a high performance interferometer can be implemented

This non-linear process is particularly interesting for high resolution imaging based on spatial coherence analysis for two main reasons. Firstly, the mutual coherence of the waves is preserved during the upconversion process because the phase of the astronomical science signal is transferred to the converted wave. This requires the use of a pump laser with a great coherence length. Secondly, SFG process is known to be intrinsically noiseless [10], as the science signal and pump waves must be simultaneously present to generate the converted field.

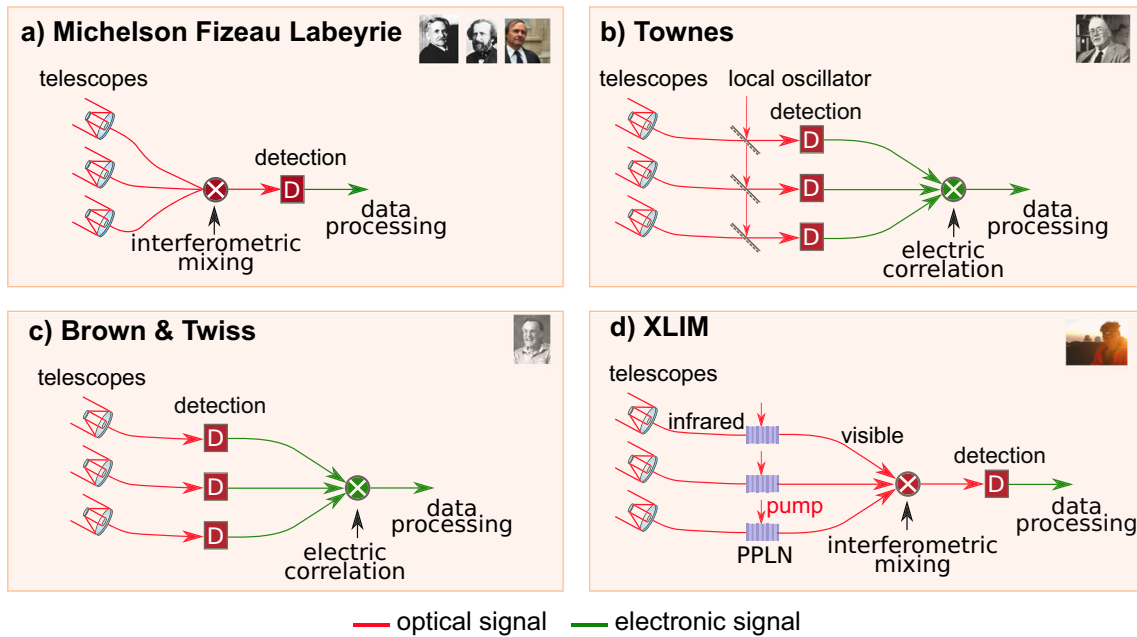
There are several advantages of using such a frequency conversion, especially from far and mid infrared to near infrared or visible wavelengths:

- the possibility of using spatially single-mode and polarisation maintaining components which are easy to handle and have very low optical losses (optical fibres and integrated optical combiners)
- the availability of efficient detectors (high quantum efficiency, low noise, room temperature operation)
- not to be compelled to use complex cooling systems over the entire instrument (assuming that the frequency conversion takes place right after the telescope focus).

### 1.1 The physical basis of this new concept

Why this new approach is different from the existing ones. Figure 3 shows a comparative summary of our proposal versus the classical previous ones.

The most commonly used configuration is an interferometer in which the optical signals are mixed before detection (Fig. 3a). This configuration has been proposed by Fizeau and firstly experimentally demonstrated by Michelson on the Hooker telescope at the Mount Wilson Observatory (CA, USA). In the middle of the 20th century,



**Fig. 3** Comparative presentation of the three configurations previously investigated and our new concept (bottom right). Top left the most common method uses the field correlation. The two intensity correlation (direct and heterodyne) measurements are presented top right and bottom left)

A. Labeyrie has promoted the use of separated telescopes. Nowadays, it has resulted in the implementation of hectometric instruments such as the VLTI in Chile and the CHARA Array at Mount Wilson (USA/CA) that provide routinely astrophysical data in the near infrared spectral range.

In a very similar way, the spatial coherence can be analysed after an optical to electric conversion in appropriate photodetectors (IR detectors) followed by a subsequent electronic cross correlation. This can either be done by direct detection (Fig. 3c) as proposed by Brown and Twiss or by heterodyne detection (Fig. 3b) as experimented by Townes. In this latter case, the optical signals are mixed with a local optical oscillator which strongly improves the sensitivity. However, in both cases, highly sensitive ultrafast photodetectors are required, which are not available for the mid infrared spectral domain.

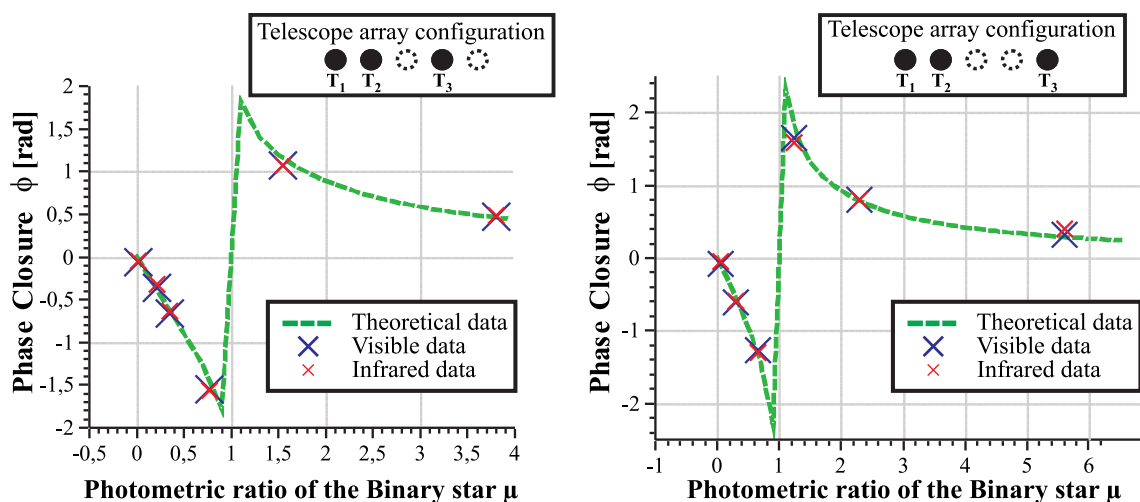
Our new concept (Fig. 3d) is not so far from a mix between the heterodyne intensity interferometer proposed by Townes and the one currently used on telescope arrays such as the VLTI or the CHARA Array. The main difference results from the possibility to make a cross-correlation of the optical wave after the up-conversion stages and not on the electric signals after detection. This is possible nowadays due to significant advances in the field of non-linear optics.

## 2 Feasibility and first experimental results

The following list reports the main results that make us confident to promote this proposal and on the possibility to succeed in a real astronomical context. All over the reported experiments, the observables to be recorded are related to the complex

visibility of the fringes observed at the output of the interferometer: contrast and phase closure. In the following, the quality of their measurements will be used as a proof of the quality of the instrument under test.

- First high flux lab demonstration: fringe contrast preservation in an up-conversion interferometer [3].
- In lab phase closure preservation in an up-conversion interferometer at high flux level (Fig. 4).
- In lab operation of an up-conversion interferometer in the photon counting regime (narrow bandwidth, Ceus et al. [6]).
- Sensitivity tests at the Mauna Kea observatory: first stellar light conversion using a 20 cm C8 telescope [5].
- Operating an up-conversion interferometer with a blackbody source: in lab demonstration of the performances of the up-conversion interferometer on the most incoherent source fitting the real astronomical conditions [9].
- Large bandwidth conversion and spectral compression: when checking the nonlinear crystal properties, one of the main features is the spectral filtering performed by the sum frequency generation process. This spectral selectivity is related to the phase matching condition between the interacting waves through the nonlinear crystal. Notwithstanding the sensitivity requirement, this property can be turned as an advantage as performing a natural spectral analysis. We propose to use a multilaser pump emitting a spectral comb in order to address the various wavelengths of the broadband astronomical light. The first attempt has been conducted using PPLN waveguides at  $1.55 \mu\text{m}$  with a pump comb at around  $1.064 \mu\text{m}$ . First results have been obtained with two lines, demonstrating the basic principle. During this work we have observed a spectral compression on the converted signal [7].
- Photometric tests at the CHARA Array: in May 2014, we have performed a set of on-site photometric preliminary measurements using only one arm of the future instrument. During this mission, we have demonstrated the possibility to reach a  $H_{\text{mag}} = 2$  with a 2600 spectral resolution. Several improvements have been



**Fig. 4** First demonstration of phase closure acquisition in a up-conversion interferometer [4]



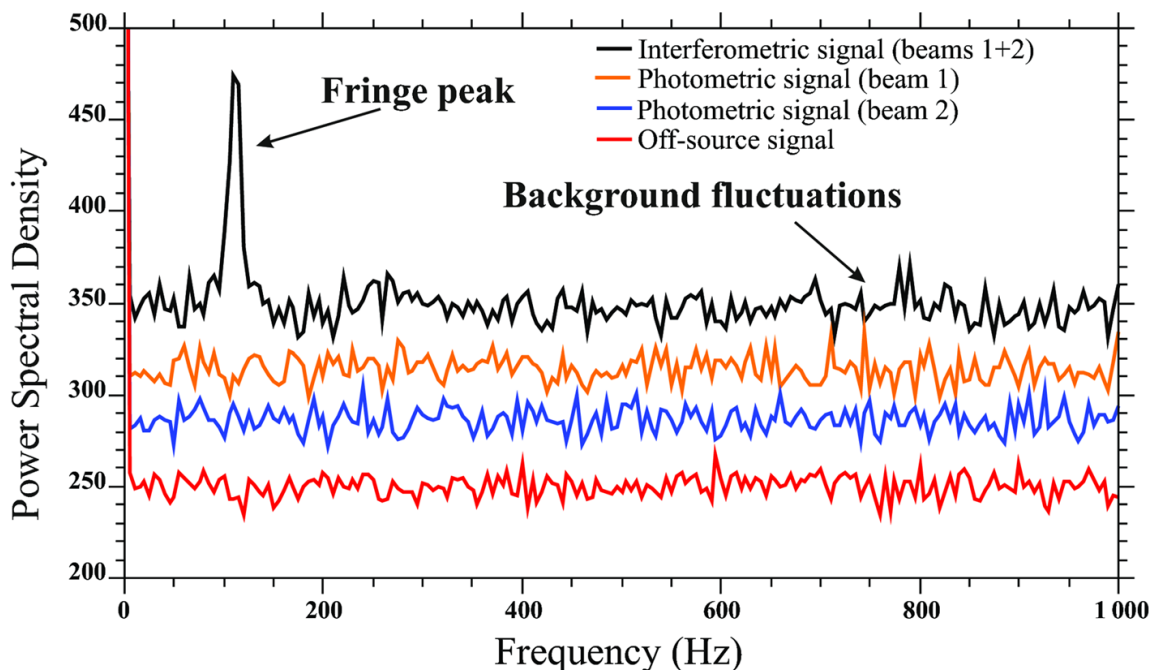
achieved using the two interferometric outputs and some upgraded components [1].

- First on sky fringes at the CHARA Array: during the mission, in April 2015, we have tested the possibility to get fringes using a prototype of ALOHA dedicated to the H band. Despite the experimental environment due to the temporary installation of our set up out of the recombination laboratory, we have been able to get fringes observing real stars over a 0.6 nm spectral bandwidth (Fig. 5). The target magnitudes were between  $-0.6$  and  $3$  and were spatially unresolved in the framework of this first on-sky demonstration (one and half night, Darré et al. 8).

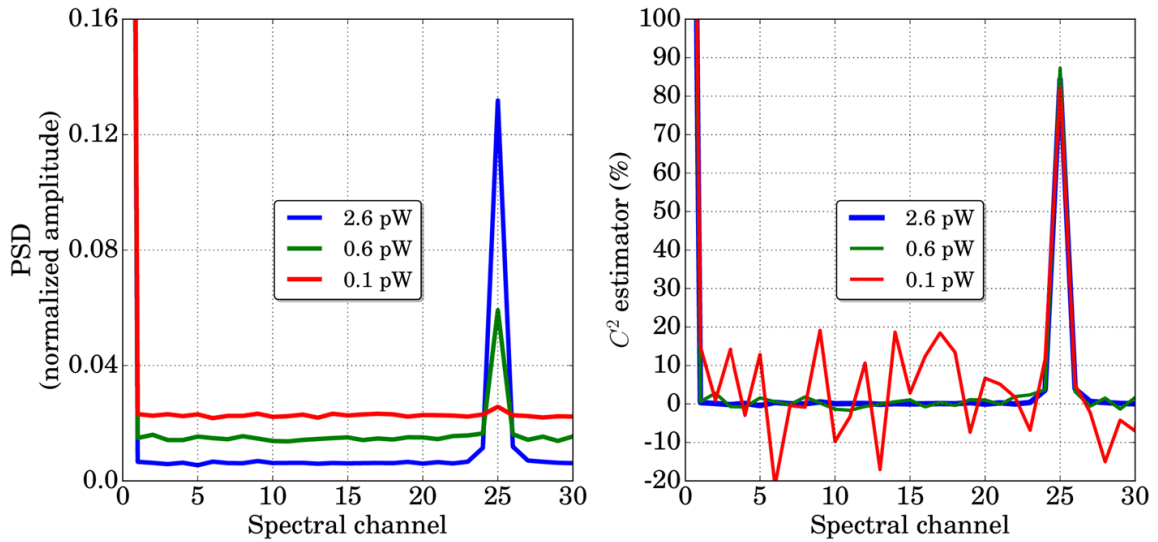
The more efficient components being currently developed with Lithium Niobate crystals in the  $1.55 \mu\text{m}$  wavelength domain, all the first preliminary investigations discussed above have been performed in the astronomical H band. We are now addressing longer wavelength spectral domains such as the L band, and in a near future the N band.

- First fringes at  $3.39 \mu\text{m}$  have been obtained in laboratory in monochromatic and in high flux configuration using a MIR HeNe laser as a source, and PPLN crystals in the non-linear stages [13].
- In a second step, the laser source was attenuated to operate the experiment in the photon counting regime (Fig. 6, Szemendera et al. [14]).

These promising results allow us to plan the future developments of our instrument. The following paragraph proposes a roadmap paving the way of our study.



**Fig. 5** Experimental power spectral density (PSD) related to the  $\alpha$  UMa interferogram. Black: interferometric configuration, blue and orange: photometric signals, red: interferometric configuration without signal source. From Darré et al. [8]



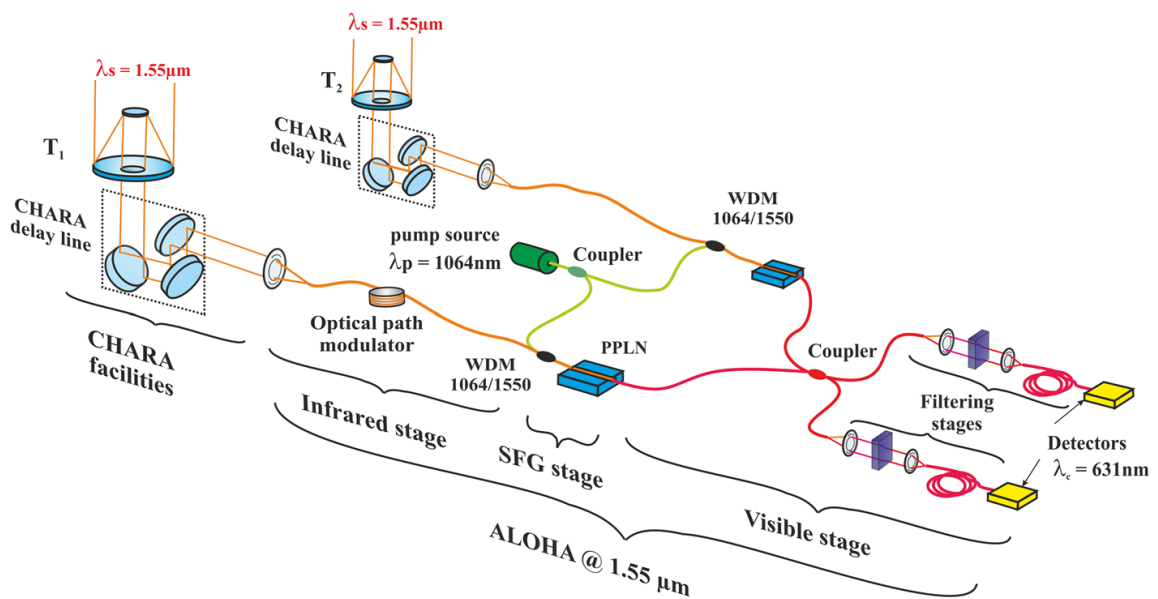
**Fig. 6** Left: normalised PSD obtained after integration over time for 3 different MIR input powers. Right:  $C^2$  estimator as a function of the spectral channel derived from the normalised PSD and bias correction. From Szemendera et al. [14]

### 3 Outlook

In the coming five years we plan to develop our study in the following directions:

#### 3.1 Further tests on the CHARA Array

Using the instrument developed in lab at  $1.55 \mu\text{m}$ , we tested our concept on a real instrument in the astronomical H band as reported in Fig. 7. For this purpose, we are collaborating with the CHARA Array team. This instrument is a very good tool to validate new ideas, functions or data processing related to the new concept of



**Fig. 7** ALOHA implemented on the CHARA Array

SFG interferometer. We plan to improve the performances of the components in the H band, test a multichannel spectral configuration and the global architecture of the instrument to enhance its sensitivity. Notice that in the current status, our up-conversion interferometer is placed after the delay lines of the CHARA Array in order to minimise the complexity of the first on the sky demonstrations.

### 3.2 Towards MIR and FIR spectral domain

We are testing a two-arm interferometer using non-linear crystals provided in the framework of collaboration with FEMTO-ST (Besançon, France) for the MIR components (L band). The study has begun in laboratory with a high flux source to manage the full operation of the instrument and is going to be achieved with a black-body source down to the photon counting regime with very promising results. In parallel, sensitivity tests are planned on a 1m-class telescope (C2PU OCA France) in order to assess the limiting magnitude to be investigated with such an instrument.

The midterm prospect of this experiment plans to implement ALOHA L Band at the CHARA Array. The conversion will take place close to the telescope focus in order to minimise the impact of the instrument thermal background. The telescope to lab links will be achieved through single mode, polarisation maintaining fibres. Preliminary tests has demonstrated the possibility to reach an optical path stability compliant with the interferometric context. That could address the perspective of giant baselines using fibre linked telescope array.

### 3.3 Large spectral bandwidth and spectral analysis

To address larger spectra, we propose to use a multilaser pump emitting a spectral comb. Each line of the pump spectrum could select a spectral sample of the astronomical light. This configuration could be used either in a spectral analysis configuration (separation of the spectral channels) or in an integral mode (coherent sum of the spectral channels) by controlling the phases of the pumps. The first attempts have been conducted using non-linear waveguides operating at  $1.55 \mu\text{m}$  with a pump comb around  $1.064 \mu\text{m}$ . First results have been obtained with two lines demonstrating the basic principle. The spectral comb pump technique will be extended later to the MIR and FIR spectral domains.

### 3.4 Very long baseline MIR and FIR interferometers

The very low propagation losses in silica fibres allow us to propose a telescope array with a fibered link over very long baselines. To propose such kind of interferometers, two main difficulties must be overcome when working in the MIR or FIR domains:

- the first one deals with the spectral shift from the MIR and FIR to the silica fibre spectral window. This point will be fully answered by our up-conversion interferometer as long as efficient up-conversion is available.
- the second point concerns the possibility to design and implement an all guided delay line. Taking advantage of the spectral compression mentioned above, we

plan to propose this new delay line concept without any free space propagation. Our skills on fibre delay line manufacturing and fibre differential dispersion control will be very helpful during this work [11, 12].

## 4 Conclusion

The SFG interferometer is a very promising instrument for high resolution imaging in the MIR. The current strategy is to develop this kind of instrument in two main directions:

- a set of proof of principle experiments in order to valid the concept and to propose new functions,
- on sky tests to consider the astronomical requirement and demonstrate the potential of ALOHA.

Through a set of experiments developed at  $1.55 \mu\text{m}$  (H band) we have demonstrated the principle of ALOHA thanks to the mature technology derived from telecommunication devices. However, in this spectral band, classical astronomical instruments are still developed and routinely operated. In this context, the MIR spectral domain is the final scope of development for our project. This breakthrough instrument could answer stringent constraints faced by the current MIR instruments. After in laboratory promising results in the L band, the next step will be focused on the sky investigation. Sensitivity tests in the L band are planned on 1 m-class telescopes (C2PU and CHARA). Combined with the characteristics of potential telescope array to be used (CHARA, VLTI) these results will give the inputs to define science cases to highlight the ALOHA capabilities.

**Acknowledgements** This work has been financially supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES), the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU), Thales Alenia Space, Airbus Group, Leukos and the Région Limousin.

## References

1. Baudoin, R., Darré, P., Gomes, J.-T., Fabert, M., Grossard, L., Delage, L., Reynaud, F., Scott, N.J., Sturmman, J., Ten Brummelaar, T.A., du Foresto Coudé, V.: ALOHA 1.55 m implementation on the CHARA telescope array: on-sky sensitivity tests. *J. Astron. Instrum.* 1650006 (2016). <https://doi.org/10.1142/S2251171716500069>
2. Boyd, R.W.: *Nonlinear Optics*. Academic Press, Amsterdam; Boston (2008)
3. Brustlein, S., Del Rio, L., Tonello, A., Delage, L., Reynaud, F., Herrmann, H., Sohler, W.: Laboratory demonstration of an infrared-to-visible up-conversion interferometer for spatial coherence analysis. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 153903 (2008). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.153903>
4. Ceus, D., Tonello, A., Grossard, L., Delage, L., Reynaud, F., Herrmann, H., Sohler, W.: Phase closure retrieval in an infrared-to-visible upconversion interferometer for high resolution astronomical imaging. *Opt. Express* **19**, 8616 (2011). <https://doi.org/10.1364/OE.19.008616>
5. Ceus, D., Reynaud, F., Woillez, J., Lai, O., Delage, L., Grossard, L., Baudoin, R., Gomes, J.-T., Bouyeron, L., Herrmann, H., Sohler, W.: Application of frequency conversion of starlight to high-resolution imaging interferometry. On-sky sensitivity test of a single arm of the interferometer. *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.* **427**, L95–L98 (2012). <https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2012.01352.x>

6. Ceus, D., Delage, L., Grossard, L., Reynaud, F., Herrmann, H., Sohler, W.: Contrast and phase closure acquisitions in photon counting regime using a frequency upconversion interferometer for high angular resolution imaging. *MNRAS* (2013). <https://doi.org/10.1093/mnras/sts654>
7. Darré, P., Szemendera, L., Grossard, L., Delage, L., Reynaud, F.: Effect of spectral sampling on the temporal coherence analysis of a broadband source in a SFG interferometer. *Opt. Express* **23**, 25450 (2015). <https://doi.org/10.1364/OE.23.025450>
8. Darré, P., Baudoin, R., Gomes, J.-T., Scott, N.J., Delage, L., Grossard, L., Sturmman, J., Farrington, C., Reynaud, F., Brummelaar, T.A.T.: First on-sky fringes with an up-conversion interferometer tested on a telescope array. *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.233902>
9. Gomes, J.-T., Delage, L., Baudoin, R., Grossard, L., Bouyeron, L., Ceus, D., Reynaud, F., Herrmann, H., Sohler, W.: Laboratory demonstration of spatial-coherence analysis of a Blackbody through an up-conversion interferometer. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 143904 (2014). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.143904>
10. Louisell, W.H., Yariv, A., Siegman, A.E.: Quantum fluctuations and noise in parametric processes. I. *Phys. Rev.* **124**, 1646–1654 (1961). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.124.1646>
11. Reynaud, F., Alleman, J.J., Connes, P.: Interferometric control of fiber lengths for a coherent telescope array. *Appl. Opt.* **31**, 3736–3743 (1992). <https://doi.org/10.1364/AO.31.003736>
12. Simohamed, L.M., Reynaud, F.: A 2 m stroke optical fibre delay line. *Pure Appl. Opt.* **6**, L37 (1997). <https://doi.org/10.1088/0963-9659/6/4/005>
13. Szemendera, L., Darré, P., Baudoin, R., Grossard, L., Delage, L., Herrmann, H., Silberhorn, C., Reynaud, F.: In-lab ALOHA mid-infrared up-conversion interferometer with high fringe contrast @ $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$ . *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **457**, 3115–3118 (2016). <https://doi.org/10.1093/mnras/stw196>
14. Szemendera, L., Grossard, L., Delage, L., Reynaud, F.: In-laboratory ALOHA mid-infrared up-conversion interferometer in the photon counting regime at  $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$ . *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **468**, 3484–3488 (2017). <https://doi.org/10.1093/mnras/stx780>

# Éléments théoriques

## Sommaire du présent chapitre

<b>2.1 Optique non linéaire</b>	<b>32</b>
2.1.1 Processus de somme de fréquences dans un guide non linéaire . . . .	32
2.1.2 Génération du signal parasite par effet non linéaire en cascade . . . .	41
2.1.3 Évolution des performances d'un détecteur à conversion de fréquence en fonction de la puissance de pompe et de la longueur du guide . . . . .	44
<b>2.2 Traitement du signal pour la détection en régime de comptage de photons</b>	<b>49</b>
2.2.1 Description des trames d'acquisition . . . . .	49
2.2.2 Évaluation des RSB théorique . . . . .	51
2.2.3 Effet de saturation de la chaîne d'acquisition . . . . .	54

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les performances d'un détecteur à comptage de photons, caractérisé par son NEP, dépendaient de son efficacité de détection d'une part et à son Dark Count d'autre part. Dans un détecteur à conversion de fréquence, ces deux grandeurs sont imposées par les effets non linéaires en jeu. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux deux principaux processus à l'œuvre : la somme de fréquences (Sum Frequency Generation ou SFG) permettant la conversion de fréquence proprement dite d'un photon « signal » en un photon « converti » à l'aide d'un photon « pompe », et la génération du signal parasite par conversion du signal de fluorescence paramétrique (Spontaneous Parametric Down-Conversion ou SPDC). Ce signal parasite résulte donc de deux processus non linéaires en cascade : la fluorescence paramétrique générant deux photons (signal et idler) à partir d'un unique photon pompe suivie de la conversion du photon signal par processus SFG.

Nous chercherons donc à décrire l'efficacité quantique du processus SFG et la quantité de photons parasites générés ainsi que les densités spectrales de ces deux processus en fonction des paramètres physiques du système. À partir de ces grandeurs, nous serons en mesure d'estimer l'évolution théorique des performances d'un détecteur à conversion de fréquence en fonction de ses paramètres. Les descriptions théoriques présentées ici se veulent les plus générales possibles,

mais les applications numériques porteront sur la conversion d'un signal MIR à 3,5  $\mu\text{m}$  à l'aide d'une source laser de pompe à 1064 nm dans un guide d'onde PPLN.

Dans une seconde partie, nous décrirons comment exploiter au maximum les performances d'un détecteur en régime de comptage de photons à l'aide d'un traitement du signal adapté.

Les calculs présentés dans cette partie ont été réalisés avec l'assistance d'un logiciel de calcul formel (Mathematica).

## 2.1 Optique non linéaire

### 2.1.1 Processus de somme de fréquences dans un guide non linéaire

La propagation d'un champ électrique  $\vec{E}$  dans un milieu induit une densité de polarisation  $\vec{P}$  du matériau. Pour des champs électriques faibles, ces deux grandeurs sont reliées linéairement par l'équation :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \quad (2.1)$$

où  $\varepsilon_0$  est la permittivité diélectrique du vide et  $\chi$  le tenseur de susceptibilité électrique. Dans le cas de champs électriques intenses, cette approximation linéaire n'est plus valide. Le vecteur de polarisation s'écrit alors comme une série de Taylor :

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^{\infty} \varepsilon_0 \chi^{(i)} \vec{E}^i = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}^1 + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \quad (2.2)$$

où  $\chi^{(i)}$  représente le tenseur de susceptibilité d'ordre  $i$ . Nous nous intéresserons ici uniquement aux effets non linéaires d'ordre 2 pour lesquelles le tenseur de susceptibilité  $\chi^{(2)}$  peut se réduire à la matrice 3x6 suivante, appliquée aux termes carrés et rectangle obtenus par produit des composantes  $E_{x,y,z}$  du champs :

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = 4\varepsilon_0 \cdot \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y \cdot E_x \\ 2E_x \cdot E_z \\ 2E_x \cdot E_y \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

avec  $x$ ,  $y$  et  $z$  les axes propres du cristal non linéaire.

Les symétries du cristal réduisent grandement le nombre de coefficients  $d_{ij}$  non nuls. Pour le Niobate de Lithium, appartenant au groupe ponctuel cristallographique 3m, la matrice de

susceptibilité a pour forme :

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = 4\epsilon_0 \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y \cdot E_x \\ 2E_x \cdot E_x \\ 2E_x \cdot E_y \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

avec  $d_{33} = 25,2 \text{ pm V}^{-1}$ ,  $d_{31} = 4,6 \text{ pm V}^{-1}$  [Shoji 97] et  $d_{22} = -2,1 \text{ pm V}^{-1}$  [Dmitriev 99]. On voit ainsi que les effets non linéaires dépendent très fortement de l'orientation de la polarisation du champ électrique. Dans le cas du Niobate de Lithium, les effets non linéaires les plus importants sont obtenus lorsque les champs électriques sont polarisés suivant l'axe z du cristal, faisant intervenir le coefficient  $d_{33}$ . On a alors  $P_z = 4\epsilon_0 d_{33} E_z^2$ .

Il existe plusieurs effets non linéaires d'ordre 2, mais nous nous concentrerons ici sur le processus de somme de fréquences : lorsque deux champs électriques de fréquences  $\nu_s$  et  $\nu_p$  se propagent dans un tel milieu non linéaire d'ordre 2, ils génèrent localement un champ converti à la fréquence somme  $\nu_c = \nu_s + \nu_p$ . Cependant, cette génération n'a pas lieu en un seul point et pour qu'elle soit globalement efficace, il faut que l'ensemble de ces champs produit localement interfèrent constructivement tout au long de la propagation. Cela a lieu lorsque la condition d'accord de phase reliant les constantes de propagation associées à chacune des trois ondes signal pompe et converti est respectée, c'est-à-dire :

$$\Delta k = k_c - k_s - k_p \approx 0 \quad (2.5)$$

où  $k_i = 2\pi n_i \nu_i / c$  est le vecteur d'onde,  $n_i$  l'indice de réfraction du matériau à la fréquence  $\nu_i$  et  $c$  la vitesse de la lumière.

La première solution pour obtenir cet accord de phase consiste à tirer parti de la biréfringence du matériau non linéaire. Dans ce type de matériaux, la différence entre les indices de réfraction suivant les axes ordinaires et extraordinaires du cristal peut permettre de compenser l'aspect dispersif du matériau. Cependant cette technique impose des contraintes importantes sur les axes du cristal utilisés ce qui limite les possibilités d'accord de phase et les performances de conversion.

Une seconde solution est d'utiliser la technique du quasi-accord de phase. Celle-ci consiste à inverser périodiquement le signe du coefficient non linéaire soit par une inversion des domaines ferroélectriques du cristal (ex : PPLN) soit par une inversion de l'orientation du cristal (ex : OP:GaAs). La condition de quasi-accord de phase est obtenue si cette inversion a lieu à chaque fois que le déphasage du champ converti et la somme des phases des champs signal et pompe accumulée au cours de la propagation atteint 180 degrés. Cela se traduit par l'équation :

$$\Delta k = k_c - k_s - k_p + \frac{2\pi}{\Lambda} \approx 0 \quad (2.6)$$

avec  $\Lambda$  la période spatiale d'inversion du coefficient non linéaire du matériau. On parlera également de période de poling.



Cette technique permet théoriquement d'obtenir un quasi-accord de phase entre n'importe quel triplet de fréquences respectant la condition de conservation de l'énergie, mais également d'utiliser des champs possédant les mêmes polarisations ce qui donne accès aux coefficients non linéaires les plus importants des matériaux utilisés. Des contraintes technologiques peuvent cependant limiter les périodes de poling réalisables.

En plus de la condition d'accord de phase, les processus non linéaires nécessitent à la fois des densités de puissance importantes et de grandes longueurs d'interaction. Dans les cristaux massifs, ces deux contraintes sont mutuellement exclusives puisque pour disposer de densités importantes, il est nécessaire de focaliser les faisceaux ce qui, à cause du phénomène de diffraction, augmente leur divergence et réduit leur longueur d'interaction. La diffraction est d'autant plus problématique que les champs qui interagissent sont à des fréquences éloignées comme c'est le cas souvent pour la conversion par somme de fréquences. Le compromis habituel consiste à choisir une taille de faisceaux de sorte que les distances de Rayleigh des faisceaux correspondent à la moitié de la longueur du cristal.

L'utilisation de guide d'onde non linéaire permet de supprimer le problème de la diffraction en confinant des faisceaux sur une section d'une dizaine de microns de côté sur une longue distance, allant de quelques centimètres pour des guides PPLN à des dizaines de mètres pour des fibres optiques non linéaires.

L'étude proposée ici se concentrera sur la description théorique de processus SGF et la génération de signal parasite provenant du processus SPDC dans le cas d'un guide d'onde PPLN.

### 2.1.1.1 Description des équations de couplage

Dans un guide d'onde, les champs électriques signal, pompe et converti, respectivement  $E_s$ ,  $E_p$  et  $E_c$ , peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$E_i(x, y, z) = A_i(z)\tilde{E}_i(x, y)\exp(-jk_i z) \quad (2.7)$$

où  $A_i(z)$  représente l'enveloppe complexe du champ se propageant suivant l'axe du guide  $Oz$  et  $\tilde{E}_i(x, y)$  est le champ électrique modal tel que  $\tilde{E}_i(x, y) = \sqrt{\frac{2}{n_i c \epsilon_0}} E_i(x, y)$  et :

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} |E_i(x, y)|^2 dx dy = 1 \quad (2.8)$$

La formulation de l'éq. 2.7 suppose que le champ transverse  $\tilde{E}_i(x, y)$  est indépendant de la position suivant l'axe de propagation  $Oz$ , ce qui est une hypothèse raisonnable pour un guide d'onde de section constante et sans couplage modal.

L'interaction avec le guide non linéaire génère un couplage entre les trois champs. L'évolution de

leur enveloppe complexe  $A_i$  est alors régie par le système d'équations couplées suivant [Bortz 94] :

$$\frac{dA_s}{dz} = -j\kappa_s \zeta^* A_p^* A_c \exp(-j\Delta kz) - \frac{\alpha_s}{2} A_s \quad (2.9)$$

$$\frac{dA_p}{dz} = -j\kappa_p \zeta^* A_s^* A_c \exp(-j\Delta kz) - \frac{\alpha_p}{2} A_p \quad (2.10)$$

$$\frac{dA_c}{dz} = -j\kappa_c \zeta A_s A_p \exp(j\Delta kz) - \frac{\alpha_c}{2} A_c \quad (2.11)$$

avec  $*$  le complexe conjugué,  $\alpha_i$  le coefficient d'absorption en puissance du matériau à la fréquence  $\nu_i$ ,  $\kappa_i$  les coefficients de couplage non linéaires des champs et  $\Delta k$  le désaccord de phase. Dans un guide PPLN, on a :

$$\kappa_i = \left( \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{n_s n_p n_c c \varepsilon_0 \lambda_i^2} \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad \Delta k = k_c - k_s - k_p + \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.12)$$

Dans le cas où les trois champs sont polarisés suivant l'axe  $z$  du cristal,  $d_{\text{eff}} = (2d_{33}/\pi) \sin(\pi D)$  où  $D$  est le rapport cyclique du poling et  $\Lambda$  la période du poling.

$\zeta$  représente l'intégrale de recouvrement spatial entre les modes de propagation des champs et le domaine non linéaire du guide.  $\zeta$  s'exprime en  $\text{m}^{-1}$  et est défini par l'intégrale suivante :

$$\zeta = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{d}(x, y) E_s(x, y) E_p(x, y) E_c^*(x, y) dx dy \quad (2.13)$$

où  $\tilde{d}(x, y)$  est la variation transverse normalisée du coefficient non linéaire du matériau. Cette intégrale permet de définir une section efficace  $S_{\text{eff}} = 1/|\zeta|^2$ .

Dans le cas d'un guide ridge fonctionnant en régime de guidage fort, il est possible de considérer en première approximation des faisceaux de profils gaussiens de même diamètre et entièrement confinés dans le guide ( $\iint_{\text{ridge}} = \iint_{-\infty}^{+\infty}$ ), c'est-à-dire :

$$E_i(x, y) = \frac{1}{w} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{(x^2+y^2)}{w^2}}, \quad \tilde{d}(x, y) = 1, \quad (2.14)$$

on trouve alors

$$\zeta = \iint_{-\infty}^{+\infty} E_i(x, y)^3 dx dy \quad (2.15)$$

$$\zeta = \frac{1}{w} \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \quad (2.16)$$

soit une section efficace de conversion :

$$S_{\text{eff}} = (3/2 \sqrt{\pi/2} w)^2 \quad (2.17)$$

$$S_{\text{eff}} \approx (1.88w)^2 \quad (2.18)$$

avec  $w$  le rayon à  $1/e$  en champ et  $1/e^2$  en puissance.

### 2.1.1.2 Cas monochromatique à l'accord de phase : $\Delta k = 0$

Considérons tout d'abord le cas de la somme de fréquences entre un champ de pompe monochromatique intense à une fréquence  $\nu_p$  et un champ signal à une fréquence  $\nu_s$  également monochromatique. Le champ converti oscillera alors à une fréquence unique  $\nu_c = \nu_s + \nu_p$ . Nous chercherons ici à déterminer l'efficacité de conversion en fonction des paramètres du guide et de la puissance de pompe dans le cas particulier d'un accord de phase idéal entre les trois champs. On suppose donc :

- une puissance signal négligeable devant la puissance de pompe ce qui permet de négliger la déplétion de la pompe ( $dA_p/dz = 0$ ),
- des pertes de propagation négligeables à toutes les longueurs d'onde ( $\alpha_i = 0$ ),
- un accord de phase idéal ( $\Delta k = 0$ ),
- les conditions initiales suivantes :

$$A_s(0) = A_{s0}, \quad A_p(0) = \sqrt{P_{pump}}, \quad A_c(0) = 0 \quad (2.19)$$

avec  $P_{pump}$  la puissance de pompe injectée dans le guide.

Le système d'équations de couplage 2.9 devient alors :

$$\frac{dA_s}{dz} = -j\kappa_s \zeta^* A_p^* A_c \quad (2.20)$$

$$\frac{dA_c}{dz} = -j\kappa_c \zeta A_s A_p \quad (2.21)$$

Ce système admet une solution analytique pour l'amplitude complexe  $A_c$  :

$$A_c = -jA_{s0} \sqrt{\frac{\kappa_c}{\kappa_s}} \sin[(\eta_{nor} P_{pump})^{1/2} L] \quad (2.22)$$

avec  $L$  la longueur du guide et  $\eta_{nor}$  l'efficacité quantique normalisée (en  $W^{-1} m^2$ ) définie par :

$$\eta_{nor} = |\zeta|^2 \kappa_s \kappa_c \quad (2.23)$$

$$\eta_{nor} = \frac{1}{S_{eff}} \frac{8\pi^2 d_{eff}^2}{n_s n_p n_c c \epsilon_0 \lambda_s \lambda_c} \quad (2.24)$$

On retrouve ici que plus les champs sont confinés ( $S_{eff}$  petit) plus l'efficacité de conversion est importante.

Le flux de photons  $N_i$  correspondant à un champ  $E_i$  d'amplitude complexe  $A_i$  est  $N_i = |A_i|^2 / h\nu_i$ , d'où

$$N_c = N_{s0} \sin^2[(\eta_{nor} P_{pump})^{1/2} L] \quad (2.25)$$

Dans le cas des guides réalisés par Femto-Engineering et utilisés au cours de cette thèse, nous avons :  $d_{33} = 25,2 \text{ pm V}^{-1}$ ,  $D = 60\%$ ,  $L = 20 \text{ mm}$ ,  $w = 3 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $n_{s,p,c} = \{2,096; 2,156; 2,174\}$  [Jundt 97],  $\lambda_{s,p,c} = \{3,5 \text{ }\mu\text{m}; 1064 \text{ nm}; 817 \text{ nm}\}$ .

On trouve alors l'efficacité quantique normalisée  $\eta_{nor} \approx 7500 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-2}$  et  $\eta_{nor} L^2 \approx 300 \text{ \%}/\text{W}$ .

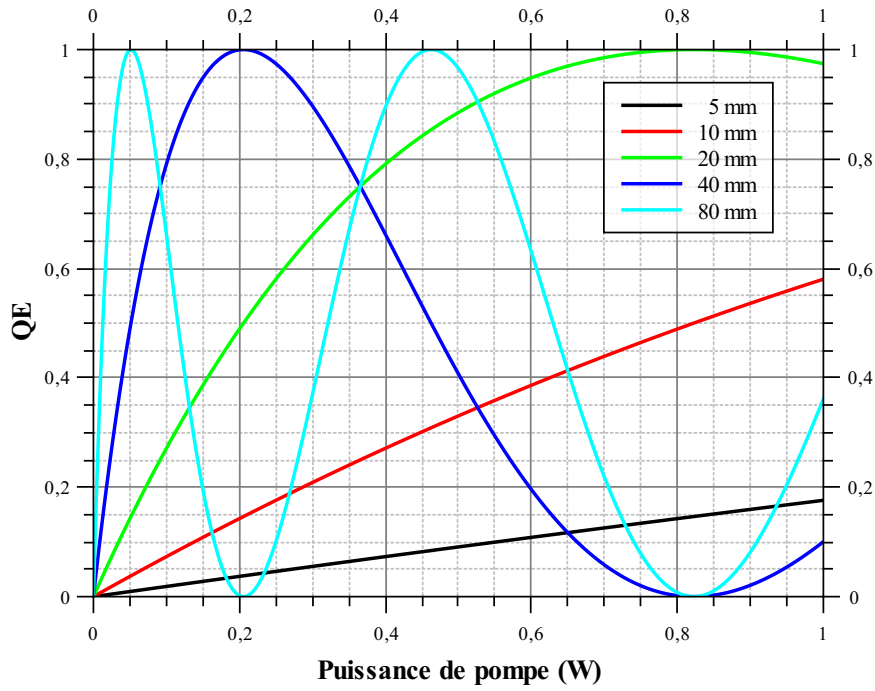


FIGURE 2.1 – Efficacité quantique de conversion à l'accord de phase en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs de guide.  $\eta_{nor} \approx 7500 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-2}$ .

On définit l'efficacité quantique de conversion dans le cas monochromatique pour un accord de phase idéal comme le rapport entre le flux de photons signal en entrée du guide  $N_{s0}$  et le flux de photons converti en sortie du guide  $N_c$  :

$$QE = \frac{N_c}{N_{s0}} = \sin^2[(\eta_{nor} P_{pump})^{1/2} L] \quad (2.26)$$

La figure 2.1 montre l'évolution théorique de l'efficacité quantique de conversion en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs de guide.

Pour une longueur de guide donnée, le premier maximum d'efficacité quantique de conversion est atteint à une puissance de pompe :

$$P_{pump} = P_{max} = \frac{\pi^2}{4\eta_{nor} L^2} \quad (2.27)$$

Dans notre cas ( $\eta_{nor} \approx 7500 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-2}$  et  $L = 20 \text{ mm}$ ), il serait nécessaire d'injecter une puissance de pompe  $P_{max} \approx 820 \text{ mW}$  dans le guide pour attendre le premier maximum d'efficacité de conversion.

En régime de faible conversion ( $(\eta_{nor} P_{pump})^{1/2} L \ll 1$ , soit  $P_{pump} \ll 330 \text{ mW}$  pour un guide de 20 mm de long), l'efficacité quantique de conversion est proportionnelle à la puissance de pompe et au carré de la longueur d'onde du cristal :

$$QE \approx \eta_{nor} P_{pump} L^2 \quad (2.28)$$

Cela revient à négliger la déplétion du signal ( $\frac{dA_s}{dz} = 0$  dans l'équation 2.20).

### 2.1.1.3 Cas de la conversion large bande $\Delta k \neq 0$

Considérons maintenant le cas où l'on souhaite convertir le champ émis par une source large bande de densité spectrale de flux de photons  $B_s(\nu_s)$  (nombre de photons par unité de bande spectrale) à l'aide d'un champ de pompe monochromatique intense de fréquence  $\nu_p$ . Nous chercherons ici à déterminer l'efficacité quantique de conversion pour chaque fréquence  $\nu_s$  de la source large bande ainsi que le flux total de photons converti  $N_c$  en fonction des paramètres du guide et de la puissance de pompe. On supposera donc :

- une puissance signal négligeable devant la puissance de pompe ce qui permet de négliger la déplétion de la pompe ( $dA_p/dz = 0$ ),
- des pertes de propagation négligeables à toutes les longueurs d'onde ( $\alpha_i = 0$ ),
- un accord de phase  $\Delta k$  dépendant de la fréquence  $\nu_s$ ,
- les conditions initiales suivantes :

$$A_s(0) = \sqrt{B_s(\nu_s)h\nu_s}, \quad A_p(0) = \sqrt{P_{pump}}, \quad A_c(0) = 0 \quad (2.29)$$

Le système d'équations couplées des champs s'écrit dans ces conditions :

$$\frac{dA_s}{dz} = -j\kappa_s\zeta^*A_p^*A_c \exp(-j\Delta kz) \quad (2.30)$$

$$\frac{dA_c}{dz} = -j\kappa_c\zeta A_sA_p \exp(j\Delta kz) \quad (2.31)$$

Ce système admet également une solution analytique pour l'amplitude complexe  $A_c$  :

$$A_c = -2je^{j\Delta kL/2}\zeta\kappa_cA_pA_s(0) \frac{\sin\left(\sqrt{\Delta k^2 + 4\zeta^2\kappa_s\kappa_cP_{pump}}\frac{L}{2}\right)}{\sqrt{\Delta k^2 + 4\zeta^2\kappa_s\kappa_cP_{pump}}} \quad (2.32)$$

La densité spectrale de flux de photons correspondant à ce champ complexe est :

$$B_c(\nu_c) = \eta_{nor}P_{pump}B_s(\nu_s)L^2 \operatorname{sinc}^2\left(\sqrt{\Delta k^2 + 4\eta_{nor}P_{pump}}\frac{L}{2}\right) \quad (2.33)$$

La notation sinc correspond à la fonction sinus cardinal définie comme  $\operatorname{sinc}(x) = \sin(x)/x$ .

L'efficacité quantique de conversion en fonction de la puissance de pompe et de l'accord de phase s'écrit alors :

$$QE = \frac{B_c(\nu_c)}{B_s(\nu_s)} = \eta_{nor}P_{pump}L^2 \operatorname{sinc}^2\left(\sqrt{\Delta k^2 + 4\eta_{nor}P_{pump}}\frac{L}{2}\right) \quad (2.34)$$

La nouvelle condition du régime de faible conversion ( $4\eta_{nor}P_{pump} \ll \Delta k^2$ ), permettant de négliger la déplétion du signal, donne l'efficacité quantique de conversion suivante :

$$QE = \frac{B_c(\nu_c)}{B_s(\nu_s)} = \eta_{nor}P_{pump}L^2 \operatorname{sinc}^2\left(\Delta k\frac{L}{2}\right) \quad (2.35)$$

En utilisant les définitions de  $\Delta k$  et des  $k_i$ , on peut réécrire  $\Delta k\frac{L}{2}$  en fonction de la fréquence

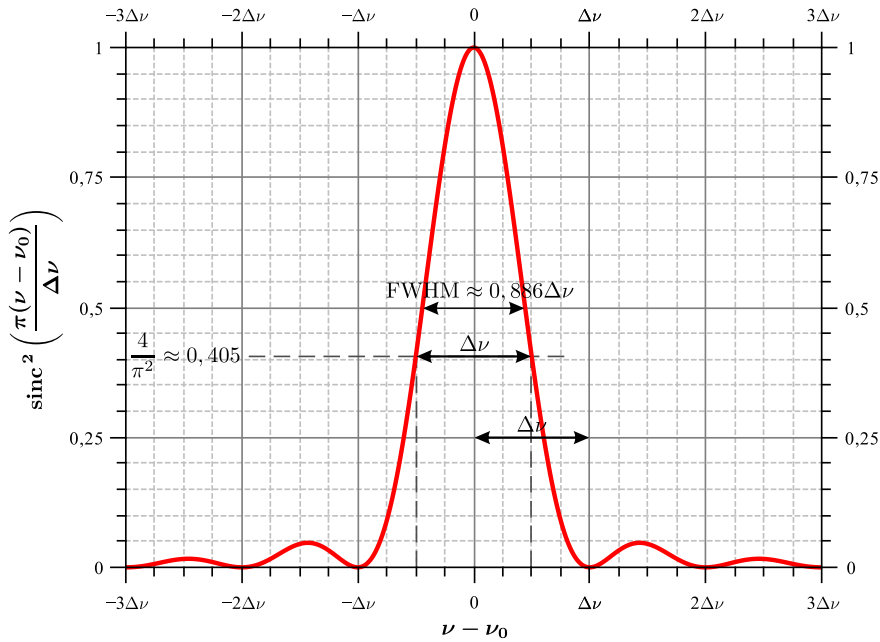


FIGURE 2.2 – Efficacité quantique de conversion normalisée en régime de faible conversion. Applicable à la fois en fréquence signal  $\nu_s$ ,  $\Delta\nu_s$  et en fréquence convertie  $\nu_c$ ,  $\Delta\nu_c$ .

signal  $\nu_s$  et des paramètres du guide :

$$\frac{\Delta k L}{2} = \underbrace{\frac{\pi L(n_s - n_c)}{c}}_{\frac{\pi}{\Delta\nu_s}} \left( \nu_s - \underbrace{\left( \frac{1}{(n_s - n_c)} \frac{c}{\Lambda} - \frac{(n_p - n_s)}{(n_s - n_c)} \nu_p \right)}_{\nu_{s0}} \right) \quad (2.36)$$

En posant les constantes  $\Delta\nu_s$  et  $\nu_{s0}$  comme indiqués dans l'équation 2.36, on peut réécrire l'efficacité quantique de conversion en fonction de la fréquence  $\nu_s$  :

$$QE = \frac{B_c(\nu_c)}{B_s(\nu_s)} = \eta_{nor} P_{pump} L^2 \operatorname{sinc}^2 \left( \frac{\pi(\nu_s - \nu_{s0})}{\Delta\nu_i} \right) \quad (2.37)$$

À noter qu'il est possible d'écrire  $\Delta k \frac{L}{2}$  en fonction de  $\nu_c$  de façon identique en posant des constantes  $\Delta\nu_c$  et  $\nu_{c0}$ . Pour une pompe monochromatique à la fréquence  $\nu_p$ , la conservation de l'énergie nous donne  $\Delta\nu_c = \Delta\nu_s$  et  $\nu_{c0} = \nu_{s0} + \nu_p$ .

$\Delta\nu_s$  (resp.  $\Delta\nu_c$ ) est la largeur de l'acceptance spectrale du processus de conversion et correspond à la largeur de la fonction sinus cardinal à une hauteur  $\frac{4}{\pi^2} \approx 0,405$  comme indiqué par la figure 2.2.  $\nu_{s0}$  (resp.  $\nu_{c0}$ ) est la fréquence centrale de conversion (resp. du signal converti).

Cette définition de l'acceptance spectrale permet de simplifier le calcul du flux total de photons convertis  $N_c$  car

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{sinc}^2 \left( \frac{\pi(x - x_0)}{\Delta x} \right) dx = \Delta x \quad (2.38)$$

Dans le cas de la conversion d'une source large bande possédant une densité spectrale de flux de photons  $B_{s0}$  constante en entrée du guide, le nombre total de photons convertis par seconde

s'écrit ainsi :

$$N_c = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_{nor} P_{pump} B_{s0} L^2 \text{sinc}^2 \left( \Delta k \frac{L}{2} \right) d\nu_s \quad (2.39)$$

$$N_c = \eta_{nor} P_{pump} B_{s0} L^2 \Delta\nu_s \quad (2.40)$$

À noter que, puisque  $\Delta\nu_s$  est inversement proportionnelle à  $L$  (équation 2.36), le flux total de photons converti est proportionnel à la longueur du guide et non pas à son carré comme nous l'avons vu dans le cas monochromatique.

On retrouve également l'efficacité quantique de conversion obtenue dans le cas monochromatique (eq. 2.28 page 37) en définissant une efficacité quantique de conversion large bande :

$$QE_{LB} = \frac{N_c}{B_{s0} \Delta\nu_s} = \eta_{nor} P_{pump} L^2 \quad (2.41)$$

Ces expressions de l'efficacité quantique de conversion et du flux total converti n'est valable qu'en régime de faible conversion, c'est-à-dire pour des guides courts et/ou des puissances de pompe faibles.

L'efficacité quantique de conversion dans le cas général (définie par l'équation 2.34) est représentée figure 2.3a page suivante en fonction de l'accord de phase et de la puissance de pompe, pour un guide de 20 mm et une efficacité quantique normalisée  $\eta_{nor} = 7500 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-2}$ . On remarque que pour une longueur de guide donnée, les maxima successifs de l'efficacité quantique de conversion en fonction de la puissance de pompe (axe horizontal) s'accompagnent d'un élargissement de l'acceptance spectrale (axe vertical). On voit ainsi sur cette figure que le pic de conversion correspondant à une puissance de 7 W est significativement plus large que celui à une puissance de pompe de 800 mW. On remarque également que l'efficacité de conversion des lobes de conversion secondaire de part et d'autre de la condition d'accord de phase ( $\Delta k \approx 0$ ) augmente et se rapproche avec la puissance de pompe jusqu'à fusionner pour former le pic de conversion principal suivant.

Le nombre total de photons convertis par seconde, dans le cas d'une source large bande de densité spectrale de flux de photons  $B_{s0}$  constante s'écrit :

$$N_c = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_{nor} P_{pump} B_{s0} L^2 \text{sinc}^2 \left( \sqrt{\Delta k^2 + 4\eta_{nor} P_{pump}} \frac{L}{2} \right) d\nu_s \quad (2.42)$$

Cette intégrale n'a pas de solution analytique. On peut cependant en calculer des solutions numériques, comme présentées figure 2.3b page ci-contre. On remarque ainsi qu'à une puissance de pompe donnée, il existe une longueur de guide optimale  $L_{opt}$  qui maximise le flux total de photons convertis. Cette longueur de guide a été déterminée par simulation et correspond à :

$$L_{opt} = \frac{1,19}{\sqrt{P_{pump} \eta_{nor}}} \quad (2.43)$$

Il n'est donc pas avantageux d'utiliser les maxima de conversion secondaires d'un guide par rapport à un guide plus court utilisé à la même puissance de pompe. On voit par exemple sur la figure 2.3b que le deuxième maximum de la courbe correspondant à un guide de 80 mm de long (courbe

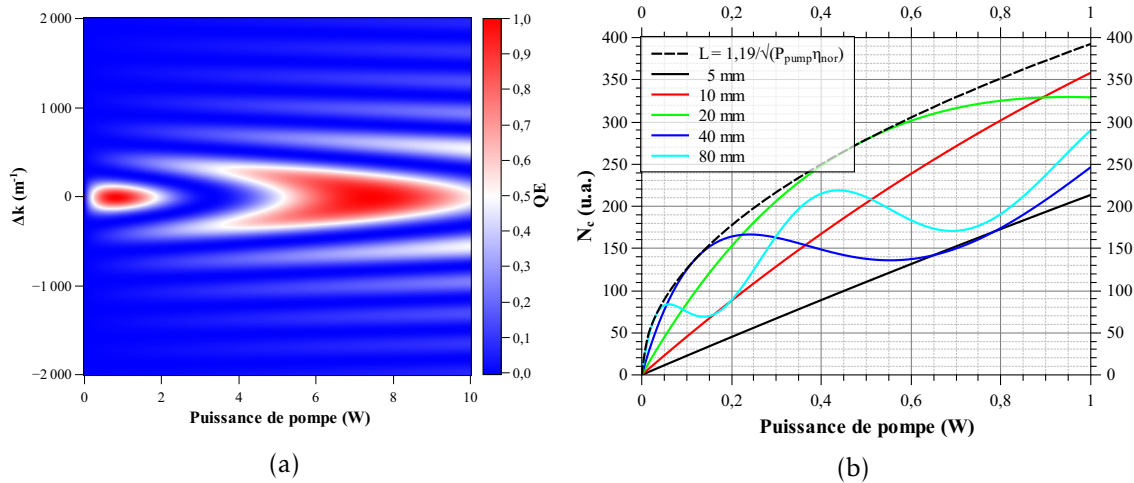


FIGURE 2.3 – (a) Efficacité quantique de conversion en fonction de la puissance de pompe et de l'accord de phase.  $\eta_{nor} = 7500 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-2}$ ;  $L = 20 \text{ mm}$ . (b) Puissance convertie large bande en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs de guide. La courbe en pointillé correspond au flux maximal de photons obtenu en choisissant pour chaque puissance de pompe un guide de longueur optimale.  $\eta_{nor} = 7500 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-2}$ .

cyan) est inférieur à la courbe correspondant à un guide de 20 mm (courbe verte) pour la même puissance de pompe (environ 410 mW).

### 2.1.2 Génération du signal parasite par effet non linéaire en cascade

On peut distinguer trois sources de signaux parasites dans un détecteur à conversion de fréquence moyen infrarouge :

- le bruit électronique du détecteur proche infrarouge,
- la conversion par le processus SFG du rayonnement thermique de l'environnement qui se couple dans le guide,
- les effets non linéaires parasites.

Pour une détection en régime de comptage de photons, ces trois types de signaux seront respectivement nommés par la suite, Dark Count électronique (DCE), Dark Count thermique ( $DC_{th}$ ) et Dark Count optique (DCO).

Le DCE est indépendant des processus non linéaires et le  $DC_{th}$  correspond exactement au processus de somme de fréquences décrit dans la section précédente. Nous allons donc nous concentrer ici sur la description du DCO et plus précisément sa densité spectrale et son évolution en fonction des paramètres du guide et de la puissance de pompe.

Nous ne prendrons ici en compte que les signaux parasites dont la fréquence est proche de la fréquence du signal converti. Les autres signaux parasites, tels que le signal de pompe résiduel et le signal de génération de seconde harmonique de la pompe, seront supprimés par un filtrage spectral adapté.

Le DCO est le résultat de deux processus non linéaires en cascade : la fluorescence paramétrique (SPDC) suivie d'une conversion de fréquence par SFG [Pelc 10]. La description détaillée du processus SDPC impose un traitement quantique du phénomène [Couteau 18] qui dépasse le cadre de cette étude. Pour le décrire, nous nous contenterons donc des trois hypothèses suivantes :



- le processus SPDC est temporellement incohérent : de ce fait les champs générés par le processus SPDC (que l'on appellera par la suite l'émission SPDC) en deux points distincts du guide n'interfèrent pas et leurs contributions se somment donc en puissance,
- la puissance émise par l'émission SPDC en chaque point du guide est proportionnelle à la puissance de pompe (un photon de pompe se sépare en un photon proche de la fréquence  $\nu_s$  et un photon idler de fréquence  $\nu_{idler}$ , tel que  $\nu_p = \nu_s + \nu_{idler}$ ),
- l'émission SPDC est supposée de densité spectrale de flux de photons constante autour de la fréquence  $\nu_{s0}$ .

La densité spectrale de flux de photons émise entre les points de coordonnées longitudinales  $z$  et  $z + dz$  d'un guide traversé par une puissance de pompe  $P_{pump}$  s'écrit alors :

$$dB_{SPDC} = k_{SPDC} P_{pump} dz \quad (2.44)$$

avec  $k_{SPDC}$ , supposé constant pour tout  $z$ , le nombre de photons émis par SPDC à une fréquence  $\nu_s$  en chaque point du cristal par unité de puissance de pompe.

Ce flux de photons peut être converti à une fréquence  $\nu_c$  par le processus SFG sur une longueur  $L - z$  jusqu'à l'extrémité du cristal. L'efficacité quantique de conversion  $QE$  de ce processus est donnée par l'équation 2.34 page 38 en remplaçant  $L$  par  $L - z$ .

Ainsi, la densité spectrale de flux de photons SPDC à la fréquence  $\nu_s$  issu du point  $z$  du cristal puis reconverti à la fréquence  $\nu_c$  est :

$$dB_{DCO} = \eta_{nor} P_{pump}^2 k_{SPDC} (L - z)^2 \text{sinc}^2 \left( \sqrt{\Delta k^2 + 4\eta_{nor} P_{pump}} \frac{(L - z)}{2} \right) dz \quad (2.45)$$

En intégrant  $z$  de 0 à  $L$  l'expression précédente, on trouve la densité spectrale de flux de photons due à l'émission SPDC convertie sur l'ensemble du cristal :

$$B_{DCO} = \eta_{nor} P_{pump}^2 k_{SPDC} \int_0^L (L - z)^2 \text{sinc}^2 \left( \sqrt{\Delta k^2 + 4\eta_{nor} P_{pump}} \frac{(L - z)}{2} \right) dz \quad (2.46)$$

Cette intégrale admet la solution analytique suivante :

$$B_{DCO} = 2\eta_{nor} P_{pump}^2 k_{SPDC} \left( \frac{L\sqrt{\Delta k^2 + 4\eta_{nor} P_{pump}} + \sin(L\sqrt{\Delta k^2 + 4\eta_{nor} P_{pump}})}{(\Delta k^2 + 4\eta_{nor} P_{pump})^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (2.47)$$

Étudions dans un premier temps cette densité spectrale en régime de faible conversion. Dans ce cas ( $4\eta_{nor} P_{pump} \ll \Delta k^2$ ), l'équation 2.47 devient :

$$B_{DCO} = 2\eta_{nor} P_{pump}^2 k_{SPDC} \left( \frac{L\Delta k + \sin(L\Delta k)}{\Delta k^3} \right) \quad (2.48)$$

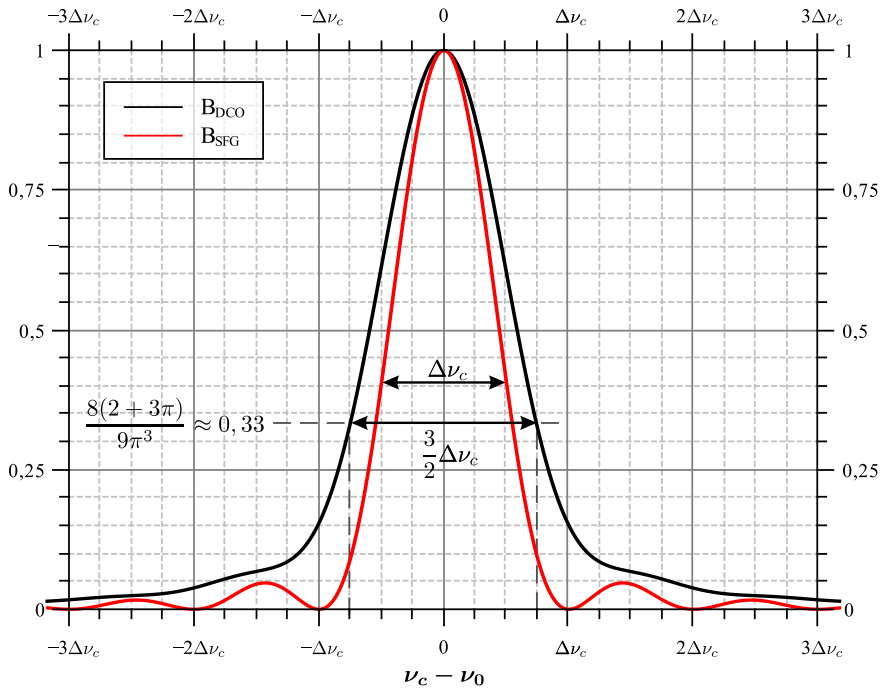


FIGURE 2.4 – Densité spectrale normalisée de SFG et du DCO en régime de faible conversion.

En exprimant  $\Delta k$  en fonction de  $\nu_c$  (voir eq. 2.36), on a :

$$B_{DCO} = 2\eta_{nor}P_{pump}^2k_{SPDC} \left( L^3 \frac{\frac{2\pi(\nu_c - \nu_{c0})}{\Delta\nu_c} - \sin\left(\frac{2\pi(\nu_c - \nu_{c0})}{\Delta\nu_c}\right)}{\left(\frac{2\pi(\nu_c - \nu_{c0})}{\Delta\nu_c}\right)^3} \right) \quad (2.49)$$

La figure 2.4 représente cette densité spectrale normalisée. Celle-ci est plus large que celle du processus SFG avec un piédestal plus important qui décroît de manière monotone.

De plus, le nombre de DCO total par seconde  $N_{DCO} = \int B_{DCO}d\nu_c$  admet une solution analytique. En effet :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ax - \sin(ax)}{(ax)^3} = \frac{\pi}{2|a|} \quad (2.50)$$

où  $|a|$  est la valeur absolue de  $a$ .

On a donc :

$$N_{DCO} = \frac{1}{2}\eta_{nor}P_{pump}^2k_{SPDC}L^3\Delta\nu_c \quad (2.51)$$

En régime de faible conversion, le  $N_{DCO}$  évolue donc de manière quadratique avec la puissance de pompe et de la longueur du guide. En effet,  $\Delta\nu_c (= \Delta\nu_s)$  est inversement proportionnelle à la longueur du guide de sorte que le produit  $L^3\Delta\nu_c$  est proportionnel à  $L^2$ .

Le  $N_{DCO}$  peut également s'exprimer simplement en fonction de la densité spectrale  $B_{DCO}$  à la fréquence  $\nu_{c0}$  et l'acceptance spectrale du processus SFG  $\Delta\nu_s$  :

$$N_{DCO} = B_{DCO}(\nu_{c0})\frac{3}{2}\Delta\nu_s \quad (2.52)$$

avec  $B_{DCO}(\nu_{c0})$  définie par prolongement par continuité comme <sup>1</sup> :

$$B_{DCO}(\nu_{c0}) = 2\eta_{nor}P_{pump}^2k_{SPDC}\left(\frac{L^3}{6}\right) \quad (2.53)$$

En étudiant par simulation le processus DCO en dehors du régime de faible conversion, on remarque, d'une part, un élargissement relatif de la densité spectrale  $B_{DCO}$  définie par l'équation 2.47 avec une augmentation de la puissance de pompe et de la longueur du guide. De plus, comme l'émission SPDC augmente elle aussi avec la puissance de pompe, il n'y a jamais vraiment de déplétion du signal comme pour le processus SFG seul. La densité spectrale  $B_{DCO}$  augmente alors pour toutes les fréquences de manière monotone. Ces deux effets combinés (élargissement du spectre et augmentation de l'amplitude de la densité spectrale à toutes les fréquences) entraîne une augmentation du  $N_{DCO}$  total plus rapide qu'une fonction quadratique de la puissance de pompe.

### 2.1.3 Évolution des performances d'un détecteur à conversion de fréquence en fonction de la puissance de pompe et de la longueur du guide

#### 2.1.3.1 Cas d'un signal monochromatique à l'accord de phase

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.2 page 12, les performances d'un détecteur à conversion de fréquence peuvent être caractérisées par son NEP, défini comme :

$$\text{NEP} = \frac{h\nu}{DE} \sqrt{2.(N_{DCO} + N_{DC_{th}} + N_{DCE})} \quad (2.54)$$

avec  $DE$  l'efficacité globale de détection,  $N_{DCO}$  le nombre de Dark Count optiques par seconde, lié à la conversion du signal SPDC,  $N_{DC_{th}}$  le nombre de Dark Count thermiques par seconde, lié à la conversion du rayonnement thermique de l'environnement et des optiques en amont du processus de conversion et enfin  $N_{DCE}$  le nombre de Dark Counts électroniques par seconde du détecteur à comptage de photons proche infrarouge.

Le modèle du DCO décrit dans la partie précédente ne nous permet pas de réaliser un calcul théorique complet du NEP car le coefficient  $k_{SPDC}$  (eq. 2.44 page 42), correspondant au flux de photons produit à la fréquence  $\nu_s$  par le processus SPDC par unité de puissance de pompe, nous est inconnu. us devons donc nous contenter d'étudier l'évolution du NEP en fonction de la puissance de pompe et de la longueur du guide.

Considérons dans un premier temps le cas où le signal est monochromatique (ou de largeur spectrale faible par rapport à l'acceptance spectrale du processus de conversion) et à l'accord de phase. L'évolution des composantes du NEP sera alors décrite en fonction de la puissance de pompe et de la longueur du guide de la façon suivante :

- dans le cas d'un signal monochromatique à l'accord de phase, l'efficacité quantique de conversion  $QE$ , et par conséquent l'efficacité de détection  $DE$ , est défini par l'équation 2.26, soit :

$$DE \propto QE = \sin^2\left[(\eta_{nor}P_{pump})^{1/2}L\right] \quad (2.55)$$

1.  $\sin(x) = x - x^3/6 + o(x^3)$  au voisinage de 0 d'où  $\lim_{x \rightarrow 0} \frac{x - \sin(x)}{x^3} = 1/6$

- $N_{DC_{th}}$  est issu du processus SFG décrit dans la partie 2.1.1.3 page 38. Il est donc proportionnel au flux total de photons  $N_c$  tel que défini par l'équation 2.42 :

$$N_{DC_{th}} \propto N'_{DC_{th}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_{nor} P_{pump} L^2 \text{sinc}^2 \left( \sqrt{\Delta k^2 + 4\eta_{nor} P_{pump}} \frac{L}{2} \right) d\Delta k \quad (2.56)$$

- $N_{DCO}$  est issu du processus en cascade décrit partie 2.1.2 page 41. Il est donc proportionnel à l'intégrale de  $B_{DCO}$  telle que définie par l'équation 2.47 :

$$N_{DCO} \propto N'_{DCO} = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_{nor} k_{SPDC} P_{pump}^2 \left( \frac{L \sqrt{\Delta k^2 + 4\eta_{nor} P_{pump}} + \sin \left( L \sqrt{\Delta k^2 + 4\eta_{nor} P_{pump}} \right)}{(\Delta k^2 + 4\eta_{nor} P_{pump})^{\frac{3}{2}}} \right) d\Delta k \quad (2.57)$$

- $N_{DCE}$  est indépendant de tout processus non linéaire et sera donc considéré comme constant.

En plus de l'évolution des composantes individuelles du Dark Count, l'évolution du NEP dépend également du poids relatif de ces différentes composantes. Ces poids relatifs dépendent de nombreux paramètres ( $k_{SPDC}$ ,  $\eta_{nor}$ , la température de l'environnement, la transmission des optiques en amont de la conversion, le détecteur à comptage de photons utilisé). Cependant tous ces paramètres étant indépendants de la puissance de pompe et de la longueur du guide, il est possible de fixer ces poids relatifs pour un point de fonctionnement (puissance de pompe et longueur de guide) et d'extrapoler le NEP à tous les autres points de fonctionnement.

Le poids relatif de ces différentes contributions sera donc fixé par les paramètres  $a$ ,  $b$  et  $c$  :

$$\text{NEP} \propto \frac{1}{QE} \sqrt{aN'_{DCO} + bN'_{DC_{th}} + N_{DCE}} \quad (2.58)$$

Les coefficients  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont choisis de sorte que, pour le point de fonctionnement  $L = 20$  mm et  $P = 25$  mW, on ait  $aN'_{DCO} = 5000$ ,  $bN'_{DC_{th}} = 5000$  et  $N_{DCE} = 100$ . Nous verrons dans le chapitre suivant que ces valeurs correspondent à un point de fonctionnement expérimental. Le calcul numérique du NEP en fonction de puissance de pompe pour différentes longueurs de guide est présenté figure 2.5 page suivante.

Ces différentes courbes étant quasi-homothétiques, on peut distinguer trois régimes distincts dans l'évolution du NEP en fonction de la puissance de pompe quelle que soit la longueur du guide :

- à faible puissance de pompe le Dark Count est dominé par le DCE puis le  $DC_{th}$  tandis que l'efficacité de conversion augmente linéairement avec la puissance de pompe (régime de faible conversion).  $QE$  et  $N_{DC_{th}}$  ayant la même évolution en fonction de cette puissance de pompe, le NEP diminue rapidement avec cette dernière ;
- pour des puissances de pompe plus importantes, le DCO devient prédominant. L'augmentation linéaire de  $QE$  et celle quadratique du DCO en régime de faible conversion<sup>2</sup> se compensent et le NEP se stabilise. La largeur de cette plage de stabilité dépend très fortement de la longueur du guide ;

2. Le cas où le DCO devient prédominant hors du régime de faible conversion est théoriquement possible, mais ne sera pas traité ici.

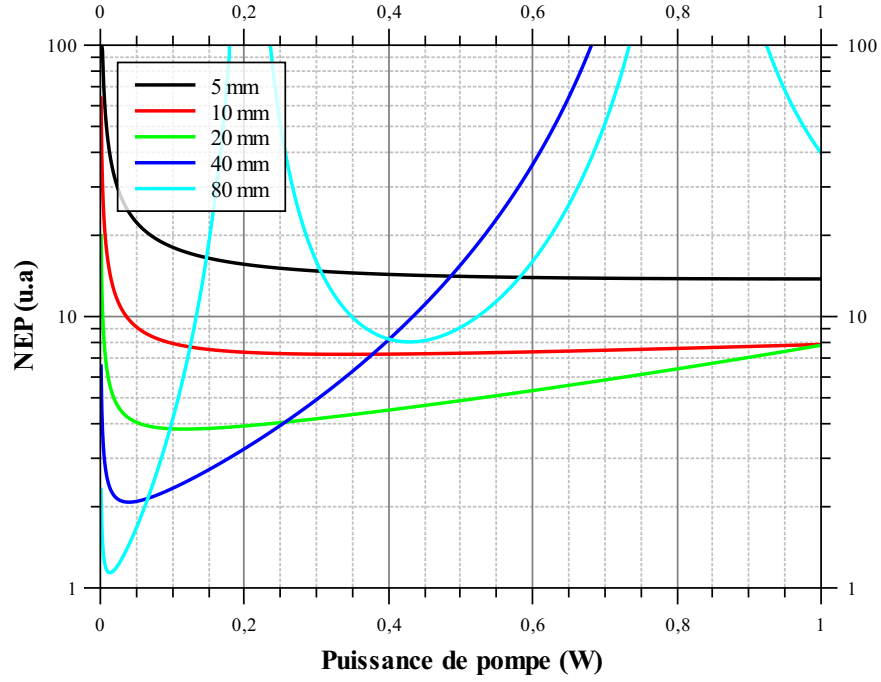


FIGURE 2.5 – Évolution théorique du NEP en fonction de la puissance de pompe injectée pour différentes longueurs de guide.  $\eta_{nor} = 7500 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-2}$

- pour de fortes puissances de pompe, le phénomène de déplétion du signal ralentit l'augmentation de  $QE$  tandis que l'élargissement de la densité spectrale du DCO accélère son augmentation. Le NEP se met alors à augmenter.

À noter que la dynamique générale décrite ici ne dépend pas des poids relatifs utilisés, ces derniers influençant uniquement les puissances de pompe auxquelles les transitions de régime ont lieu.

Le minimum du NEP est atteint lorsque la puissance de pompe est suffisamment faible pour que le système soit en régime de faible conversion, mais suffisamment forte pour que le signal parasite est dominé par le DCO ( $N_{DCO} \gg N_{DC_{th}} + N_{DCE}$ ). Ce minimum est donc obtenu pour des puissances de pompe différentes en fonction de la longueur du guide. En utilisant les formules de  $QE$  et  $N_{DCO}$  en régime de faible conversion (resp. eq. 2.28 page 37 et 2.51 page 43), on peut estimer l'évolution de la valeur de ce minimum en fonction des paramètres du système :

$$NEP \propto \frac{h\nu\sqrt{2N_{DCO}}}{QE} \quad (2.59)$$

$$\propto \frac{h\nu\sqrt{\eta_{nor}k_{SPDC}P_{pump}^2L^3\Delta\nu_s}}{\eta_{nor}P_{pump}L^2} \quad (2.60)$$

$$\propto \frac{h\nu\sqrt{\eta_{nor}k_{SPDC}P_{pump}^2L^3\frac{c}{L(n_s-n_c)}}}{\eta_{nor}P_{pump}L^2} \quad (2.61)$$

$$\propto \frac{h\nu}{L} \sqrt{\frac{k_{SPDC}\frac{c}{n_s-n_c}}{\eta_{nor}}} \quad (2.62)$$

Cette estimation de la valeur du minimum du NEP est alors inversement proportionnelle à la longueur du guide. Elle est également d'autant plus petite que  $\eta_{nor}$  est grand et  $k_{SPDC}$  faible. Ces deux paramètres dépendent *a priori* exclusivement de la qualité intrinsèque du guide (géométrie du guide, pas de poling, coefficient non linéaire et indice du matériau).

### 2.1.3.2 Cas d'un signal large bande

Dans le cas d'un signal large bande, le NEP n'est pas l'indicateur le plus adapté. En effet, à cause des très fortes variations des courbes d'acceptance spectrale en fonction de la puissance de pompe et de la longueur de guide, il est difficile de définir une efficacité quantique (et par extension, une efficacité de détection et un NEP) qui soit pertinente pour toutes les configurations. De plus, le NEP est un facteur de mérite qui ne tient pas compte de la largeur spectrale du détecteur.

Nous utiliserons donc ici le NEPSD (noise equivalent power spectral density) défini de la façon suivante :

$$\text{NEPSD} = \frac{h\nu B_{s0}}{N_c} \sqrt{2.(N_{DCO} + N_{DC_{th}} + N_{DCE})} \quad (2.63)$$

avec  $N_c$  le flux total de photons converti détecté et  $B_{s0}$  la densité spectrale de flux de photons de la source que l'on considèrera constante quelle que soit la fréquence  $\nu_s$ . Le flux total de photons détecté est ici proportionnel au flux total de photons converti tel que défini par l'équation 2.42 page 40 :

$$N_c \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_{nor} P_{pump} L^2 \text{sinc}^2 \left( \sqrt{\Delta k^2 + 4\eta_{nor} P_{pump} \frac{L}{2}} \right) d\Delta k \quad (2.64)$$

L'évolution des différentes composantes du Dark Count est identique au cas monochromatique, avec les mêmes poids relatifs. La figure 2.6 page suivante présente l'évolution du NEPSD en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs de guide.

On remarque que chaque courbe suit les mêmes trois régimes que le NEP dans le cas monochromatique, avec des minima obtenus pour des puissances de pompe quasiment identiques. En effet, ces régimes sont définis par les puissances de pompe pour lesquelles le DCO devient dominant et le processus SFG sort du régime de faible conversion, autant dans le cas d'un signal monochromatique que large bande.

On note cependant une différence majeure par rapport au cas monochromatique : les valeurs des minima de NEPSD pour les différentes longueurs de guide ont des valeurs très proches.

La valeur estimée du minimum du NEPSD est atteinte sous les mêmes conditions que le minimum du NEP monochromatique. En utilisant les formules de  $N_c$  et  $N_{DCO}$  en régime de faible conversion (resp. eq. 2.40 page 40 et 2.51 page 43), l'expression du NEPSD devient :

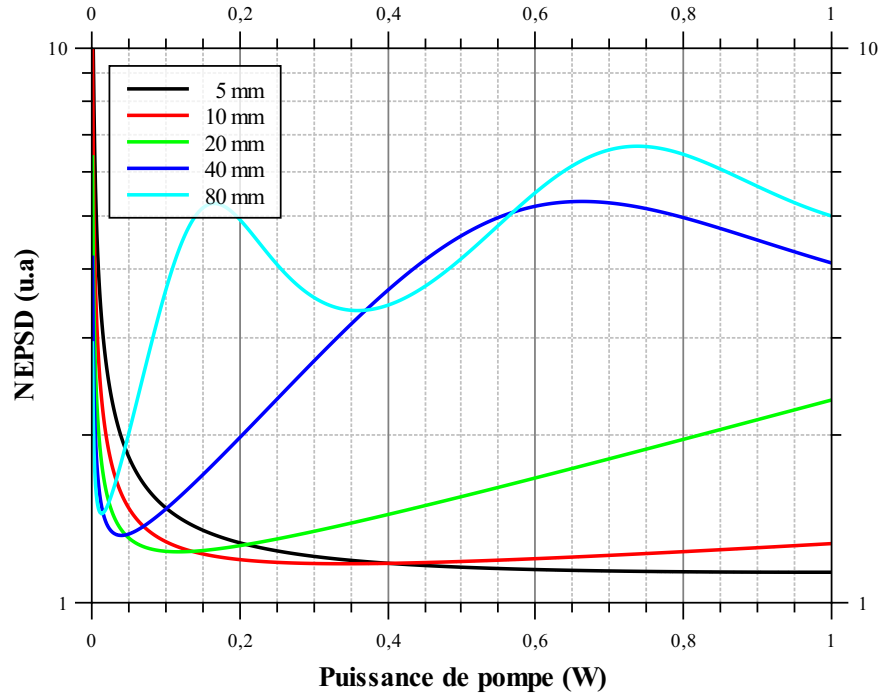


FIGURE 2.6 – Évolution théorique du NEPSD en fonction de la puissance de pompe injectée pour différentes longueurs de guide.  $\eta_{nor} = 7500 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-2}$

$$NEPSD \propto \frac{h\nu B_{s0} \sqrt{2N_{DCO}}}{N_c} \quad (2.65)$$

$$\propto \frac{h\nu \sqrt{\eta_{nor} k_{SPDC} P_{pump}^2 L^3 \frac{c}{L(n_s - n_c)}}}{\eta_{nor} P_{pump} L^2 \frac{c}{L(n_s - n_c)}} \quad (2.66)$$

$$\propto h\nu \sqrt{\frac{k_{SPDC}}{\eta_{nor} \frac{c}{n_s - n_c}}} \quad (2.67)$$

La valeur du minimum du NEPSD ainsi calculé ne dépend alors ni de la puissance de pompe ni de la longueur du guide.

On voit ainsi que le NEPSD n'est pas un facteur très discriminant en ce qui concerne le choix de la longueur des guides à utiliser. Il existe cependant d'autres contraintes à prendre en compte : des guides longs requièrent des wafer homogènes sur de grandes dimensions, plus complexes à réaliser, alors que des guides courts nécessitent de fortes puissances de pompe.

Tous les guides présentés dans la suite de cette thèse seront de longueurs identiques et auront donc des acceptances semblables. De plus, ils seront exclusivement utilisés en régime de faible conversion. Pour ces deux raisons, nous utiliserons principalement le NEP comme figure de mérite en utilisant l'efficacité quantique dans le cas large bande définie par l'équation 2.41 page 40 :  $QE_{LB} = \frac{N_c}{B_{s0} \Delta\nu_s} = \eta_{nor} P_{pump} L^2$ .

En conclusion, le modèle présenté ici nous indique que, si le signal étudié est monochromatique, il est préférable d'utiliser un guide non linéaire le plus long possible et d'adapter la puissance de

pompe pour minimiser le NEP. La puissance de pompe pour laquelle ce minimum est atteint ainsi que la valeur de ce dernier dépendent du poids (relatif et absolu) des différentes contributions du Dark Count.

Dans le cas où le signal étudié est large bande, la longueur du guide n'influe que peu sur les performances limites du détecteur mais contribue grandement à définir la gamme puissance de pompe pour laquelle ces performances sont atteintes.

## 2.2 Traitement du signal pour la détection en régime de comptage de photons

La conversion de fréquence du moyen au proche infrarouge permet d'utiliser des détecteurs fonctionnant en régime de comptage de photons. La détection d'un photon se manifeste par la génération d'une impulsion électrique appelée photoévènement. Cependant ces photoévènements peuvent soit provenir de la source que l'on souhaite observer, on parlera alors de photons utiles, soit être issus des autres phénomènes déjà évoqués (rayonnement thermique de l'environnement, fluorescence paramétrique, bruit électronique du détecteur), on parlera alors de photons parasites.

Pour distinguer au mieux ces deux types de photons, une solution simple et efficace consiste à moduler temporellement le signal utile. Dans l'espace de Fourier, le signal utile se traduit alors par un pic à la fréquence de modulation tandis que le bruit se répartit uniformément sur tous les canaux spectraux. À noter que le bruit est ici un bruit de photons dû à la fluctuation aléatoire du nombre de photons (parasites et utiles) détectés par unité de temps.

Dans le cas où le nombre de photons utiles est faible par rapport au nombre de photons parasites, il peut être nécessaire de moyennner la mesure sur de longues périodes de temps. Deux cas de figure sont alors possibles :

- Si l'on maîtrise la phase du signal modulé, on pourra moyennner de manière indifférenciée le signal temporel ou sa transformée de Fourier. C'est le cas par exemple lors d'une modulation de puissance par un chopper optique. On parlera alors de moyenne cohérente.
- En revanche, si l'on ne maîtrise pas la phase du signal modulé, comme c'est le cas dans un interféromètre où la longueur des bras n'est pas asservie, il faut moyennner la densité spectrale de puissance (DSP) du signal, c'est-à-dire le carré du module de sa transformée de Fourier. On parlera alors de moyenne incohérente.

Dans les deux cas, le facteur de mérite utilisé pour caractériser une mesure est le rapport signal à bruit (RSB), défini comme le rapport entre la valeur du pic de modulation et l'écart-type de la mesure aux autres canaux spectraux. L'objectif de cette partie est de déterminer les valeurs de ces grandeurs dans le cas des moyennes cohérente et incohérente en fonction de la statistique d'arrivée des photons, puis de comparer ces deux types de moyennes.

### 2.2.1 Description des trames d'acquisition

Soit une trame d'une durée  $T$  constituée d'une succession de photoévènements. Représentons chaque photoévènement par une impulsion de Dirac, notée  $\delta(t)$  où  $t$  est la date du photoévènement.



On peut alors écrire la trame de la façon suivante :

$$X = \sum_{i=0}^{N-1} \delta(t_i) \quad (2.68)$$

où  $N$  est le nombre de photoévénements.

Les  $t_i$  correspondent à différents tirages de la variable aléatoire  $t$ , définie sur le domaine  $[0, T]$  et dont la loi de probabilité dépend du signal observé. Nous considérerons ici que le signal est constitué d'un flux de photons partiellement modulé à une fréquence  $f_{mod} = \frac{\ell}{T}$ , avec  $\ell$  un entier positif non nul. Dans ces conditions, la densité de probabilité de la variable  $t$  est :

$$f_t(x) = \frac{1 + C \cos(2\pi \frac{\ell}{T} x + \phi)}{T} \quad (2.69)$$

où  $\phi$  un terme de phase et  $C = \frac{n_{utile}}{n}$  est le rapport entre le nombre moyen de photons utiles (« modulsés ») et le nombre moyen de photons total par trame. Dans le cas d'une mesure interférométrique,  $n_{utile}$  correspond au produit du nombre de photons « signal » et du contraste interférométrique.

Notons  $\tilde{X}$  la transformée de Fourier de la trame  $X$  :

$$\tilde{X}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(t) e^{2j\pi f t} dt \quad (2.70)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{i=0}^{N-1} \delta(t_i) e^{2j\pi f t} dt \quad (2.71)$$

$$= \sum_{i=0}^{N-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t_i) e^{2j\pi f t} dt \quad (2.72)$$

$$= \sum_{i=0}^{N-1} e^{2j\pi f t_i} \quad (2.73)$$

en considérant que :  $\int \delta(a) f(t) dt = f(a)$ .

Nous nous intéressons à  $\tilde{X}$  dans trois cas :  $f = 0$ ,  $f = f_{mod}$  et  $f \neq f_{mod} \neq 0$ . Pour chacune de ces fréquences, nous pouvons déterminer l'espérance mathématique  $\mathbb{E}$  et parfois la variance  $\text{Var}$  des parties réelles et imaginaires de  $\tilde{X}$  ( $\Re[\tilde{X}(f)]$  et  $\Im[\tilde{X}(f)]$ ) ainsi que de sa densité spectrale de puissance (DSP)  $|X(f)|^2$ . Le théorème central limite nous assure que les moyennes de  $\Re[\tilde{X}(f)]$ ,  $\Im[\tilde{X}(f)]$  et  $|X(f)|^2$  sur un nombre  $N_t$  suffisant de trames suivent des lois normales dont les paramètres sont les espérances et les variances précédemment évoquées. La figure 2.7 page suivante représente les spectres typiques de ces grandeurs. Les calculs théoriques de ces espérances et de ces variances sont détaillés Annexe B et les résultats obtenus ont été reportés dans le tableau 2.1.

Dans le cas d'une moyenne cohérente et en supposant une phase  $\phi$  nulle, l'espérance des parties réelle et imaginaire est partout nulle sauf pour la fréquence nulle et la fréquence de modulation de la partie réelle. Dans ces deux cas, l'espérance est respectivement égale à  $n$  et  $nC/2$  soit le nombre moyen de photons par trame et la moitié du nombre moyen de photons utiles par trame.

Dans le cas d'une moyenne incohérente, la DSP moyennée des trames présente un offset égal à  $n$  à toutes les fréquences. En plus de cet offset, on trouve des pics aux fréquences nulle et de

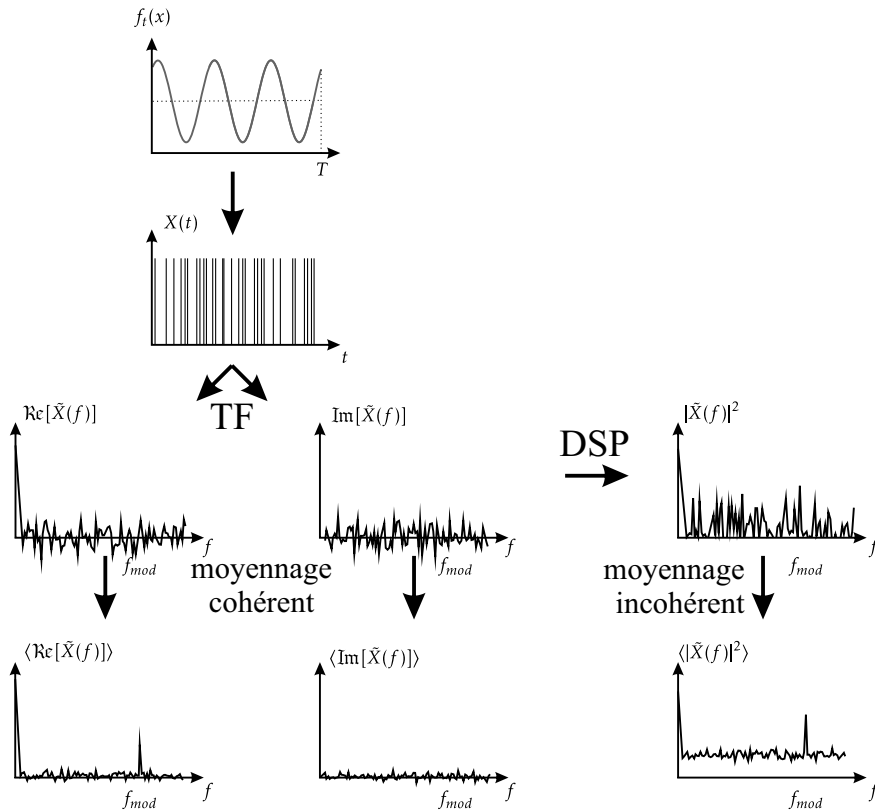


FIGURE 2.7 – Spectre typique de  $\Re[\tilde{X}(f)]$ ,  $\text{Im}[\tilde{X}(f)]$ ,  $|\tilde{X}(f)|^2$  et de leur moyenne temporelle sur un grand nombre de trames.

	$\langle \Re[\tilde{X}(f)] \rangle$		$\langle \text{Im}[\tilde{X}(f)] \rangle$		$\langle  \tilde{X}(f) ^2 \rangle$	
	$\mathbb{E}$	Var	$\mathbb{E}$	Var	$\mathbb{E}$	Var
$f = 0$	$n$	$\frac{n}{N_t}$	0	0	$n^2 + n$	—
$f = f_{mod}$	$\frac{nC}{2}$	$\frac{n}{2N_t}$	0	$\frac{n}{2N_t}$	$\frac{n^2 C^2}{4} + n$	—
$f \neq f_{mod}$	0	$\frac{n}{2N_t}$	0	$\frac{n}{2N_t}$	$n$	$\frac{n^2 + 2n}{N_t}$

TABLEAU 2.1 – Espérance ( $\mathbb{E}$ ) et variance (Var) des moyennes cohérentes ( $\langle \Re[\tilde{X}(f)] \rangle$  et  $\langle \text{Im}[\tilde{X}(f)] \rangle$ ) et incohérentes ( $\langle |\tilde{X}(f)|^2 \rangle$ ) sur  $N_t$  trames pour les fréquences  $f = 0$ ,  $f = f_{mod}$  et  $f \neq f_{mod} \neq 0$ . Pour la moyenne cohérente, nous avons supposé  $\phi = 0$ .

modulation respectivement égale à  $n^2$  et  $n^2 C^2 / 4$  soit le carré des valeurs obtenues à ces mêmes fréquences pour la moyenne cohérente.

Toutes les variances évoluent comme l'inverse du nombre de trames moyennées.

### 2.2.2 Évaluation des RSB théorique

Ces valeurs d'espérance et de variance nous permettent de calculer un rapport signal à bruit pour les moyennes cohérente et incohérente en fonction du nombre moyen de photons utiles par trame  $n_{\text{utile}} = nC$ , parasites  $n_{\text{parasite}}$  et du nombre de trames moyennées  $N_t$ . Dans les deux cas, le rapport signal à bruit est défini comme le rapport entre l'espérance de l'amplitude du pic de modulation dû aux photons utiles et de l'écart-type en dehors du pic.

Dans le cas d'une moyenne cohérente, le RSB s'écrit :

$$RSB_{coh} = \frac{\mathbb{E}[\langle \Re(\tilde{X}(f_{mod}, C \neq 0)) \rangle] - \mathbb{E}[\langle \Re(\tilde{X}(f_{mod}, C = 0)) \rangle]}{\sqrt{\text{Var}[\langle \Re(\tilde{X}(f \neq f_{mod})) \rangle]}} \quad (2.74)$$

$$= \frac{\frac{nC}{2} - 0}{\sqrt{\frac{n}{2N_t}}} \quad (2.75)$$

$$= C \sqrt{\frac{nN_t}{2}} \quad (2.76)$$

$$= \frac{n_{utile} \sqrt{N_t}}{\sqrt{2(n_{utile} + n_{parasite})}} \quad (2.77)$$

$$= \frac{r_{utile} \sqrt{TN_t}}{\sqrt{2(r_{utile} + r_{parasite})}} \quad (2.78)$$

avec  $T$  la durée d'une trame,  $r_{utile}$  (resp.  $r_{parasite}$ ) le flux de photons utile (resp. parasite) par seconde défini comme  $r_{utile} = n_{utile}/T$  (resp.  $r_{parasite} = n_{parasite}/T$ ). Le RSB est ici proportionnel à la racine carrée de la durée totale d'acquisition ( $TN_t$ ). À durée totale d'acquisition constante  $TN_t$ , nous remarquons que le RSB ne dépend pas de la durée de la trame. Pour un flux de photons utile faible par rapport au flux de photons parasite ( $r_{utile} \ll r_{parasite}$ ) le RSB évolue linéairement avec le flux de photons utile et comme l'inverse de la racine carrée du flux de photons parasite.

Dans le cas d'une moyenne incohérente, le RSB s'écrit :

$$RSB_{incoh} = \frac{\mathbb{E}[\langle |\tilde{X}(f_{mod}, C \neq 0)|^2 \rangle] - \mathbb{E}[\langle |\tilde{X}(f_{mod}, C = 0)|^2 \rangle]}{\sqrt{\text{Var}[\langle |\tilde{X}(f \neq f_{mod})|^2 \rangle]}} \quad (2.79)$$

$$= \frac{\frac{n^2 C^2}{4}}{\sqrt{\frac{n^2 + 2n}{N_t}}} \quad (2.80)$$

$$\approx \frac{n^2 C^2 \sqrt{N_t}}{4n} \quad (2.81)$$

$$\approx \frac{n_{utile}^2 \sqrt{N_t}}{4(n_{utile} + n_{parasite})} \quad (2.82)$$

$$\approx \frac{r_{utile}^2 \sqrt{T} \sqrt{TN_t}}{4(r_{utile} + r_{parasite})} \quad (2.83)$$

Le RSB est ici aussi proportionnel à la racine carrée de la durée totale d'acquisition ( $TN_t$ ). Cependant, à durée totale d'acquisition constante, le RSB évolue comme la racine carrée de la durée de chaque trame. Cela suppose cependant que la phase du signal soit constante pendant la durée de la trame. Dans le cas contraire, on observe un élargissement du pic de modulation. Il est possible de retrouver l'information dispersée en sommant la DSP des fréquences adjacentes à la

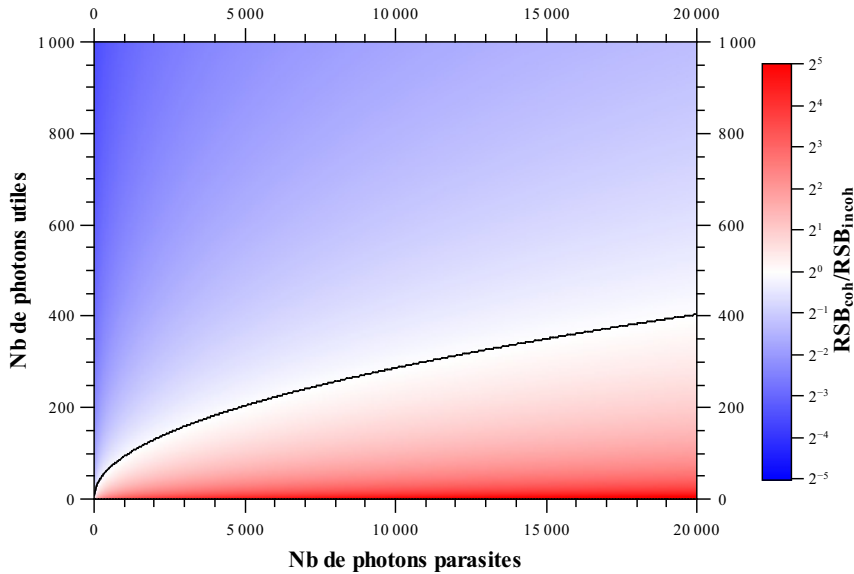


FIGURE 2.8 – Rapport des rapports signaux à bruit des moyennes cohérente et incohérente pour une durée de trame  $T = 1$  s.

fréquence de modulation. Le RSB s’écrit alors :

$$RSB_{incoh} = \frac{\sum_{i=-\frac{k-1}{2}}^{\frac{k-1}{2}} (\mathbb{E}[\langle |\tilde{X}(f_{mod} + i/T, C \neq 0)|^2 \rangle] - \mathbb{E}[\langle |\tilde{X}(f_{mod} + i/T, C = 0)|^2 \rangle])}{\sqrt{k \text{Var}[\langle |\tilde{X}(f \neq f_{mod})|^2 \rangle]}} \quad (2.84)$$

$$\approx \frac{r_{utile}^2 \sqrt{T} \sqrt{TN_t}}{4\sqrt{k}(r_{utile} + r_{parasite})} \quad (2.85)$$

avec  $k$  le nombre de canaux spectraux que l’on somme, supposé impair. Le nombre de canaux spectraux sur lequel se disperse le signal est proportionnel à la durée de la trame ( $k \propto T$ ). Ainsi, à durée totale d’acquisition constante et pour des durées de trame supérieures au temps de cohérence de la modulation, le RSB est indépendant de la durée de la trame.

Enfin, pour un flux de photons utile faible par rapport au flux de photons parasite ( $r_{utile} \ll r_{parasite}$ ), le RSB de la moyenne incohérente évolue de manière quadratique avec le flux de photons utile et comme l’inverse du flux de photons parasite.

Si l’on ne maîtrise pas la phase du signal, seule la moyenne incohérente est possible. Cependant, si la phase du signal est maîtrisée, les deux types de moyennes sont possibles. On peut alors étudier l’avantage d’une méthode par rapport à l’autre en calculant le rapport de leur RSB :

$$\frac{RSB_{coh}}{RSB_{incoh}} \approx \frac{2\sqrt{2(r_{utile} + r_{parasite})}}{r_{utile}\sqrt{T}} \quad (2.86)$$

On remarque que ce rapport est indépendant du temps d’intégration, mais qu’il est inversement proportionnel à la racine de la durée des trames. Comme on peut le voir sur la figure 2.8, pour une

durée de trame fixée, la moyenne cohérente est avantageuse si :

$$r_{\text{utile}} < 2 \frac{2 + \sqrt{2(2 + r_{\text{parasite}})}}{\sqrt{T}} \approx 2\sqrt{2r_{\text{parasite}}/T}, \quad (2.87)$$

c'est-à-dire si le flux de photons utile est faible par rapport au flux de photons parasite. Cette condition est cependant toujours respectée lorsque l'on travaille à la limite de sensibilité de l'instrument ou dans un cadre de la détection faible flux comme, par exemple, en astronomie.

### 2.2.3 Effet de saturation de la chaîne d'acquisition

Dans l'étude précédente, nous avons modélisé chaque photoévènement comme une impulsion de Dirac. Cependant l'impulsion électrique réelle caractérisant chaque photoévènement a une certaine durée durant laquelle le détecteur ne peut détecter et donc reste « aveugle ». De plus, pour enregistrer plus facilement le signal issu du détecteur, la durée de chaque impulsion est allongée à l'aide d'un circuit électronique monostable pour correspondre à la période d'échantillonnage de la carte d'acquisition utilisée.

Ainsi, comme illustré par la figure 2.9, le nombre de coups  $N_{\text{count}}$  comptés par la chaîne d'acquisition sous-estime le nombre de photons détectés par le photodétecteur  $N_{\text{det}}$ .

On peut cependant écrire le nombre de photons détectés par seconde :

$$R_{\text{det}} = \frac{N_{\text{det}}}{T} = \frac{N_{\text{count}}}{T_{\text{eff}}} \quad (2.88)$$

avec  $T_{\text{eff}} = T - N_{\text{count}}T_{HO}$  où  $T_{HO}$  est la durée de stabilité du monostable. On fixe  $T_{HO} = 1/f_s$ , avec  $f_s$  la fréquence d'échantillonnage, de sorte que chaque impulsion puisse être vue par la carte d'acquisition.

Après simplification, on trouve :

$$R_{\text{det}} = \frac{R_{\text{count}}}{1 - \frac{R_{\text{count}}}{f_s}} \quad (2.89)$$

où  $R_{\text{count}} = N_{\text{count}}/T$  est la mesure brute du nombre de photons par seconde.

Comme indiqué par la figure 2.10, dans le cas de la superposition d'un signal continu  $R_0$  à un signal modulé de faible amplitude  $A \sin(2\pi f t)$ , l'amplitude corrigée  $A'$  du signal modulé s'écrit :

$$A' = A \left. \frac{dR_{\text{det}}}{dR_{\text{count}}} \right|_{R_{\text{count}}=R_0} \quad (2.90)$$

$$A' = \frac{A}{\left(1 - \frac{R_0}{f_s}\right)^2} \quad (2.91)$$

Ces corrections ont été appliquées pour toutes les mesures présentées dans la suite de cette thèse.

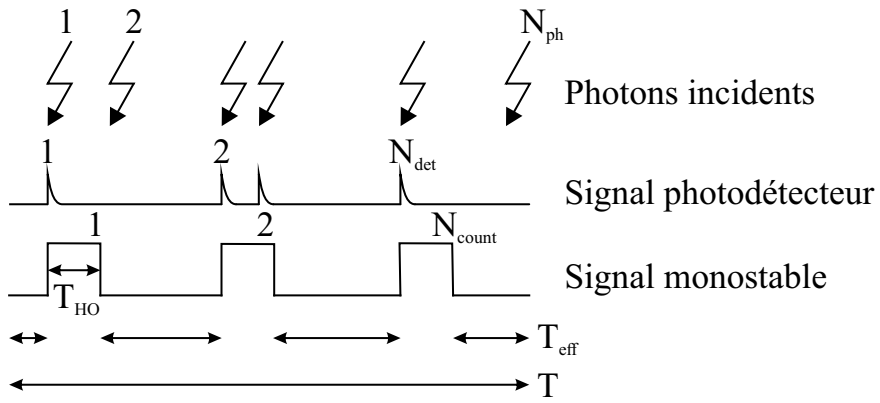


FIGURE 2.9 – Chronogramme du nombre de photons détectés et comptés par la chaîne d’acquisition en fonction du nombre de photons incident et de la durée de stabilité du monostable.

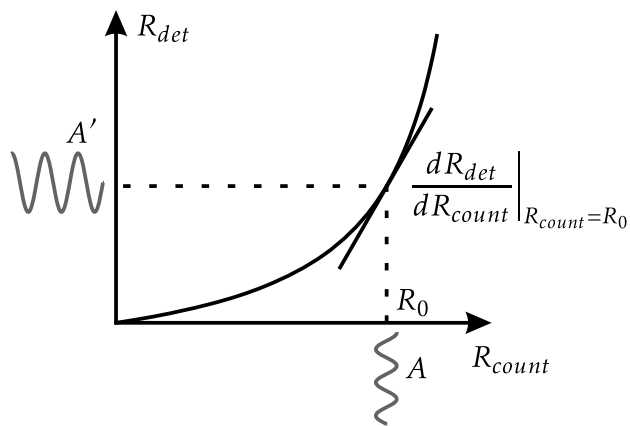


FIGURE 2.10 – Effet de la saturation de la chaîne d’acquisition sur l’amplitude d’un signal modulé.



# Réalisation et caractérisation du détecteur à conversion de fréquence

## Sommaire du présent chapitre

---

<b>3.1 Choix des composants pour la réalisation du détecteur à conversion de fréquence</b>	<b>58</b>
3.1.1 Cristal non linéaire . . . . .	58
3.1.2 Laser de pompe . . . . .	60
3.1.3 Détecteur à comptage de photons . . . . .	60
3.1.4 Définition de la configuration expérimentale à tester . . . . .	61
<b>3.2 Design du banc de caractérisation des guides ridge</b>	<b>62</b>
3.2.1 Configurations possibles pour la caractérisation spectrale du processus de conversion . . . . .	63
3.2.2 Caractérisation du rendement de conversion et du niveau du signal parasite . . . . .	64
3.2.3 Choix de la configuration expérimentale de tests retenue . . . . .	65
<b>3.3 Caractérisations préliminaires et identification des guides performants</b>	<b>68</b>
3.3.1 Bilan photométrique . . . . .	68
3.3.2 Contexte et méthodologie suivie pour l'identification des guides performants . . . . .	70
3.3.3 Mesure des courbes d'acceptances spectrales et du spectre des signaux parasites (DC) . . . . .	70
<b>3.4 Mesure et analyse des caractéristiques du détecteur à conversion de fréquence</b>	<b>72</b>
3.4.1 Analyse spectrale et mesure préliminaire de l'efficacité de conversion .	72
3.4.2 Tests de la limite de sensibilité du détecteur à conversion de fréquence	75

---



Nous avons vu partie 1.3.2 page 20 que la détection par conversion de fréquence présentée dans cette thèse s'appuie sur des travaux antérieurs. Notamment, les travaux de P. Darré ont démontré le potentiel des guides PPLN ridge dans l'interférométrie par conversion de fréquence pour l'imagerie haute résolution en astronomie en bande H (autour de 1550 nm). Les travaux de L. Szemendera ont marqué, quant à eux, les premiers essais de cette technique en bande L (autour de 3,39  $\mu\text{m}$ ) avec une autre technologie de guide moins performante (diffusion Titane). La suite logique était donc de d'utilisé la technologie ridge en bande L.

La première partie de ce chapitre reviendra sur les contraintes technologiques nous ayant amené à converger vers l'utilisation de guide PPLN ridge en bande L. Nous nous intéresserons par la suite à la conception du banc de test utilisé pour caractériser ces guides puis à l'analyse des performances d'un détecteur à conversion de fréquence MIR utilisant un de ces composants. Ce travail a été effectué dans un premier temps en laboratoire puis dans le cadre d'observations sur le ciel.

### 3.1 Choix des composants pour la réalisation du détecteur à conversion de fréquence

Un détecteur à conversion de fréquence comporte trois composants principaux : un cristal non linéaire, une source laser de pompe et un détecteur proche IR ou visible fonctionnant en régime de comptage de photons. Le domaine applicatif du détecteur est conditionné par ce triplet comme nous allons le décrire ci-dessous.

#### 3.1.1 Cristal non linéaire

Le cristal non linéaire est le composant le plus critique du détecteur à conversion de fréquence. Le matériau le plus utilisé est le Niobate de Lithium. Il possède un coefficient non linéaire important ( $d_{33} = 25,2 \text{ pm V}^{-1}$ ) et une inversion périodique de sa polarisation (PPLN) rend possible un quasi-accord de phase sur une grande gamme de longueurs d'onde, comme nous l'avons vu partie 2.1.1 page 32.

Le Niobate de Lithium offre la possibilité de réaliser des guides d'onde. Ceux-ci permettent d'allonger significativement la longueur d'interaction et de confiner les champs pour améliorer la densité de puissance et ainsi le rendement de conversion. Leurs structures reposent sur à trois technologies différentes [Suhara 03] :

- **Diffusion Titane** : des atomes de Titane sont déposés puis diffusés thermiquement sur quelques microns à la surface du PPLN [Büchter 09]. La concentration de Titane augmente ainsi localement l'indice optique du matériau et permet le guidage. Cette technique présente plusieurs inconvénients majeurs. Premièrement, la faible variation d'indice entraîne un guidage faible et, de ce fait, des diamètres des modes fondamentaux très différents pour chaque longueur d'onde mise en jeu. Ceci est donc préjudiciable à un bon recouvrement des champs qui doivent interagir. De plus, le gradient de concentration vertical entraîne une dissymétrie des modes de propagation, ce qui limite le rendement de conversion. Enfin, ce type de guide est très sensible aux effets photoréfractifs et oblige à maintenir

le PPLN à une température supérieure à 100 °C. Il en résulte une convection thermique importante en l'entrée et à la sortie des guides, ce qui n'est pas favorable pour l'injection des faisceaux. Ces problématiques ont été constatées dans le cadre de la thèse de L. Szemandera [Szemandera 17b];

- **RPE (Reverse Proton Exchange)** : ce guidage est obtenu par diffusion d'ions Hydrogène dans la matrice cristalline [Parameswaran 02]. L'avantage de ce procédé réside dans la possibilité de réaliser un guide enterré présentant de meilleures propriétés de symétrie par rapport à la diffusion Titane. Cependant, les ions Hydrogène diffusent très facilement dans le matériau ce qui limite grandement la durée de vie de ces dispositifs. Cet aspect a été observé dans le cadre de la thèse de R. Baudoin [Baudoin 14] consacrée à la détection par conversion de fréquence à des longueurs d'onde proche infrarouge (1,5 µm);
- **Ridge** : chaque guide est scié mécaniquement dans le PPLN [Kurimura 06, Chauvet 16]. Le saut d'indice entre le Niobate de Lithium et l'air ainsi généré permet un guidage fort conduisant à un confinement quasi identique pour toutes les longueurs d'onde. Cette configuration est donc très favorable pour optimiser le phénomène non linéaire recherché. De plus, ce type de composant peut travailler à température ambiante (moins sensible aux effets photoréfractifs). Il faut cependant noter que ce type de guide est légèrement multimode aux longueurs d'onde considérées, mais que seuls les modes fondamentaux sont à l'accord de phase. Les travaux menés par P. Darré [Darré 16b] en bande H et les excellents résultats obtenus nous encouragent à nous orienter vers l'utilisation de cette technologie.

De nombreux fournisseurs proposent des PPLN guidés (HCP, NTT, Psicon, Coverion, Srico, Advr, Commax Laser, Femto Engineering...), mais principalement par diffusion de Titane et RPE.

Une collaboration avec le laboratoire Femto-ST et son centre de développement technologique Femto Engineering a été initiée. Celle-ci nous permet d'obtenir des guides PPLN ridge sur mesure complètement adaptés à notre application. Les aspects techniques de la réalisation de ces guides sont détaillés dans l'article Lehmann *et al.* 2019a reproduit partie 3.4.2.2 page 76. Cependant, nos besoins étant très spécifiques, cette équipe partenaire ne dispose pas de moyens de caractérisation de leurs composants. Cette étude nous revient donc. Plusieurs étapes de prototypage ont été nécessaires afin de déterminer les paramètres permettant d'obtenir l'accord de phase désiré (pas de poling et dimension géométrique des guides).

Du fait de sa gamme de transparence, comprise entre 0,5 à 4,5 µm, le Niobate de Lithium ne peut pas être utilisé dans le FIR. Dans cette gamme de longueurs d'onde, le matériau le plus prometteur est le GaAs à orientation alternée (OP:GaAs). Son coefficient non linéaire est très important ( $d_{14} = 100 \text{ pm V}^{-1}$ ) et la gamme de transparence va de 1 à 17 µm. Le développement de l'OP:GaAs étant encore récent, les guides d'onde dans ce matériau ne sont pas disponibles commercialement. La disponibilité de ce type de matériaux est également problématique puisque peu de fabricants maîtrisent cette technologie.

Les guides PPLN ridge en Niobate de Lithium ont donc été privilégiés pour ce travail de thèse. Une étude comparative avec les résultats obtenus au cours de la thèse de L. Szemandera, basée sur des guides à diffusion Titane, sera ainsi intéressante.

### 3.1.2 Laser de pompe

Le laser de pompe doit répondre aux exigences suivantes en termes de :

- puissance : la puissance optimale permettant de maximiser les performances du détecteur à conversion de fréquence dépend de la longueur du guide non linéaire et de son efficacité de conversion normalisée, comme cela a été décrit dans la partie 2.1.3 page 44. Pour un guide ridge PPLN de quelques centimètres de long, cette puissance optimale a été estimée à quelques centaines de mW. Cette gamme de puissance permet également de limiter le coût, l'encombrement et les problématiques de sécurité optique et de lumière parasite par rapport à des lasers plus puissants.
- mode spatial : une source fibrée unimodale permet un transport aisé du signal de pompe en assurant un filtrage spatial de haute qualité. Cet aspect unimodal permet une utilisation optimale dans les cristaux non linéaires à structure guidée ;
- mode longitudinal : une grande longueur de cohérence permettra une puissance de pompage temporellement constante et est à même de minimiser les sources de bruits parasites. Ce point a notamment été étudié au cours de la thèse de R. Baudoin [Baudoin 14];
- polarisation : une polarisation rectiligne permettra d'utiliser au mieux les coefficients non linéaires du matériau ;
- longueur d'onde du laser de pompe : le choix dépendra des autres paramètres du montage. Nous privilégierons des longueurs d'onde commercialement disponibles : 1064 nm, 1300 nm, 1550 nm et 2  $\mu$ m.
- l'efficacité quantique étant linéaire avec la puissance de pompe et le niveau de DCO quadratique, un laser de puissance continue sera privilégié pour optimiser le NEP.

### 3.1.3 Détecteur à comptage de photons

Lorsque les conditions expérimentales conduisent à travailler avec de très faibles flux, il est indispensable d'utiliser un détecteur à comptage de photons. Ceci reste bien sûr valable pour mesurer le flux converti d'un détecteur à conversion de fréquence. Dans le visible et l'infrarouge jusqu'à 1  $\mu$ m, les détecteurs à base de silicium sont extrêmement performants : 50% d'efficacité quantique pour quelques dizaines de Dark Count par seconde [Component 17].

Au-delà de 1  $\mu$ m, il est indispensable de changer de matériau. Dans cette gamme de longueurs d'onde, la technologie InGaAs est actuellement la seule disposant d'une maturité suffisante pour notre application. Cependant, ses performances sont très en retrait comparées aux compteurs à base de silicium : de 10 à 20% d'efficacité quantique et quelques milliers de Dark Count par seconde [Quantique 15], ce qui correspond donc à des NEPs supérieur de plus d'un ordre de grandeur. De plus, les temps morts varient énormément entre les deux technologies : quelques dizaines de nanosecondes pour le silicium contre quelques dizaines de microsecondes pour l'InGaAs, ce qui limite grandement la dynamique des détecteurs.

Une troisième solution serait de mettre en cascade deux détecteurs à conversion de fréquence. En utilisant un processus SFG où la longueur d'onde de pompe est supérieure à la longueur d'onde signal (ici autour de 1300 nm), il est possible d'atteindre des performances supérieures à celles des détecteurs InGaAs. Cette technique de pompage n'est possible que dans le proche infrarouge, mais

des rendements de conversion de 50% pour 600 Dark Count ont été démontrés à 1302 nm [Kuo 13]. Cette cascade de détecteurs à conversion de fréquence permettrait également de bénéficier des très faibles temps morts des détecteurs Silicium.

Les compteurs à base de Silicium seront donc à privilégier.

### 3.1.4 Définition de la configuration expérimentale à tester

En tenant compte des différents points abordés dans les trois parties précédentes, il est possible de définir, en l'état actuel, la meilleure configuration possible.

Le tableau 3.1 indique pour chaque couple longueur d'onde signal / longueur d'onde de pompe, le type de compteur de photons pouvant être utilisé.

Le tableau 3.2 indique dans quelle configuration les trois longueurs d'onde (signal, pompe et converti) sont dans la gamme de transparence du PPLN et de l'OP:GaAs.

Intéressons-nous tout d'abord au MIR (bande L et M).

			Longueur d'onde du laser de pompe (µm)								
			1,064		1,3		1,5		2		
Bande Astro (µm)	H	1,5	1,8	0,62	0,67	0,70	0,75	0,75	0,82	0,86	0,95
	K	2	2,5	0,69	0,75	0,79	0,86	0,86	0,94	1,00	1,11
	L	3,2	3,9	0,80	0,84	0,92	0,98	1,02	1,08	1,23	1,32
	M	4,5	5	0,86	0,88	1,01	1,03	1,13	1,15	1,38	1,43
	N	8	13	0,94	0,98	1,12	1,18	1,26	1,34	1,60	1,73
	Q	17	25	1,00	1,02	1,21	1,24	1,38	1,42	1,79	1,85

	Si 0,5-1 µm
	les deux
	InGaAs 0,9-1,8 µm

TABLEAU 3.1 – Types de compteur utilisables en fonction de la longueur d'onde signal (ligne) et de la pompe utilisée (colonne). Le nombre inscrit dans chaque cellule correspond à la longueur d'onde du signal converti en micromètres.

			Longueur d'onde du laser de pompe (µm)								
			1,064		1,3		1,5		2		
Bande Astro (µm)	H	1,5	1,8	0,62	0,67	0,70	0,75	0,75	0,82	0,86	0,95
	K	2	2,5	0,69	0,75	0,79	0,86	0,86	0,94	1,00	1,11
	L	3,2	3,9	0,80	0,84	0,92	0,98	1,02	1,08	1,23	1,32
	M	4,5	5	0,86	0,88	1,01	1,03	1,13	1,15	1,38	1,43
	N	8	13	0,94	0,98	1,12	1,18	1,26	1,34	1,60	1,73
	Q	17	25	1,00	1,02	1,21	1,24	1,38	1,42	1,79	1,85

	PPLN 0,5-4,5 µm
	les deux
	OP:GaAs 1-18 µm

TABLEAU 3.2 – Types de matériaux non linéaires utilisables en fonction de la longueur d'onde signal (ligne) et de la pompe utilisée (colonne). Le nombre inscrit dans chaque cellule correspond à la longueur d'onde du signal converti exprimée en micromètres.

La bande M étant en dehors de la bande de transparence du Niobate de Lithium, nous nous concentrerons sur la détection en bande L. Dans ce cas, la longueur d'onde convertie varie de 800 nm à 1,32  $\mu\text{m}$  en fonction de la longueur d'onde de pompe. Pour obtenir une longueur d'onde convertie compatible et détectable efficacement avec un compteur à base de silicium, nous devons utiliser un laser de pompe avec la longueur d'onde la plus courte possible soit 1064 nm.

Nous retiendrons donc la configuration suivante en bande L :

- cristal non linéaire : PPLN ridge
- détecteur : détecteur à comptage de photons silicium
- laser de pompe : 1064 nm

En ce qui concerne le FIR (bande N), la suivante configuration serait possible :

- cristal non linéaire : OP:GaAs
- détecteur : détecteur à comptage de photons InGaAs
- laser de pompe : 1550 nm

Cependant, elle imposerait deux sauts technologiques importants. Il faudrait, d'une part, utiliser des cristaux OP:GaAs, ce qui nous priverait, pour l'instant, des avantages qu'offrent les guides d'ondes et, d'autre part, basculer sur des compteurs InGaAs coûteux et aux performances encore limitées. Des pistes d'exploration pour cette gamme de longueurs d'onde seront proposées dans le chapitre 6 de cette thèse.

### 3.2 Design du banc de caractérisation des guides ridge

Les performances d'un détecteur à conversion de fréquence dépendent fortement des caractéristiques du cristal non linéaire utilisé. Comme évoqué partie 3.1.1 page 58, notre choix technologique s'est porté vers des guides PPLN ridge, réalisés par Femto Engineering.

Cependant, Femto Engineering n'a pas les moyens techniques de caractériser expérimentalement leurs composants dans cette gamme de longueurs d'onde. Nous avons donc mis en place un banc de caractérisation permettant le test des composants en effectuant la somme de fréquence entre un signal MIR à 3,5  $\mu\text{m}$  et un laser de pompe à 1064 nm vers une longueur d'onde de 817 nm.

Les paramètres à mesurer sont les suivants :

- les longueurs d'onde pompe et signal permettant l'accord de phase,
- la courbe d'acceptance spectrale,
- l'efficacité de conversion globale, comprenant le processus de conversion, mais aussi les différentes étapes d'injection, de filtrage spatial et spectral nécessaires,
- le niveau du signal parasite (Dark Count Optique DCO) lié aux phénomènes non linéaires en compétition avec le processus de conversion souhaité.

Certaines contraintes techniques, principalement la maîtrise de l'homogénéité de la largeur et surtout de la hauteur des guides, limitent la longueur des guides réalisables par Femto Engineering à 20 mm. Tous les guides présentés dans cette thèse auront cette longueur.

Ce banc devra ensuite être adapté pour déterminer les performances de la détection par conversion de fréquence via l'évaluation de la limite de sensibilité et du NEP de la chaîne de mesure.

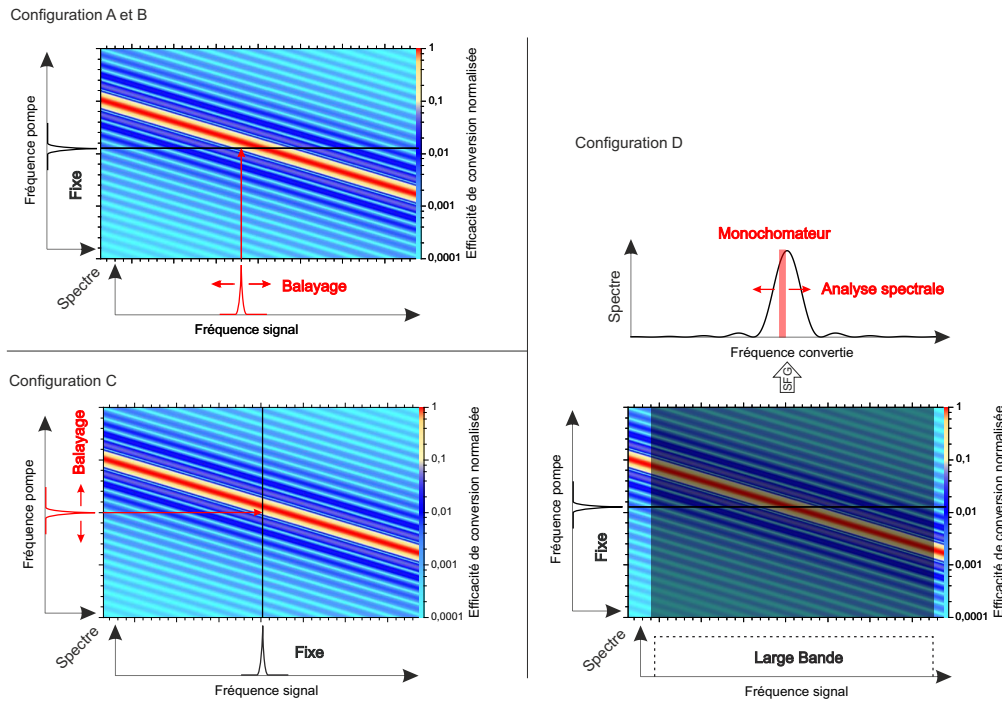


FIGURE 3.1 – Illustration des différentes stratégies envisagées dans les configurations A-D pour étudier l'efficacité de conversion d'un guide PPLN. L'évolution de cette efficacité imposée par les conditions de quasi-accord de phase est représentée par la colormap.

### 3.2.1 Configurations possibles pour la caractérisation spectrale du processus de conversion

Pour caractériser l'accord de phase et étudier la courbe d'acceptance spectrale, quatre configurations (A, B, C et D) sont envisageables. Dans chacun des cas, il s'agit d'étudier la réponse spectrale du processus de conversion caractérisé par la fonction  $\eta(\nu_s, \nu_p)$ . Cela nécessite soit de faire varier un des paramètres d'entrée (configuration A, B et C), soit d'analyser le spectre de conversion d'un signal large bande (configuration D). Les différentes stratégies envisagées sont illustrées figure 3.1.

**Configuration A** Dans cette configuration, le laser de pompe émet à une longueur d'onde fixe, tandis qu'un laser signal de longueur d'onde accordable explore les conditions d'accord de phase. Il s'agit de la configuration qui a été utilisée pour caractériser les PPLN de l'instrument ALOHA à 1550 nm. La disponibilité des sources lasers MIR accordables est la principale limitation de cette configuration. Seuls les lasers à cascade interbande (ICL) sont disponibles à ces longueurs d'onde. D'une part, ceux-ci sont onéreux (14k€) en l'état actuel et, d'autre part, leur plage d'accordabilité est trop faible pour notre application (une dizaine de nanomètres). Cependant nous disposons déjà de plusieurs lasers à 1064 nm compatibles avec cette configuration.

**Configuration B** Dans cette configuration, le laser accordable MIR est remplacé par une source large bande filtrée spectralement à l'aide d'un monochromateur. On peut alors obtenir une accordabilité de plusieurs microns. Deux types de sources large bande sont envisageables :

- les lasers à supercontinuum (et les oscillateurs paramétriques), très puissants (typiquement  $>1 \text{ mW nm}^{-1}$ ), mais ne fonctionnent qu'en régime pulsé et ont un coût élevé,

- les sources thermiques pouvant être réalisées à un coût raisonnable, mais de faibles puissances, ce qui impose de travailler en régime de comptage de photons.

L'objectif final étant de travailler en régime de comptage de photons, la faible puissance des sources thermiques n'est pas rédhibitoire pour notre application et ce type de source sera donc à privilégier.

Pour tracer correctement la courbe d'acceptance spectrale des PPLN, il est alors indispensable de faire l'analyse spectrale du signal converti grâce à un monochromateur de résolution spectrale bien inférieure à la largeur de l'acceptance à analyser. L'acceptance spectrale prévue dans le MIR étant, d'après les simulations de Femto-ST, de 34 nm autour de 3,4  $\mu\text{m}$  pour des guides de 20 mm, la résolution du monochromateur MIR devra être d'au moins 10 nm.

**Configuration C** Cette configuration est le symétrique de la configuration A. Ici, la longueur d'onde du laser signal est fixe tandis que la longueur d'onde du laser de pompe est accordable. Il est alors possible d'utiliser une source MIR plus abordable (laser à gaz HeNe déjà disponible au laboratoire). Les lasers de pompe accordables sur une plage suffisante autour de 1064 nm sont cependant coûteux (de 15 à 25 k€ selon l'accordabilité et la puissance du laser). Les lasers dont nous disposons au laboratoire n'ont malheureusement pas l'accordabilité suffisante pour réaliser ce type de mesure.

De plus, cette configuration ne permet qu'une mesure indirecte de la courbe d'acceptance spectrale (on mesure  $\eta(\nu_p)$  au lieu de  $\eta(\nu_s)$ ). Pour remonter à  $\eta(\nu_s)$  à partir de la mesure de  $\eta(\nu_p)$ , il est indispensable de connaître précisément les indices effectifs du guide ainsi que son pas de poling. Or ces paramètres sont difficilement accessibles.

**Configuration D** Cette configuration utilise les mêmes sources que la configuration B (source MIR large bande et pompe fixe). Cependant, au lieu d'utiliser un monochromateur sur le signal source, nous utilisons un monochromateur après la conversion, bien plus facile à mettre en œuvre. Cette configuration à l'avantage de permettre d'étudier le spectre du signal parasite ainsi que de filtrer très finement au besoin le signal converti. La problématique du choix des sources MIR large bande est la même que pour la configuration B, on privilégiera donc une source thermique.

La résolution du monochromateur devra, comme dans la configuration B, être bien inférieure à la largeur de l'acceptance spectrale, mais cette fois pour le signal converti dans le NIR, soit moins de 0,5 nm ( $\Delta\lambda_c = \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_s}\right)^2 \Delta\lambda_s$ ).

### 3.2.2 Caractérisation du rendement de conversion et du niveau du signal parasite

Pour mesurer précisément le rendement de conversion de la chaîne expérimentale, il faut, d'une part, connaître la puissance MIR en entrée du détecteur à conversion de fréquence et, d'autre part, mesurer la puissance convertie captée par le détecteur NIR. Les détecteurs NIR fort flux étant relativement faciles à calibrer et le détecteur à comptage de photons étant autocalibré par la quantification de l'énergie des photons, cette partie ne posera pas de difficulté particulière, quelle que soit la configuration choisie.

La mesure de puissance dans le MIR pose deux problèmes majeurs. D'une part, cette mesure ne doit prendre en compte que la puissance susceptible d'être couplée dans une étendue géométrique

définie par les caractéristiques optiques du PPLN, ce qui correspond dans notre cas au mode fondamental du guide ridge. Cet aspect monomode spatial ne devrait pas poser de problèmes dans les configurations A et C, mais il est plus problématique avec les sources thermiques. Un filtrage spatial à l'aide d'une fibre optique monomode dans le MIR pourrait s'imposer. D'autre part, il est nécessaire de mesurer uniquement la puissance comprise dans l'acceptance spectrale du processus non linéaire. Les configurations A, B et C, où la largeur spectrale de la source est inférieure à la largeur de l'acceptance spectrale, ne sont pas soumises à ce problème. Un détecteur suffisamment sensible pour mesurer le flux provenant d'une source thermique est néanmoins nécessaire dans le cas de la configuration B. La configuration D est plus problématique de ce point de vue, car il faudrait un spectromètre MIR parfaitement calibré pour réaliser cette mesure, à moins de se contenter d'une estimation théorique sur la base de l'émission d'un corps noir, telle que décrite partie 1.1.2 page 6.

L'étude de l'intensité du signal parasite nécessite une détection en régime de comptage de photons, mais, outre le détecteur, elle n'impose pas de contrainte supplémentaire. L'étude de son spectre n'est par contre possible que dans le cas de la configuration D.

### 3.2.3 Choix de la configuration expérimentale de tests retenue

Le tableau 3.3 regroupe les principaux avantages et inconvénients des quatre configurations envisagées. À la lecture de ce tableau, nous proposons de retenir la solution de la configuration D qui est à la fois la moins coûteuse et la plus polyvalente, malgré les difficultés de mesure du rendement.

	Configuration			
	A	B	C	D
Source MIR	accordable	large bande	fixe	large bande
Pompe 1064nm	fixe	fixe	accordable	fixe
Monochromateur		MIR		NIR
Régime de détection NIR	classique	comptage	classique	comptage
Accordabilité	-	+++	++	+++
Transmission globale	++	+	++	+
Mesure du rendement	+++	++	+++	+
Étude du spectre du DCO	-	-	-	++
Coût	€€€	€€	€€€	€

TABLEAU 3.3 – Différentes configurations possibles pour le banc de caractérisation. Nous retiendrons la configuration D.



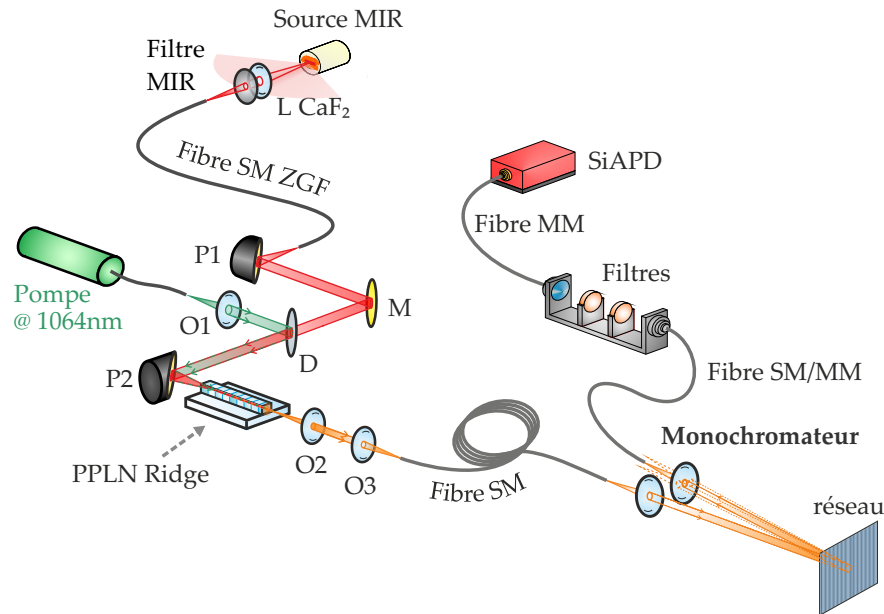


FIGURE 3.2 – Schéma du banc de caractérisation. L  $\text{CaF}_2$  : lentille en  $\text{CaF}_2$ ; Px : parabole hors axe; Ox : objectif de microscope; M : miroir motorisé; D : dichroïque  $3,5\mu\text{m}/1064\text{nm}$ ; fibre SM ZGF : fibre monomode ZBLAN Verre Fluoré; fibre SM : fibre maintien de polarisation et monomode à  $810\text{ nm}$ ; fibre MM : fibre multimode.

La figure 3.2 représente la mise en œuvre de cette configuration. Le flux émis par la source thermique est filtré spectralement sur une largeur de bande de  $500\text{ nm}$  autour de  $3,5\mu\text{m}$  par un filtre interférentiel, et spatialement par une fibre optique en verre fluoré monomode à  $3,5\mu\text{m}$ . Ce signal est superposé spatialement au faisceau de pompe grâce à une lame dichroïque traitée haute réflexion à  $1064\text{ nm}$  et anti-réflexion à  $3,5\mu\text{m}$  et ayant un substrat en ZnSe. Ce matériau a été choisi pour sa transparence de  $600\text{ nm}$  à  $16\mu\text{m}$ , ce qui facilite grandement l’alignement du montage expérimental. Une parabole hors axe de distance focale  $25\text{ mm}$  injecte simultanément les deux faisceaux dans un guide ridge du PPLN où a lieu la conversion de fréquence. L’optique d’injection et le diamètre des modes fondamentaux du guide ridge étant identique aux longueurs d’onde pompe et signal, les faisceaux pompe et MIR ont des diamètres différents et optimisés en champ lointain pour l’injection dans le guide. En sortie du guide, le faisceau converti est collimaté puis réinjecté dans une fibre optique monomode à  $810\text{ nm}$  et à maintien de polarisation permettant le filtrage spatial et la conservation de l’état de polarisation du signal converti. Le monochromateur, ainsi qu’un jeu de filtres interférentiels, permettent de filtrer spectralement le flux converti. Trois filtres en cascade, centrés autour de  $810\text{ nm}$  et de largeur spectrale totale de  $20\text{ nm}$ , rejettent le résidu de la pompe ainsi que le flux à  $532\text{ nm}$  généré au sein du PPLN par doublement de fréquence de l’onde de pompe. La puissance de pompe pouvant atteindre plusieurs centaines de milliwatts ( $10^{18}$  photons par seconde) trois filtres  $\text{OD} > 6$  sont nécessaires.

Dans le cadre de la caractérisation du détecteur à conversion de fréquence, il est alors possible de supprimer le monochromateur, le jeu de filtres autour de  $810\text{ nm}$  faisant partie intégrante de la chaîne de détection. Le monochromateur, le module de filtrage ainsi que le détecteur à comptage de photons sont représentés figure 3.4 page ci-contre.

La résolution spectrale du monochromateur est fixée par le type de fibre optique utilisé en

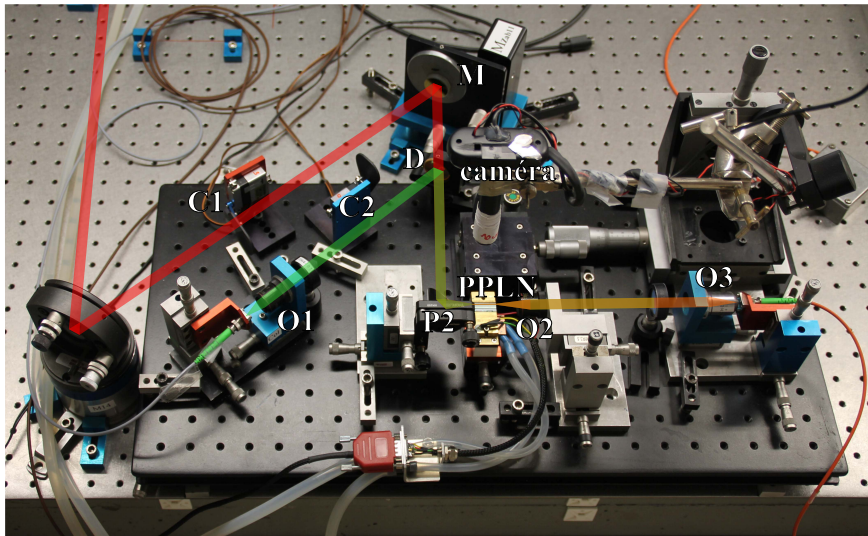


FIGURE 3.3 – Photographie du banc de caractérisation. C1 : cache faisceau MIR ; C2 cache laser de pompe ; caméra : caméra de visualisation des guides.

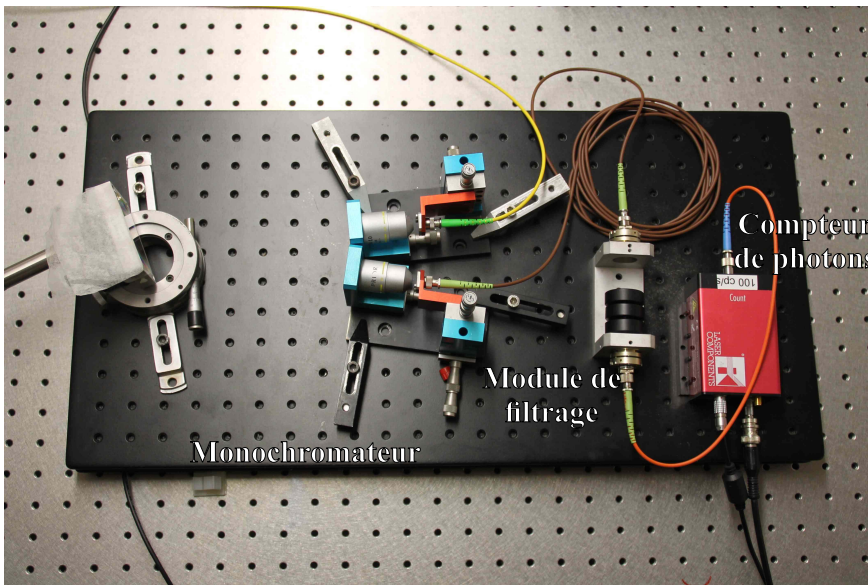


FIGURE 3.4 – Photographie du monochromateur, module de filtrage et compteur de photons. Le signal converti provient de la fibre jaune (monomode). La fibre marron entre le monochromateur et le module de filtrage peut être soit monomode soit multimode suivant la résolution spectrale nécessaire. La fibre orange reliant le module de filtrage et le compteur de photons est multimode. Pour court-circuiter le monochromateur, la fibre jaune est directement reliée au module de filtrage, à la place de la fibre marron.

sortie de celui-ci. Pour une fibre monomode, la résolution spectrale est de 0,3 nm autour de 810 nm, pour une fibre multimode la résolution spectrale est de 1,5 nm autour de 810 nm.

Ainsi, à l’aide de ce banc de test, nous allons pouvoir mesurer finement la réponse spectrale de la chaîne instrumentale, évaluer dans sa globalité son efficacité et quantifier le niveau de signal parasite présent.

### 3.3 Caractérisations préliminaires et identification des guides performants

#### 3.3.1 Bilan photométrique

La calibration des sources MIR utilisées est un point crucial de ce banc de caractérisation, car cela impacte directement les calculs de rendement de conversion et du NEP. Cependant, lors de notre étude, nous ne disposions ni de source ni de détecteur calibrés compatibles avec notre application. Nous avons donc été contraints d'utiliser différents types de sources thermiques dont nous avons calculé théoriquement le flux émis sur un mode spatial en nous appuyant sur la loi de Planck. Trois sources ont été utilisées :

- un filament métallique chauffé au rouge par un courant fixe d'environ 2 A. Il s'agit d'une source relativement intense pour notre application (une centaine de pW par nanomètre et par mode spatial autour de 3,5  $\mu\text{m}$ ). Cependant, il est difficile d'en connaître avec exactitude la température et l'émissivité. Cette source a été principalement utilisée pour l'alignement, les mesures des acceptances spectrales après conversion ainsi que les mesures interférométriques ;
- une résistance de puissance parcourue par un courant ajustable dont la température peut varier de la température ambiante jusqu'à environ 250 °C. Sa température est mesurée par une résistance de platine avec une exactitude de quelques degrés. Cette source fonctionne en boucle ouverte. La surface de la résistance est recouverte d'une couche de suie de bougie dont nous estimons l'émissivité supérieure à 90%. Cette source a été utilisée pour réaliser des estimations rapides de rendement de conversion et de NEP ;
- une plaque métallique asservie en température entre -10 et 80 °C avec une exactitude de 0,1 °C à l'aide d'un module à effet Peltier. Cette plaque est également recouverte de suie de bougie. Cette source a été utilisée pour réaliser les mesures de limite de sensibilité et des mesures plus précises d'efficacité de conversion et de NEP.

Ces trois sources ainsi que les optiques permettant l'injection dans la fibre optique verre fluoré sont présentées figure 3.5 page suivante.

Le laser de pompe utilisé est un laser DFB amplifié dont la puissance peut varier de façon continue de 10 mW à 300 mW sur un seul mode spectral (monomode longitudinal) et un seul mode de polarisation rectiligne.

En effectuant le bilan des données constructeurs et une évaluation grossière des rendements d'injection, la transmission globale en flux du banc peut être estimée à environ 5%, en tenant compte du trajet entre la source thermique et le compteur de photons, monochromateur non inclus. Comme indiqué dans le tableau 3.4 page ci-contre, ces pertes se répartissent de façon à peu près homogène entre les défauts de transmission et de réflexion des éléments optiques (25%), le rendement d'injection dans les éléments guidés (PPLN et fibres) (42%) et l'efficacité quantique du détecteur NIR (50%). Ce bilan de transmission inclut également l'émissivité des sources MIR utilisées (90%) et nous permettra d'estimer l'efficacité de conversion interne des guides PPLN à partir de l'efficacité de détection globale  $DE$  de la chaîne instrumentale.

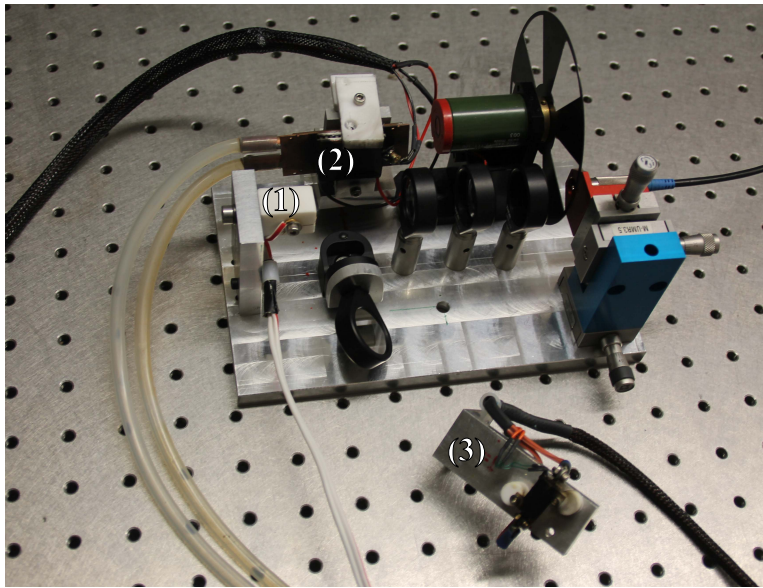


FIGURE 3.5 – Photographie des sources MIR. De gauche à droite : la source « filament » (1), miroir escamotable, deux lentilles en CaF<sub>2</sub> de 50 mm de focale, le filtre MIR, le chopper et la fibre verre fluoré. Le miroir escamotable permet d’alterner entre la source « filament » et, ici, la plaque métallique (2). La résistance chauffante (3), au premier plan de la photographie, peut être montée à la place de la plaque métallique. Le circuit d’eau fournit une référence stable de température pour l’asservissement thermique de la plaque.

Élément	trans. unit.	nb. d’éléments	total	dB
émissivité de la source	0,9	1	0,90	0,46
lentille CaF <sub>2</sub>	0,95	2	0,90	0,45
fibre ZGF : fresnel	0,96	2	0,92	0,35
fibre ZGF : transmission	1	1	1,00	0,00
réflectivité miroir/parabole	0,95	4	0,81	0,89
dichroïque 3,5 μm	0,9	1	0,90	0,46
PPLN : fresnel	0,84	2	0,71	1,51
PPLN : injection MIR	0,6	1	0,60	2,22
objectifs de microscope	0,95	2	0,90	0,45
fibre NIR SM : injection	0,7	1	0,70	1,55
module de filtrage (vide)	0,9	1	0,90	0,46
filtre NIR	0,9	3	0,73	1,37
QE SiAPD	0,5	1	0,50	3,01
<b>global :</b>			<b>0,048</b>	<b>13,17</b>

TABLEAU 3.4 – Estimation du bilan de transmission de la chaîne de détection.

### 3.3.2 Contexte et méthodologie suivie pour l'identification des guides performants

Femto-Engineering a dans un premier temps fabriqué une série de puces de 2 cm de longueur comprenant 11 guides ridge de sections carrées d'environ  $8\ \mu\text{m}$  de cotés avec des pas de poling variant de  $18,5\ \mu\text{m}$  à  $20,5\ \mu\text{m}$  par pas de  $0,2\ \mu\text{m}$ . La condition d'accord de phase pour le processus SFG ( $3,5\ \mu\text{m} + 1064\ \text{nm} \rightarrow 810\ \text{nm}$ ) a été trouvée pour un pas de poling de  $19,7\ \mu\text{m}$ , en accord avec la valeur théorique ( $19,5\ \mu\text{m}$ ) estimée par simulation par Femto-ST.

Une fois le bon pas de poling relativement bien ciblé, nous avons fait réaliser deux séries de deux puces avec des pas de poling variant de  $19,2\ \mu\text{m}$  à  $20\ \mu\text{m}$  par pas de  $0,1\ \mu\text{m}$  (notés de P1 à P9) comprenant deux ridges par période (notés R1 et R2), dont l'épaisseur et la largeur varient de 7 à  $8\ \mu\text{m}$ . Chaque guide est donc désigné par un numéro de puce, de poling et de ridge (ex. guide R2P5 de la puce 3, soit un guide ridge possédant une largeur proche de  $8\ \mu\text{m}$  et un pas de poling de  $19,6\ \mu\text{m}$ ).

La réalisation de plusieurs puces a pour objectif d'une part d'étudier la répétabilité du processus de fabrication des guides (et par conséquent soulever les difficultés technologiques qu'implique ce processus), et d'autre part d'identifier des couples de guides ridge avec des courbes d'acceptance spectrale dont les allures sont proches de celles théoriquement attendues et superposables (même longueur d'onde moyenne de conversion). Cette condition sera indispensable à l'obtention de franges à contraste élevé lors de l'utilisation du processus de conversion à l'entrée de chaque bras d'un interféromètre (projet ALOHA).

Pour pouvoir caractériser la cinquantaine de guides ainsi réalisés, une grande partie du banc a été automatisée, afin de pouvoir réaliser :

- l'injection du faisceau MIR dans le guide PPLN à l'aide d'un miroir motorisé (tip/tilt),
- la mesure du nombre de photons convertis et du nombre de Dark Count parasite (DC, avec uniquement le signal de pompe injecté dans le PPLN) en fonction de la puissance de pompe,
- la mesure de la courbe de l'acceptance spectrale, ainsi que l'allure du spectre du signal parasite DC présent lorsque seul le signal pompe est injecté dans le PPLN. L'observation de ces spectres se fait après conversion, à l'aide du monochromateur centré autour de  $810\ \text{nm}$  sur une largeur de bande d'environ  $25\ \text{nm}$ .

### 3.3.3 Mesure des courbes d'acceptances spectrales et du spectre des signaux parasites (DC)

La première étape de la caractérisation des guides est l'observation et l'enregistrement des courbes des acceptances spectrales à température ambiante. Ces mesures ont été réalisées à l'aide de la source « filament » et le monochromateur de résolution  $0,3\ \text{nm}$ . La transmission du banc sera supposée identique pour les différents guides. Comme on peut le voir sur la figure 3.6 page suivante, une grande variabilité dans l'allure des acceptances spectrales des différents guides a été observée. Ces allures peuvent être constituées d'un seul lobe (R1P5) ou de plusieurs (R1P4). Les rendements de conversion sont également très variables, avec par exemple plus d'un ordre de grandeur entre R1P5 et R2P3, tout comme la quantité de signaux parasites (Dark Count - DC) avec là aussi un ordre de grandeur entre R1P5 et R1P4. Sur cet échantillon, seuls les guides dénommés R1P5 et R2P4 sont utilisables, car possédant à la fois un bon rendement, un faible niveau de signal

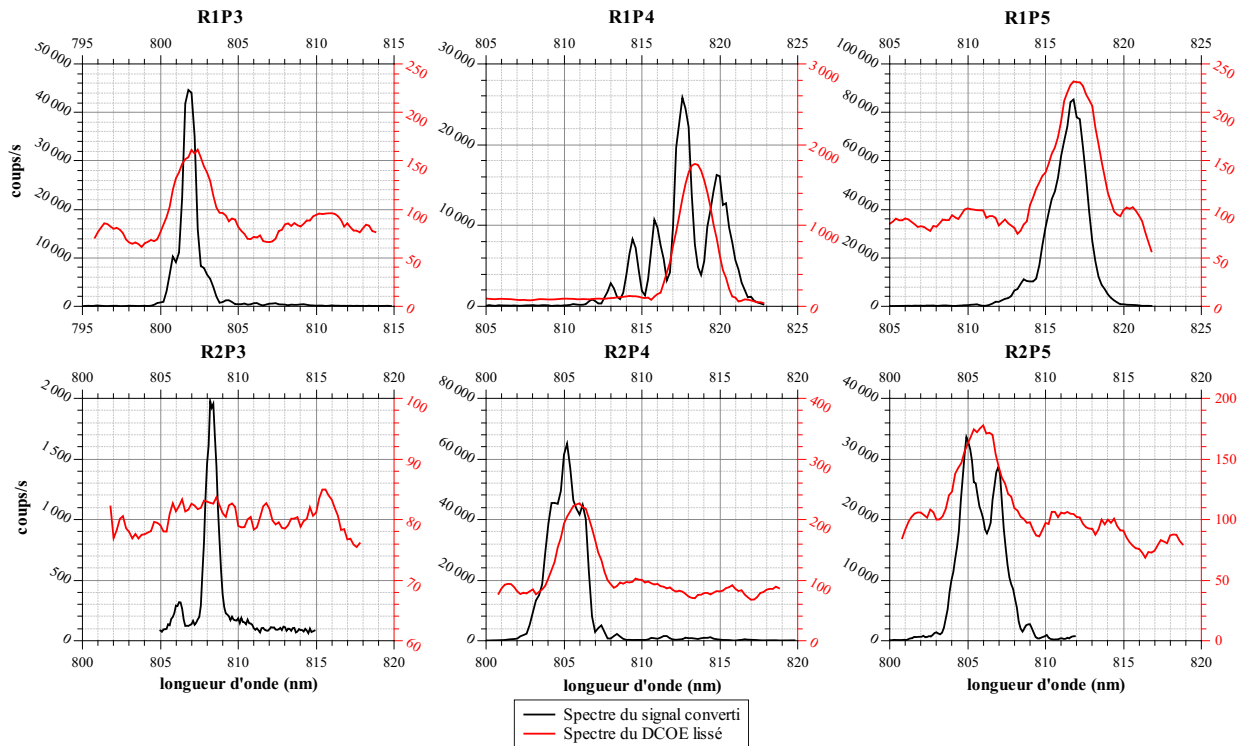


FIGURE 3.6 – Exemples d’allures des spectres du signal converti (courbes noires) et du DC (courbes rouges) pour les guides de R1P3 à R2P5 de la puce 7 à température ambiante. L’ensemble de ces spectres présente un offset d’environ 90 coups/s correspondant au Dark Count du détecteur à comptage de photons (DCE). De gauche à droite les pas de poling augmentent de  $19,4\ \mu\text{m}$  (RxP3) à  $19,6\ \mu\text{m}$  (RxP5) par pas de  $0,1\ \mu\text{m}$ . En haut les guides ont une largeur d’environ  $7\ \mu\text{m}$  (R1Px), en bas de  $8\ \mu\text{m}$  (R2Px). Tous les guides ont une hauteur d’environ  $7,5\ \mu\text{m}$ .

parasite et un seul lobe d’acceptance spectrale.

Ces résultats s’expliquent par une variation des conditions d’accord de phase le long des guides. Ce défaut peut être attribué à une inhomogénéité des dimensions des guides le long de la puce de  $2\ \text{cm}$  et entre les guides. La technologie ridge est très sensible à ce paramètre puisqu’une variation de quelques centaines de nanomètres sur la largeur ou la hauteur du guide sur toute sa longueur suffit à dégrader significativement les performances du processus de conversion [Umeki 10].

Malgré cette variabilité, il est néanmoins possible de dégager des tendances :

- une augmentation du pas de poling, à longueur d’onde de pompe fixée, entraîne une augmentation de la longueur d’onde signal et du converti,
- une augmentation de la taille des guides (hauteur et largeur) entraîne une diminution de la longueur d’onde signal et du converti,
- une augmentation de la longueur d’onde de pompe entraîne une diminution de la longueur d’onde converti ( $-0,37\ \text{nm nm}^{-1}$ ) et signal ( $-45\ \text{nm nm}^{-1}$ ),

L’ensemble de ces tendances est tout à fait conforme à ce à quoi nous pouvions nous attendre d’un point de vue théorique.

La température des composants d’optique non linéaire joue également un rôle dans les conditions d’accord de phase, et donc sur les acceptances spectrales : une augmentation de la température d’un degré Celsius entraîne une augmentation de la longueur d’onde convertie d’environ  $0,15\ \text{nm}$

autour de 810 nm, soit 0,6 nm autour de 3,5  $\mu\text{m}$ . Cette variation sera mise à contribution lors des tests en mode interférométrique pour superposer finement les courbes des acceptances spectrales des guides de chaque bras de l'interféromètre.

Deux guides aux performances intéressantes ont été identifiés (R1P5 et R2P8 de la puce 7), présentant de bonnes efficacités de conversion et des acceptances spectrales similaires. Le plus prometteur (R1P5) a été utilisé pour déterminer les performances d'un détecteur à conversion de fréquence (partie 3.4). La puce 7 a ensuite été coupée en deux pour séparer ces deux guides qui ont par la suite été utilisés simultanément sur deux voies pour réaliser les tests interférométriques du chapitre 4 page 95.

## 3.4 Mesure et analyse des caractéristiques du détecteur à conversion de fréquence

### 3.4.1 Analyse spectrale et mesure préliminaire de l'efficacité de conversion

Comme indiqué précédemment, les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus avec le guide R1P5 de la puce 7. La figure 3.7 page suivante présente les courbes d'acceptance spectrale de conversion normalisée et de densité spectrale normalisée de flux de photons du Dark Count de ce guide ainsi que les courbes théoriques de ces mêmes grandeurs telles que déterminées à partir des modèles théoriques présentés dans le chapitre 2. Les courbes expérimentales ont été réalisées à l'aide du monochromateur avec une résolution spectrale de 0,3 nm. L'acceptance spectrale du guide à température ambiante a été mesurée avec une faible puissance de pompe (10 mW) et une source MIR intense (filament chauffé au rouge) de sorte que le Dark Count soit dominé par le Dark Count électronique (DCE) du détecteur NIR. À l'opposé, la densité spectrale du Dark Count a été mesurée avec une forte puissance de pompe (350 mW) et un cache à température ambiante sur le trajet du faisceau MIR de sorte que le Dark Count soit dominé par le processus DCO (émission SPDC puis conversion). Ces deux mesures ont été corrigées de la non linéarité de la réponse spectrale du monochromateur et le DCE a été retranché.

La courbe d'acceptance spectrale normalisée nous permet de mesurer la largeur spectrale du processus non linéaire et la longueur d'onde centrale de conversion en ajustant ces mesures par une fonction  $\text{sinc}^2$ . On trouve alors une largeur d'acceptance spectrale à  $\frac{4}{\pi^2} \approx 0,4$  égale à  $\Delta\lambda_c = 2$  nm ( $\Delta\lambda_s = 37$  nm) avec un pic de conversion  $\lambda_{c0} = 817$  nm ( $\lambda_{s0} = 3,52$   $\mu\text{m}$ ). On remarque cependant que les lobes latéraux de l'efficacité de conversion sont chaotiques avec une forte dissymétrie, ce que l'on peut attribuer à des variations de la géométrie transverse du guide, comme évoqué dans la partie précédente.

L'allure de la densité spectrale du processus DCO présente les principales caractéristiques que nous avons décrites et modélisées partie 2.1.2 page 41, à savoir un maximum à la longueur d'onde centrale du processus de conversion, un pic plus large (largeur à 33% du maximum environ égale à  $\frac{3}{2}\Delta\lambda_c$ ) et la présence d'un piédestal. Ce piédestal est significativement plus important que celui de la courbe théorique, ce qui est cohérent avec la déformation des lobes de conversion latéraux identifiée plus tôt.

Ces mesures, notamment celle de l'allure de l'acceptance spectrale du processus de conversion,

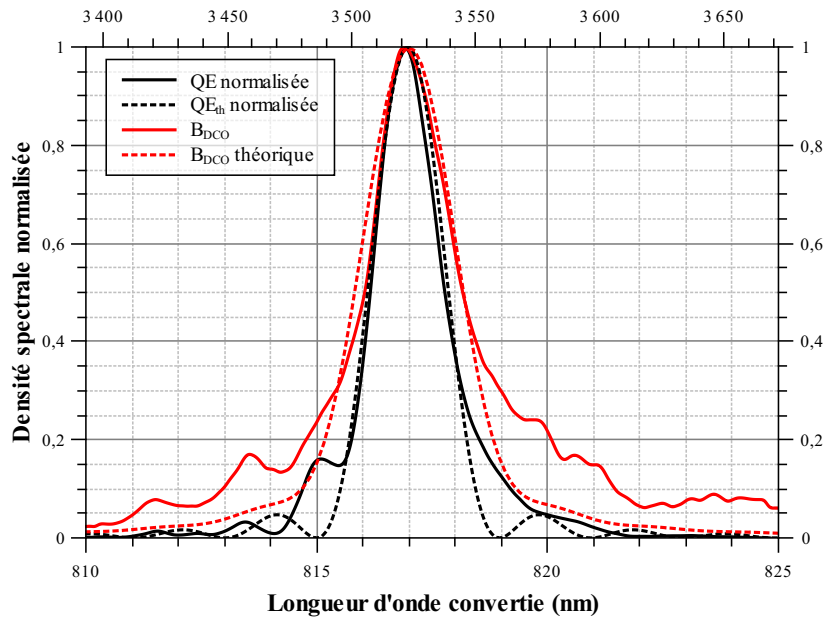


FIGURE 3.7 – Courbes de l’acceptance spectrale de conversion normalisée et de la densité spectrale normalisée de flux de photons du Dark Count du guide R1P5 de la puce 7.

nous permettent d’estimer l’efficacité de détection  $DE$  de la chaîne instrumentale. Celle-ci est définie comme le rapport entre le flux de photons détecté et le flux de photons MIR disponible à la conversion. Cela correspond également au produit de l’efficacité quantique de conversion  $QE$  définie eq. 2.41 page 40 et de la transmission  $t$  de la totalité de la chaîne instrumentale (émissivité de la source comprise) estimée partie 3.3.1 page 68 à environ 5% :

$$DE = \frac{N_c}{B_{s0}\Delta\lambda_s} = tQE \tag{3.1}$$

avec  $B_{s0}$  la densité spectrale de flux de photons de la source MIR en photons par nanomètre.

Pour déterminer cette efficacité de détection  $DE$ , nous avons utilisé la résistance de puissance chauffée à une température  $T = 160\text{ °C}$ . Dans ce cas,  $B_{s0}$  correspond à la densité spectrale de flux de photons du corps noir sur un mode spatial sur une polarisation soit :  $B_{s0} = \frac{1}{2}L(\lambda_s, T)\lambda_s^2$  avec  $L(\lambda_s, T)$  la luminance spectrique du corps noir définie eq. 1.2 page 6. Pour un corps noir à  $160\text{ °C}$  et sur un seul mode de polarisation, on trouve  $1,86 \times 10^6$  photons par seconde par nanomètre autour de  $3,5\text{ }\mu\text{m}$  ( $105\text{ fW nm}^{-1}$ ) soit  $B_{s0}\Delta\lambda_s = 68,8 \times 10^6$  photons par seconde ( $3,9\text{ nW}$ ).

La figure 3.8 page suivante représente le flux de photons mesuré en fonction de la puissance de pompe, sans monochromateur, lorsque le détecteur à conversion de fréquence observe cette source (croix vertes) et lorsque le faisceau MIR est obstrué par un cache à température ambiante (croix bleues). La différence entre ces deux séries de mesures correspond donc au flux de photons converti issu de la source thermique à  $160\text{ °C}$  (croix noires).

On remarque tout d’abord que cette courbe évolue linéairement en fonction de la puissance de pompe ( $N_c = aP_{pump}$ ) avec une efficacité de détection égale à  $a/B_{s0}\Delta\lambda_s = 2\%$  par Watt de pompe. Avec un coefficient de transmission global de 5% et un coefficient d’injection de la pompe



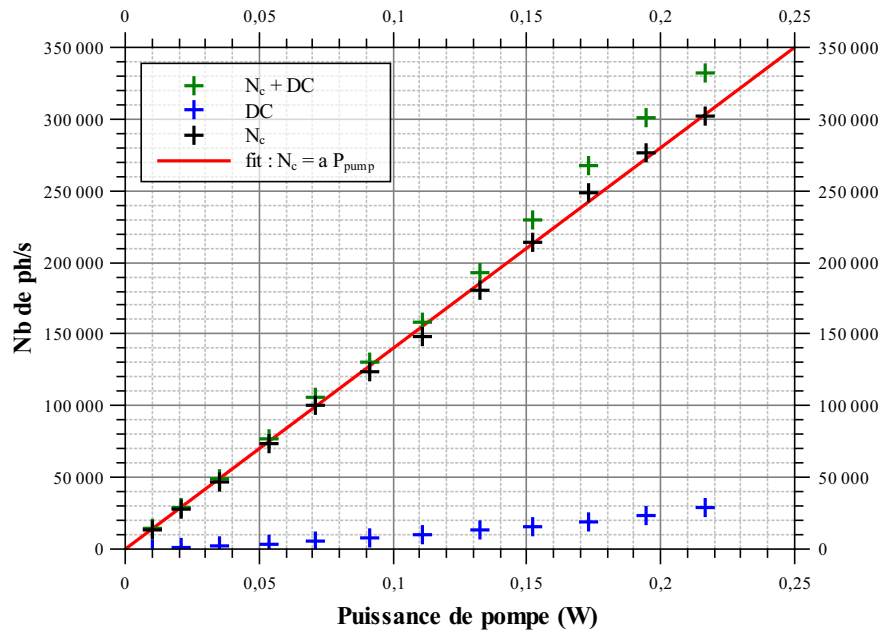


FIGURE 3.8 – Flux de photons converti plus Dark Count (croix vertes), Dark Count (croix bleues) et flux de photons converti seuls (croix noires) en fonction de la puissance de pompe. Le nombre de photons convertis a été ajusté par une fonction linéaire  $N_c = a P_{pompe}$  avec  $a = 1,4 \times 10^6 \text{ W}^{-1}$ .

estimé expérimentalement à 50%, nous pouvons en déduire un rendement de conversion interne d'environ 80%/W de pompe soit un peu moins d'un tiers de la valeur théorique déterminée partie 2.1.1.2 page 36 ( $\eta_{nor} L^2 \approx 300 \text{ %/W}$ ). Cette diminution de l'efficacité de conversion est une conséquence attendue des variations de géométrie transverse du guide déjà suspectées en constatant la dégradation de l'allure du spectre de conversion. Nous ne disposons malheureusement pas des outils nous permettant une analyse plus quantitative de ce type de défaut.

Nous pouvons néanmoins conclure qu'aux puissances de pompe utilisées, nous restons en régime de faible conversion.

Cette série de mesures nous a donc permis de donner une première estimation de l'efficacité de détection du détecteur, de l'efficacité de conversion interne du guide ainsi que de vérifier la linéarité de l'efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe dans la gamme de puissance utilisée. Notons que cette linéarité offre un degré de liberté permettant d'accroître la dynamique du détecteur, comme pourrait le faire un amplificateur à gain ajustable pour un détecteur classique.

Les mesures présentées ici ont cependant plusieurs limites. Premièrement, les estimations d'efficacité de détection et de conversion sont relativement imprécises du fait de l'incertitude importante sur la température de la source thermique et donc sur le flux MIR disponible à la conversion. Deuxièmement, ces mesures ont été effectuées pour la seule température de 160 °C ce qui correspond à un flux de photons bien plus important que ce à quoi l'on peut s'attendre dans un contexte astronomique. Enfin, ces mesures ne nous ont pas permis de vérifier la linéarité du détecteur en fonction de la puissance MIR d'entrée.

### 3.4.2 Tests de la limite de sensibilité du détecteur à conversion de fréquence

#### 3.4.2.1 Limite de sensibilité et étude du bruit en laboratoire

Une seconde série de mesures a donc été réalisée l'aide d'une source thermique de température ajustable de  $-10^{\circ}\text{C}$  à  $70^{\circ}\text{C}$ , asservie en température avec une exactitude de  $0,1^{\circ}\text{C}$  et délivrant donc, autour de  $3,5\ \mu\text{m}$ , entre  $0,25$  et  $8,8\ \text{fW nm}^{-1}$  sur un mode spatial et suivant un mode de polarisation.

Pour mesurer précisément des flux aussi faibles, il est nécessaire de moyennner la mesure sur plusieurs minutes. Pour cela, nous avons mis en œuvre la méthode de moyenne cohérente décrite partie 2.2 page 49. Ce type de traitement du signal implique l'ajout d'un modulateur de puissance sur le trajet du faisceau MIR sous la forme d'un chopper optique. Cependant, les pales de ce chopper étant à température ambiante, elles émettent leur propre rayonnement thermique ( $1,1\ \text{fW nm}^{-1}$  sur un mode spatial et une polarisation autour de  $3,5\ \mu\text{m}$ ) qui doit être pris en compte lors de la mesure.

Le signal dû aux photons émis par les pales du chopper et celui dû à ceux émis par la source thermique, et passant donc entre les pales du chopper, sont périodiques et temporellement déphasés de  $180^{\circ}$ . Ainsi, la valeur du pic de modulation de la transformée de Fourier du signal total est alors proportionnelle à la différence entre les flux de photons émis par la source thermique et les pales du chopper.

En répétant cette mesure différentielle pour un grand nombre de températures de la source thermique (figure 3(b) de l'article ci-dessous), nous avons d'une part pu vérifier la linéarité du détecteur en fonction du signal MIR, mais également estimer son efficacité de détection de façon bien plus rigoureuse. La valeur trouvée était de  $3,95 \times 10^{-3}$  pour  $192\ \text{mW}$  de pompe soit  $2,06\%$  par Watt de pompe d'efficacité de détection et  $85\%$  d'efficacité de conversion interne, soit des valeurs très proches des estimations de la partie précédente.

Nous avons également étudié plus en détail l'évolution du Dark Count en fonction de la puissance de pompe (figure 4(a) de l'article ci-dessous). Comme modélisé partie 2.1.3 page 44, celui-ci suit un polynôme d'ordre 2 avec une partie continue correspondant au Dark Count électronique du détecteur, une partie linéaire correspondant à la conversion du rayonnement thermique de l'environnement et une partie quadratique correspondant aux effets non linéaires parasites. À noter que les valeurs mesurées du Dark Count thermique correspondent au flux attendu étant donnée l'émission du corps noir à température ambiante et la valeur de l'efficacité de détection mesurée.

Ces deux mesures (efficacité de conversion et évolution du Dark Count) nous ont permis de calculer le NEP du détecteur en fonction de la puissance de pompe (figure 4(b) de l'article ci-dessous). Celui-ci diminue rapidement et semble tendre vers une asymptote, ce qui est conforme au modèle présenté partie 2.1.3 en régime de faible conversion. Pour une puissance de pompe de  $192\ \text{mW}$  nous obtenons un NEP de  $3,0\ \text{fWHz}^{-1/2}$ .

Ces résultats marquent une amélioration très significative par rapport aux résultats obtenus lors de la thèse de L. Szemendera avec des guides à diffusion Titane. L'efficacité de détection alors obtenue était de  $10^{-5}$  pour  $100\ \text{mW}$  de pompe et un Dark Count de  $400\ \text{Hz}$ . Cela correspondait à un NEP d'environ  $160\ \text{fWHz}^{-1/2}$  sur une acceptation spectrale estimée à  $3,1\ \text{nm}$  autour de  $3,39\ \mu\text{m}$  (guide quatre fois plus long). Ainsi, nous avons obtenu avec la technologie ridge un gain d'un

facteur 50 en terme de NEP et 600 en terme de NEPSD.

Enfin, la nécessité d'utiliser les guides à diffusion Titane à des températures de l'ordre de 120 °C pour limiter l'effet photoréfractif entraînait de fortes instabilités du banc et imposait un réalignement quotidien de ce dernier. Les guides ridge, travaillant quant à eux à température ambiante, offre une bien plus grande stabilité, avec des performances constantes sur plusieurs semaines.

Les résultats brièvement présentés dans cette section on fait l'objet d'un article détaillé reproduit ci-dessous.

#### ***3.4.2.2 Single photon MIR upconversion detector at room temperature with a PPLN ridge waveguide (Lehmann et al. 2019a)***

# Single photon MIR upconversion detector at room temperature with a PPLN ridge waveguide

LUCIEN LEHMANN,<sup>1,\*</sup> LUDOVIC GROSSARD,<sup>1</sup> LAURENT DELAGE,<sup>1</sup>  
FRANCOIS REYNAUD,<sup>1</sup> MATHIEU CHAUVET,<sup>2</sup> AND FLORENT  
BASSIGNOT<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Univ. Limoges, CNRS, XLIM, UMR 7252, F-87000 Limoges, France

<sup>2</sup>FEMTO-ST Institute, UMR CNRS 6174, Université de Bourgogne Franche-Comté, 25000 Besançon, France

<sup>3</sup>Femto-Engineering, 15B avenue des Montboucons, 25000 Besançon, France

\*[lucien.lehmann@xlim.fr](mailto:lucien.lehmann@xlim.fr)

**Abstract:** In this paper we describe an upconversion detector in the mid infrared (around 3.5  $\mu\text{m}$ ). We take advantage of the PPLN ridge waveguide technology to achieve single photon detection at room temperature on a single spatial mode. With a pump power of 192 mW we obtain a detection efficiency of 0.4% for 22k dark count per second, which corresponds to a noise equivalent power of 3.0 fW  $\cdot$  Hz<sup>-1/2</sup> and an internal conversion efficiency of 85 %/W of pump.

© 2019 Optical Society of America under the terms of the [OSA Open Access Publishing Agreement](#)

## 1. Introduction

The mid-infrared (MIR) spectral domain (3  $\mu\text{m}$  to 5  $\mu\text{m}$ ) is a region of interest for a wide range of applications such as spectroscopy, astronomy, environment monitoring, free space communication [1, 2]. However some of these applications require low flux detection that heavily relies on complex cryogenic detectors, like superconducting nanowire single photon detectors (SNSPDs) [3] or HgCdTe avalanche photodiodes [4]. These cryogenic systems are mandatory both to operate MIR detectors and to reduce the background radiation which is a limiting factor in most applications.

In the last decade, upconversion detection has emerged as a promising alternative technique for single-photon detection in the MIR at room temperature. An upconversion detector is based on the Sum Frequency Generation (SFG) non-linear process to frequency shift an optical signal from the MIR domain to the near infrared (NIR) using an intense pump laser. The converted signal can then be optically processed using widely available NIR optical components before being detected by efficient single photon detectors, typically Silicon avalanche photodiodes (SiAPD). This upconversion process selects a limited number of spatial and spectral modes in the surrounding environment, significantly reducing the impact of the background radiation.

Two types of non-linear crystals have been used in the framework of upconversion detectors: bulk crystals and waveguides. Bulk crystals have been used in two different pumping configurations: single pass and resonant cavity. The former has a lower conversion efficiency [5] than the latter [6] but could be more appropriate for some phase dependent optical processing, like coherence analysis by interferometry [7, 8]. On the other hand, non-linear waveguides are viable alternatives to obtain coherent upconversion with good conversion efficiency [9]. Among the different waveguide technologies currently available, the ridge technology is one of the most promising. It offers a significantly better overlapping of the confined fields for very different wavelengths and a better stability at high pump power compared to Ti-indiffused [9] or Reverse Proton Exchange waveguides [10].

In order to investigate the potential of this technology, we built an upconversion detector based on a PPLN ridge waveguide, and fully characterized it in terms of conversion efficiency and noise in the photon counting regime. This characterization was performed using a thermal source

emitting in the femtowatt range on a single spatial mode in the MIR.

In Section 2, we will briefly recap the theoretical background of the SFG process. In Section 3, we will describe the design and fabrication of the PPLN ridge waveguide. In Section 4, we will show the experimental setup. In Section 5, we will detail the data processing. And finally, in Section 6 and 7, we will present the main experimental results and a noise analysis of the single-photon MIR upconversion detector.

## 2. Theoretical description of the SFG process

In a second-order nonlinear material, the copropagation of a signal and a pump field, at frequency  $\nu_s$  and  $\nu_p$  respectively, locally generates a converted field at frequency  $\nu_c$  such that  $\nu_c = \nu_p + \nu_s$ . In order to obtain a significant conversion efficiency, the wavelets produced throughout the nonlinear crystal have to constructively interfere. In a PPLN waveguide, optimal constructive interference is obtained when the quasiphase matching condition is satisfied, namely:

$$\Delta k = \frac{2\pi n_s \nu_s}{c} + \frac{2\pi n_p \nu_p}{c} - \frac{2\pi n_c \nu_c}{c} - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0, \quad (1)$$

where  $\Lambda$  is the poling period,  $c$  the speed of light in a vacuum and  $n_i$  ( $i = s, c, p$ ) are the effective refractive indices of the guided mode at the frequency  $\nu_i$ . In a ridge waveguide, the effective refractive indices depend on the frequency but also on the temperature and the geometry of the waveguide.

The deviation from the quasiphase matching condition leads to a decrease of the conversion efficiency  $\eta(\Delta k)$  according to the equation [10]:

$$\eta(\Delta k) = \frac{N_c}{N_s} = \eta_{\text{nor}} P_{\text{pump}} L^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{\Delta k L}{2} \right), \quad (2)$$

with  $N_s$  and  $N_c$  the number of photons at the signal and the converted frequency respectively,  $P_{\text{pump}}$  the pump power coupled in the waveguide,  $L$  the length of the waveguide and  $\eta_{\text{nor}}$  the normalized conversion efficiency (in  $\text{W}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ ) given by:

$$\eta_{\text{nor}} = \frac{1}{A_{\text{eff}}} \left( \frac{8\pi^2 \nu_s \nu_c d_{\text{eff}}^2}{n_s n_p n_c c^3 \epsilon_0} \right), \quad (3)$$

where  $\epsilon_0$  is the vacuum permittivity,  $d_{\text{eff}}$  the effective nonlinear coefficient and  $A_{\text{eff}}$  the effective area of the waveguide. Assuming the guided modes have similar profiles equated to a circular Gaussian with a waist  $w$ , we can then infer that  $A_{\text{eff}} = w^2 \frac{9\pi}{8}$ .

Using the conservation of energy ( $\nu_c = \nu_p + \nu_s$ ) and the definition of  $\Delta k$ , Eq. (2) can be rewritten as:

$$\eta(\nu_c) = \eta_{\text{nor}} P_{\text{pump}} L^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{\pi(\nu_c - \nu_{c0})}{\Delta \nu_c} \right), \quad (4)$$

where  $\nu_{c0}$  is the converted central frequency and  $\Delta \nu_c$  the spectral acceptance of the SFG process.

Assuming this spectral acceptance definition, a broadband MIR source with a spectral flux density  $B_0$  has a theoretical number of converted photons  $\int \eta(\nu_c) B_0 d\nu_c = B_0 \eta(\nu_{c0}) \Delta \nu_c$ . This allows us to define the system detection efficiency as :

$$DE = N / (B_0 \Delta \nu_c) \quad (5)$$

where  $N$  is the measured number of photons converted per second.

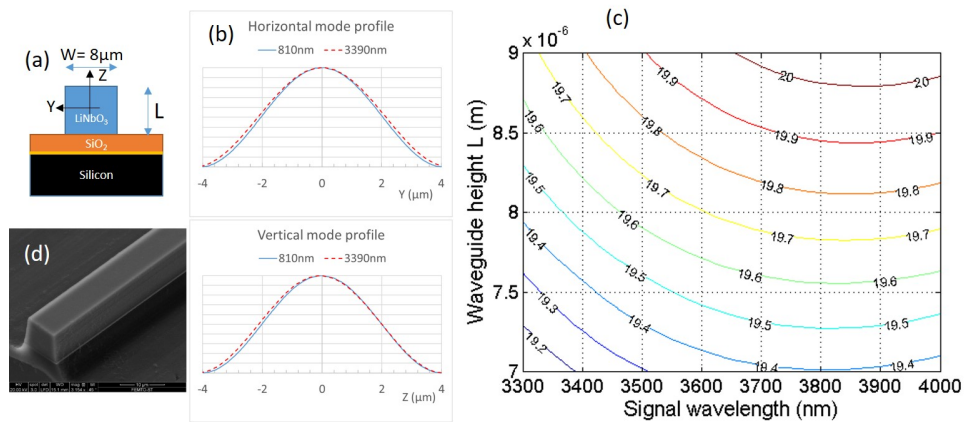


Fig. 1. (a) Schematic waveguide cross section, (b) normalized horizontal and vertical  $TM_{00}$  mode profiles for 3390 nm signal and 810 nm SFG, (c) waveguide poling period versus signal wavelength and waveguide height  $L$  for SFG with a 1064 nm pump in a  $8 \mu\text{m}$  wide ridge waveguide at  $20^\circ\text{C}$ , (d) SEM image of a fabricated ridge.

### 3. Design and fabrication of the PPLN ridge waveguide

Several characteristics are fulfilled to optimize the SFG conversion efficiency in a PPLN ridge waveguide. First, the two incident wavelengths (signal and pump) are polarized along the crystal  $z$ -axis to benefit from the strongest nonlinear coefficient  $d_{33}$  of  $\text{LiNbO}_3$ . Second, a square  $8 \times 8 \mu\text{m}^2$  waveguide cross section (see Fig. 1(a)) is targeted as a compromise to both facilitate light coupling with a circular Gaussian beam and to obtain a strong confinement. In addition, the high index contrast between the  $\text{LiNbO}_3$  core waveguide and the  $\text{SiO}_2$  substrate gives fundamental mode profiles that are very similar for wavelengths between MIR and visible wavelengths as witnessed by the calculated modes profiles shown in Fig. 1(b). Lastly, to satisfy the quasiphase matching condition Eq. (1), the  $\text{LiNbO}_3$  sample is poled with the adequate period  $\Lambda$ .  $\Lambda$  is not only dependent on the wavelengths of the interacting beams but also on the architecture of the waveguide through the effective refractive indices of the modes. The poling period is calculated via Eq. (1) where the effective refractive indices of the modes are calculated with the commercial software COMSOL. The dispersion of the refractive index of congruent  $\text{LiNbO}_3$  is taken from [11]. Figure 1(c) presents the predicted poling period for a signal wavelength varying between 3300 nm and 4000 nm and a waveguide height between  $7 \mu\text{m}$  and  $9 \mu\text{m}$  and a width of  $8 \mu\text{m}$  at  $20^\circ\text{C}$  for a pump wavelength of 1064 nm. For an ideal  $8 \times 8 \mu\text{m}^2$  square waveguide and a signal at 3500 nm we thus find that a poling period near  $19.6 \mu\text{m}$  is requested. Note that at the same wavelengths quasi-phase-matching in a bulk  $\text{LiNbO}_3$  crystal would necessitate a larger  $22.3 \mu\text{m}$  poling period. Under these circumstances, the converted signal produced by the SFG process is 816 nm. The phase matching condition can be slightly tuned by an adjustment of the waveguide temperature thanks to the temperature dependence of  $\text{LiNbO}_3$  refractive index [11].

The first stage of the fabrication is to periodically pole a  $500 \mu\text{m}$  thick commercial  $z$ -cut congruent  $\text{LiNbO}_3$  wafer, supplied by Gooch & Housego, by a standard technique involving the application of an intense electric field at room temperature [12] using a photo-resist pattern. Several poling periods near  $19.6 \mu\text{m}$  are realized to take into account manufacturing tolerances. In a second stage, a  $\text{SiO}_2$  layer is deposited by ICPECVD (Inductively-Coupled Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition) onto one face of the poled wafer followed by the sputtering of a 100 nm-thick gold layer. A high flatness silicon wafer is also coated with a 100 nm-thick gold layer. The metalized faces of both the PPLN and silicon wafers are then placed into contact and

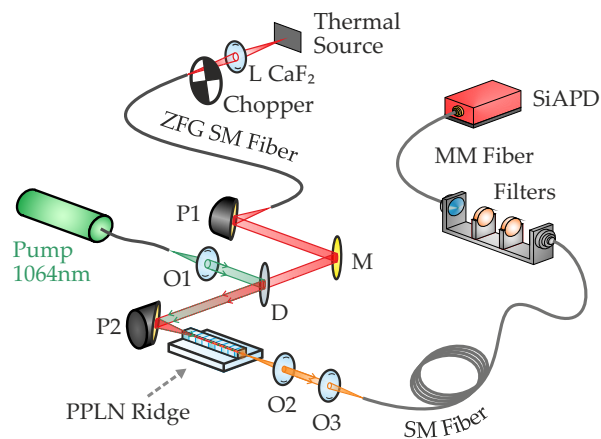


Fig. 2. Scheme of the experimental setup. Px: off axis parabola; L CaF<sub>2</sub>: CaF<sub>2</sub> lens; Ox: microscope objectives; D: dichroic mirror (HR@1064 nm; AR@3.5  $\mu$ m); ZFG SM fiber: ZBLAN fluoride glass single mode fiber; MM fiber: multimode fiber; M: mirror.

pressed in a wafer bonding machine. This metal diffusion bonding process is realized at room temperature which prevents mechanical stress that could occur due to the dissimilar temperature coefficients of the two wafers. Gold was chosen since it is highly ductile and, more importantly, is inert which allows a strong bonding under sole application of pressure. The bonding is completed by applying a strong pressure to the stack which yields more than 98% of the surface bonded as observed by an ultrasound characterization technique. At this stage, a typical 1 mm thick hybrid structure composed of a silicon substrate bonded to a PPLN wafer is obtained. The structure is then thinned down by grinding and polishing techniques to obtain a 8  $\mu$ m thick PPLN layer. Note that this method was used earlier to produce adhered non-linear ridge waveguides [13–15] where either epoxy glue or direct bonding was used to fix the PPLN wafers onto LiNbO<sub>3</sub> or LiTaO<sub>3</sub> substrates. In the next step, two parallel trenches are cut in the PPLN by a precision dicing saw to form the lateral sides of the ridge waveguide. The dicing parameters are set to minimize roughness of the cut surfaces [16, 17]. Finally, the hybrid wafer is diced to achieve polished input and output faces for the ridge waveguides. Figure 1(d) presents a Scanning Electron Microscope (SEM) image of a realized waveguide. We observe that both sides of the ridge are curved due to the radius of curvature of the blade corner. By optical profilometry a 3-4 nm RMS roughness is measured for the ridge faces. Such a surface quality ensures low propagation losses. No further polishing of the input and output faces is necessary for direct coupling.

The PPLN ridge waveguide used to build the upconversion detector is 20 mm long with a poling period  $\Lambda = 19.6 \mu\text{m}$  and a  $8 \times 8 \mu\text{m}^2$  cross section. At the wavelengths of interest the TM<sub>00</sub> modes of the waveguide (Fig. 1(b)) can be approximated by a gaussian beam with a waist radius  $w = 3 \mu\text{m}$ . Thus, with an effective nonlinear coefficient  $d_{\text{eff}} = \frac{2}{\pi} d_{33} = 15 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$ , the normalized conversion efficiency should be, according to Eq. (3),  $\eta_{\text{nor}} \approx 7500 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$  and  $\eta_{\text{nor}} L^2 \approx 300 \text{ \%}/\text{W}$  of pump.

#### 4. Experimental setup

The PPLN ridge waveguide described in the previous section has been integrated in the upconversion detector. Figure 2 shows the test bench needed to characterize the upconversion detector. It can be divided into three parts: the MIR stage, the SFG stage and the NIR stage. The MIR stage is composed of a MIR thermal source spatially filtered by a ZBLAN fluoride glass (ZFG) single mode fiber. The thermal source is a metallic plate coated with candle soot in order to

get an emissivity as close as possible to 1. The temperature of this source can be adjusted between  $-8^{\circ}\text{C}$  and  $70^{\circ}\text{C}$  in order to produce a tuneable calibrated MIR source emitting between  $0.25$  and  $8.8 \text{ fW} \cdot \text{nm}^{-1}/\text{spatial mode}$  around  $3.5 \mu\text{m}$  on a single linear polarization. The flux emitted by this source is temporally modulated by an optical chopper at a frequency  $f_{\text{mod}} = 140 \text{ Hz}$ . This modulation allows us to discriminate the converted signal from the noise and improves the detection capability through the data processing described in Sec. 5. However, because the chopper blades are at ambient temperature, they also emit MIR light ( $1.1 \text{ fW} \cdot \text{nm}^{-1}/\text{spatial mode}$  around  $3.5 \mu\text{m}$ ). Therefore we don't directly measure the flux emitted by the thermal source but the differential flux between the thermal source and the chopper blades.

In the SFG stage, the  $192 \text{ mW}$  emitted by the pump laser at  $1064 \text{ nm}$  are mixed with the MIR signal by a dichroic mirror. Both are injected into the PPLN ridge waveguide where the SFG process takes place.

At the output of the nonlinear waveguide, the converted signal around  $817 \text{ nm}$  is collected by a single mode silica fiber and spectrally filtered by three band-pass filters ( $12 \text{ nm}$  wide around  $820 \text{ nm}$ ) in order to remove the remaining pump flux. The single mode fiber is used to preserve the spatial mode selected by the ZFG fiber in the MIR. Finally, the converted flux is detected by an avalanche photodiode (SiAPD) working in the photon counting regime. Besides the converted flux, the photon counting unit also detects a parasite signal generated by unwanted nonlinear effects, whose origin will be detailed in Sec. 7.

## 5. Data processing

For each temperature of the thermal source, we acquire 1-s long frames that we coherently average between 30 seconds and 4 minutes. These records contain the time of arrival of each detected photon. We call  $\tilde{X}(f)$  the Fourier transform of this average frame. The complex value of  $\tilde{X}(f)$  at the modulation frequency of the chopper  $f_{\text{mod}}$  can be written as:

$$\tilde{X}(f_{\text{mod}}) = \frac{1}{2}N_{\text{TS}} \cdot \exp[i\phi_0] + \frac{1}{2}N_{\text{chp}} \cdot \exp[i(\phi_0 + \pi)] \quad (6)$$

where  $N_{\text{TS}}$  and  $N_{\text{chp}}$  are the number of detected photons originating from the thermal source and the blades of the optical chopper respectively, and  $\phi_0$  the phase of the intensity modulated signal of the thermal source. In our experimental configuration, we measure  $\phi_0 = -1 \text{ rad}$ . The modulation applied on the signal leads to a  $180^{\circ}$  phase shift between the signal radiated by the thermal source (blade position: open) and the one emitted by the chopper blades (blade position: closed). Therefore, the measurement is the difference between the thermal source contribution and the chopper blades one:

$$\Delta N = N_{\text{TS}} - N_{\text{chp}} = 2\Re(\tilde{X}(f_{\text{mod}}) \cdot \exp[-i\phi_0]). \quad (7)$$

Assuming both the thermal source and the chopper blades can be described as blackbodies, the measured number of detected photons is compared to a theoretical prediction  $\Delta N_{th}$  based on the Plank's law in order to calculate the detection efficiency  $DE$  of the system as defined by Eq. (5).  $\Delta N_{th}$  is written as:

$$\Delta N_{th} = \frac{DE \cdot \Delta \nu_s (B_{0\text{TS}} - B_{0\text{chp}})}{4} \quad (8)$$

$$\Delta N_{th} = \frac{DE \cdot \Delta \lambda_s \cdot \Delta \Omega \cdot \Delta S \cdot \lambda_s}{4hc} \cdot [L_{\lambda_s}(T_{\text{TS}}) - L_{\lambda_s}(T_{\text{chp}})] \quad (9)$$

$$\Delta N_{th} = \frac{DE \cdot c \cdot \Delta \lambda_s}{2\lambda_s^2} \left( \frac{1}{\exp[\frac{hc}{\lambda_s k_B T_{\text{TS}}}] - 1} - \frac{1}{\exp[\frac{hc}{\lambda_s k_B T_{\text{chp}}}] - 1} \right), \quad (10)$$

where  $B_{0\text{TS}}$  and  $B_{0\text{chp}}$  are the flux spectral density emitted by the thermal source and the chopper blades respectively;  $T_{\text{TS}}$  and  $T_{\text{chp}}$  are the temperature of the thermal source and the chopper blades



respectively;  $\Delta\nu_s = c\Delta\lambda_s/\lambda_s^2$  is the spectral acceptance defined by Eq. (4);  $\Delta\Omega\Delta S = \lambda_s^2$  is the etendue of a single spatial mode and  $L_\lambda(T)$  is the spectral radiance of the blackbody;  $k_B$  the Boltzmann constant and  $h$  the Planck constant. The factor 4 in Eq. (8) is due to the chopping (50% duty cycle) and the selection of only one linear polarization of the MIR signal through the SFG process. The detection efficiency calculated this way assumes the emissivity of the thermal source and the chopper is equal to 1 and thus slightly underestimates its true value.

The detection efficiency  $DE$  depends on several factors from the thermal source to the SiAPD detector: the global transmission of the MIR stage, the conversion by the SFG process, the optical processing, filtering and detection in the NIR stage. It can be expressed as:

$$DE = \epsilon \cdot T_{\text{MIR}} \cdot \eta(\nu_{c0}) \cdot T_{\text{NIR}} \cdot QE \quad (11)$$

where  $\epsilon$  is the emissivity of the source,  $T_{\text{MIR}}$  and  $T_{\text{NIR}}$  are the transmission of the MIR and NIR stages, before and after the conversion stage respectively,  $\eta(\nu_{c0})$  is the peak conversion efficiency defined by Eq. (4) and  $QE$  the quantum efficiency of the NIR photon counter. Note that the MIR and NIR transmission coefficients take into account the coupling of the MIR light into the PPLN waveguide and the coupling of the converted signal into the single mode fiber respectively, but not the pump laser coupling efficiency.

## 6. Experimental results

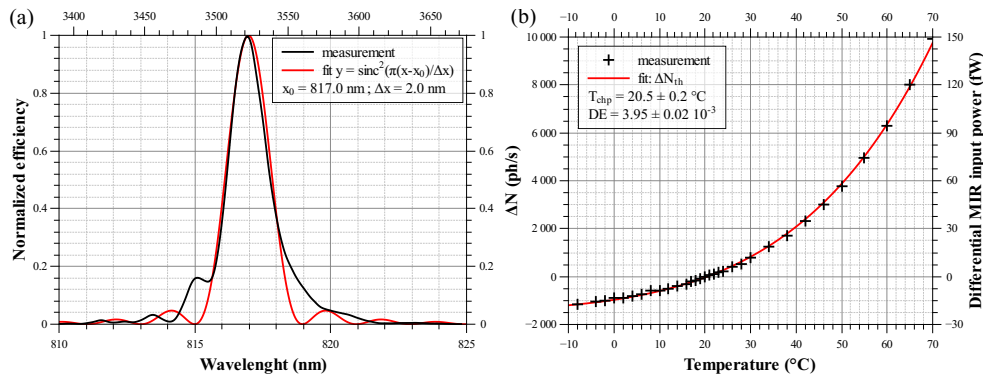


Fig. 3. (a) Conversion spectrum of the SFG process. (b) Differential number of converted photons as a function of the temperature of the thermal source.

The experimental conversion efficiency spectrum of the upconversion detector is plotted in Fig. 3(a). The maximum conversion efficiency is obtained for  $\lambda_{c0} = 817.0 \text{ nm}$  ( $\lambda_{s0} = 3521 \text{ nm}$ ) and the spectral acceptance is equal to  $\Delta\lambda_c = 2.0 \text{ nm}$  ( $\Delta\lambda_s = 37 \text{ nm}$ ). The discrepancy between the experimental curve and the theoretical  $\text{sinc}^2$ -shape curve is due to variations of the quasi-phase matching condition along the waveguide.

Figure 3(b) shows the differential number of converted photons  $\Delta N$  experimentally measured as a function of the temperature of the thermal source with 192 mW of pump power.

The experimental curve is fitted by the theoretical model given by Eq. (10) with two degrees of freedom: the detection efficiency  $DE$  and the temperature of the chopper blades  $T_{\text{chp}}$ . The values obtained from this fit are  $DE = 3.95 \pm 0.02 \times 10^{-3}$  and  $T_{\text{chp}} = 20.5 \text{ }^\circ\text{C}$ . The power emitted on a single spatial mode by a blackbody at  $20.5 \text{ }^\circ\text{C}$  on a single polarization is equal to 42 fW (37 nm bandwidth at  $3.5 \text{ } \mu\text{m}$ ).

Assuming  $\epsilon = 0.9$ ,  $T_{\text{MIR}} = 0.3$ ,  $T_{\text{NIR}} = 0.35$ ,  $QE = 0.5$  and 50% pump coupling efficiency, we find an internal quantum conversion efficiency equal to 85 %/W of pump, about 30 % of the

theoretical value for a perfect waveguide (300 %/W of pump). This discrepancy is consistent with the degraded conversion spectrum.

## 7. Noise analysis

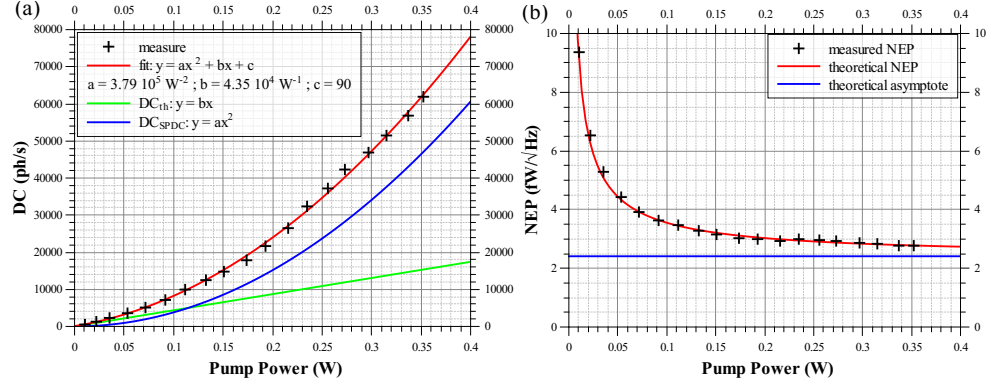


Fig. 4. (a) Evolution of the Dark Count as a function of the pump power. (b) Evolution of the NEP as a function of the pump power. The theoretical NEP and the asymptote are derived from the DC fit shown in Fig. 4(a) and the measured detection efficiency.

Figure 4(a) shows the evolution of the dark count  $DC$  as a function of the pump power. These measurements are performed at room temperature with an optical shutter placed between the ZFG fiber and the dichroic mirror. We can discriminate three components:

- a constant component, corresponding to the electronic dark count of the NIR photon counter which is negligible in our case (90 Hz);
- a linear component  $DC_{th}$ , corresponding to the conversion of one spatial mode of the thermal background;
- a quadratic component  $DC_{SPDC}$ , corresponding to two consecutive nonlinear effects: the production of a signal at  $3.5 \mu\text{m}$  by a SPDC (Spontaneous Parametric Down Conversion) process followed by the conversion of this signal to  $817 \text{ nm}$  by SFG.

These three components have different impacts on the noise equivalent power (NEP) of the detector. As shown in Fig. 4(b), the NEP of the detector decreases with the pump power toward an asymptote defined as follow:

$$\text{NEP} = \frac{h\nu_s}{DE} \sqrt{2DC} \quad (12)$$

$$= \frac{h\nu_s}{\alpha P} \sqrt{2(aP^2 + bP + c)} \quad (13)$$

$$\xrightarrow{P \rightarrow +\infty} \frac{h\nu_s \sqrt{2a}}{\alpha} \quad (14)$$

where  $P$  is the pump power,  $DC = aP^2 + bP + c$  and  $\alpha = DE/P$  is the detection efficiency per watt of pump. This asymptote only depends on the quadratic components of the dark count. The constant and linear components only impact the convergence speed. In our case, the value of this asymptote is equal to  $2.4 \text{ fW} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ .

At  $192 \text{ mW}$  of pump power, the dark count is equal to  $22 \text{ kHz}$ , which corresponds to a NEP of  $3.0 \text{ fW} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ .

## 8. Conclusion

In this paper we described a state-of-the-art upconversion detector using a PPLN ridge waveguide. In contrast to most of the existing MIR upconversion detectors, this detector is based on a single pass configuration with a relatively low pump power (192 mW) to achieve single photon counting at room temperature around 3.5  $\mu\text{m}$ . Using a thermal source emitting in the femtowatt range on a single spatial mode within the spectral bandwidth of the detector (37 nm), we have measured a NEP equal to 3.0  $\text{fW} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$  with a system detection efficiency close to 0.4% and 22kHz dark count rate. These results could be improved as the maximum theoretical value for the internal conversion efficiency is not yet reached. Furthermore several parts of the global design could be refined. For instance, depositing an anti-reflection coating on both ends of the waveguide would significantly increase the transmission of the system and a pigtailed PPLN [18] output would enhance the coupling of the converted signal into the optical fiber.

## Funding

Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) (DEFI Instrumentation aux limites 2018, ASHRA INSU 2018); Centre National d'Études Spatiales (CNES) (R&T R-S16/SU-0002-042 2016); Agence nationale de la recherche (ANR) (ANR-15-IDEX-03); Thales Alenia Space.

## Acknowledgments

This work has been supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES), Thales Alenia Space, the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU). M. Chauvet acknowledges the supports of the French PIA program, project ISITE-BFC (contract ANR-15-IDEX-03). This work was also partly supported by the French RENATECH network and its FEMTO-ST MIMENTO technological facilities.

## References

1. A. Rogalski and K. Chrzanowski, "Infrared devices and techniques (revision)," *Metrol. Meas. Syst.* **21** (2014).
2. C. L. Tan and H. Mohseni, "Emerging technologies for high performance infrared detectors," *Nanophotonics* **7**, 169–197 (2018).
3. F. Marsili, F. Bellei, F. Najafi, A. E. Dane, E. A. Dauler, R. J. Molnar, and K. K. Berggren, "Efficient single photon detection from 500 nm to 5  $\mu\text{m}$  wavelength," *Nano Lett.* **12**, 4799–4804 (2012).
4. X. Sun, J. B. Abshire, J. D. Beck, P. Mitra, K. Reiff, and G. Yang, "HgCdTe avalanche photodiode detectors for airborne and spaceborne lidar at infrared wavelengths," *Opt. Express* **25**, 16589 (2017).
5. G. Temporão, S. Tanzilli, H. Zbinden, N. Gisin, T. Aellen, M. Giovannini, and J. Faist, "Mid-infrared single-photon counting," *Opt. Lett.* **31**, 1094 (2006).
6. M. Mancinelli, A. Trenti, S. Piccione, G. Fontana, J. S. Dam, P. Tidemand-Lichtenberg, C. Pedersen, and L. Pavesi, "Mid-infrared coincidence measurements on twin photons at room temperature," *Nat. Commun.* **8**, 15184 (2017).
7. P. Darré, L. Lehmann, L. Grossard, L. Delage, and F. Reynaud, "Control of the coherence behavior in a SFG interferometer through the multipump phases command," *Opt. Express* **26**, 7098 (2018).
8. L. Lehmann, P. Darré, H. Boulogne, L. Delage, L. Grossard, and F. Reynaud, "Multichannel spectral mode of the ALOHA up-conversion interferometer," *Mon. Notices Royal Astron. Soc.* **477**, 190–194 (2018).
9. K.-D. F. Büchter, H. Herrmann, R. Ricken, V. Quiring, and W. Sohler, "Waveguide-based mid-infrared up-conversion detectors," in *Advanced Photonics (2011), Paper IWF3*, (Optical Society of America, 2011), p. IWF3.
10. R. V. Roussev, C. Langrock, J. R. Kurz, and M. M. Fejer, "Periodically poled lithium niobate waveguide sum-frequency generator for efficient single-photon detection at communication wavelengths," *Opt. Lett.* **29**, 1518 (2004).
11. D. H. Jundt, "Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction,  $n_e$ , in congruent lithium niobate," *Opt. Lett.* **22**, 1553–1555 (1997).
12. E. Courjon, N. Courjal, W. Daniau, G. Lengaigne, L. Gauthier-Manuel, S. Ballandras, and J. Hauden, "Lamb wave transducers built on periodically poled Z-cut LiNbO<sub>3</sub> wafers," *Eur. Phys. Journal: Appl. Phys.* **102**, 114107 (2007).
13. R. Kou, S. Kurimura, K. Kikuchi, A. Terasaki, H. Nakajima, K. Kondou, and J. Ichikawa, "High-gain, wide-dynamic-range parametric interaction in Mg-doped LiNbO<sub>3</sub> quasi-phase-matched adhered ridge waveguide," *Opt. Express* **19**, 11867–11872 (2011).
14. S. Kurimura, Y. Kato, M. Maruyama, Y. Usui, and H. Nakajima, "Quasi-phase-matched adhered ridge waveguide in LiNbO<sub>3</sub>," *Appl. Phys. Lett.* **89**, 191123 (2006).

15. M. Chauvet, F. Henrot, F. Bassignot, F. Devaux, L. Gauthier-Manuel, V. Pêcheur, H. Maillotte, and B. Dahmani, "High efficiency frequency doubling in fully diced LiNbO<sub>3</sub> ridge waveguides on silicon," *J. Opt.* **18**, 085503 (2016).
16. M. F. Volk, S. Sunstov, C. E. Rüter, and D. Kip, "Low loss ridge waveguides in lithium niobate thin films by optical grade diamond blade dicing," *Opt. Express* **24**, 1386–1391 (2016).
17. N. Courjal, B. Guichardaz, G. Ulliac, J.-Y. Rauch, B. Sadani, H.-H. Lu, and M.-P. Bernal, "High aspect ratio lithium niobate ridge waveguides fabricated by optical grade dicing," *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 305101 (2011).
18. T. Umeki, O. Tadanaga, and M. Asobe, "Highly efficient wavelength converter using direct-bonded PPZnLN ridge waveguide," *IEEE J. Quantum Electron.* **46**, 1206–1213 (2010).

### 3.4.2.3 Essais sur ciel à C2PU

La chaîne de détection testée au laboratoire a ensuite été utilisée sur le site du Plateau de Calern (Observatoire de la Côte d’Azur, OCA). Nous y avons effectué des tests sur ciel à l’aide du télescope Est de l’instrument C2PU (Centre Pédagogique Planète et Univers) au cours de deux missions, en mai 2017 et en juin 2018. L’objectif de ces missions d’une semaine était de confirmer que les bons résultats obtenus en laboratoire sont transposables dans un contexte astronomique. Lors de la première mission, nous avons utilisé la première génération de guides évoquée partie 3.3.2 page 70 aux performances encore très limitées. Ils nous ont néanmoins permis de détecter le flux provenant de deux étoiles de magnitude<sup>1</sup>  $-3,12$  et  $-1,44$  ( $\alpha$  Boo et  $\gamma$  Dra) en bande L. Cette première mission nous a permis de découvrir l’instrument C2PU et de cumuler une expérience notable pour la seconde mission. Celle-ci, bénéficiant d’un guide bien plus performant, nous a permis d’améliorer ces premiers résultats d’un facteur environ 50 en détectant le flux provenant d’étoiles jusqu’à une magnitude 2,77 en bande L.

Le télescope Est de l’instrument C2PU est un télescope de 1,04 m de diamètre disposant d’un foyer coudé au niveau d’une table optique sur laquelle nous avons installé notre détecteur à conversion de fréquence. La figure 3.9 page suivante représente, à l’échelle, l’ensemble du dispositif utilisé lors de la seconde mission. On peut distinguer deux parties sur cette table : à droite le banc d’optique adaptative fourni par l’OCA et à gauche l’ensemble des éléments composant notre détecteur. Ces deux ensembles ont été reliés par une fibre optique en verre fluoré monomode à  $3,5\ \mu\text{m}$  permettant de découpler leur alignement.

La lumière de l’étoile arrive verticalement au niveau du miroir M5. Le faisceau, alors convergent d’ouverture  $f/35$ , se focalise sur un premier miroir tip-tilt (MTT) permettant la stabilisation de la pupille. Le faisceau est ensuite collimaté par une parabole hors axe (OAP7). Un miroir déformable (DM) est placé au niveau du plan pupille ainsi formé et permet la correction du tip-tilt (les corrections d’ordre supérieur n’ont pas été utilisées) et renvoie la lumière vers la dichroïque D9. Celle-ci laisse passer la lumière visible vers la caméra de pupille et le senseur de front d’onde tandis qu’elle réfléchit la lumière MIR. Cette dernière est injectée dans la fibre verre fluoré à l’aide de deux miroirs (M10 et M11) et d’une parabole hors axe (OAP12). Le faisceau MIR peut alors être acheminé vers détecteur à conversion de fréquence. Le banc est ensuite identique à celui utilisé dans la partie 3.4.2 page 75.

Un miroir escamotable, positionné immédiatement avant le miroir MTT, permettait de renvoyer le faisceau vers une caméra de pointage utilisée, comme son nom l’indique, pour le pointage initial du télescope. Trois sources internes (AO, amont, et aval) ont également été utilisées pour l’alignement du banc. Nous avons également prévu de comparer les performances de notre détecteur à conversion de fréquence avec un détecteur classique (MCT refroidi à l’azote liquide, modèle P3257-01 de Hamamatsu), mais les performances de ce dernier se sont avérées trop faibles pour pouvoir faire une mesure et une comparaison pertinente.

La méthode de traitement du signal utilisée est proche de celle utilisée dans la partie précédente puisque nous avons modulé temporellement le flux MIR récolté par le télescope à l’aide d’un

1. La magnitude  $m$  d’une étoile est définie comme le rapport entre son éclairement  $E_1$  et celui de l’étoile Vega  $E_0$  dans une base logarithmique :  $m = -2,5 \log_{10}(E_1/E_0)$ .

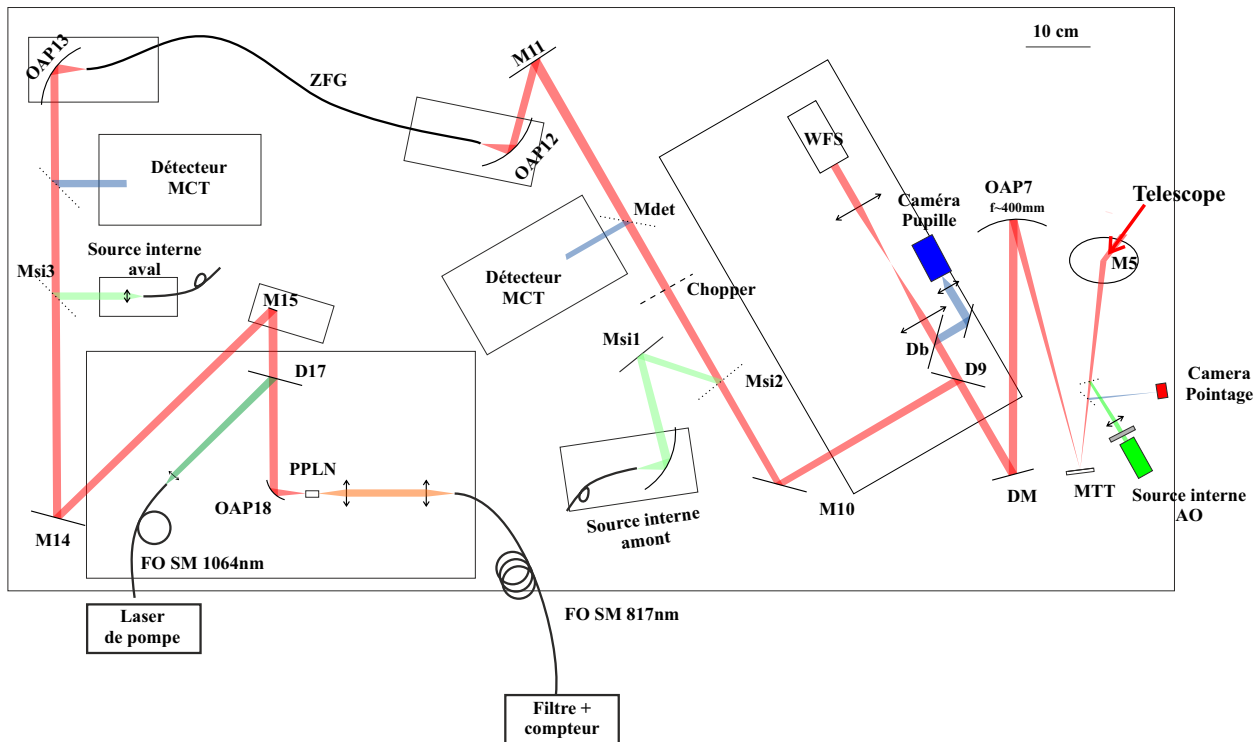


FIGURE 3.9 – Schéma du banc implémenté au foyer coudé du télescope Est de C2PU. Mx : miroir; Dx : dichroïque; OAPx : parabole hors axe; MTT : miroir tip-tilt (pupille); DM : miroir déformable; FO SM : fibre optique monomode; ZFG : fibre optique verre fluoré monomode à 3,5  $\mu\text{m}$ ; les miroirs escamotables sont indiqués en pointillé.

chopper. Comme dans le cas précédent, les pales du chopper émettent leur propre rayonnement thermique et une mesure unique indique donc la différence entre le flux collecté par le télescope et celui émis par les pales du chopper. Pour nous affranchir de ce biais, nous avons alterné des mesures entre le télescope pointé vers l'étoile et des mesures dépointées. Cela nous a permis non seulement de tenir compte du flux émis par les pales du chopper, mais également de celui des optiques en amont du chopper et du fond du ciel.

Le banc utilisé pour cette mission était loin d'être optimal, avec 12 éléments optiques et une fibre optique entre le miroir primaire et le détecteur à conversion de fréquence. De ce fait, le coefficient de transmission entre le télescope et le détecteur était de l'ordre du pourcent. Malgré cela, l'expérience a été un succès puisque nous sommes parvenus à détecter le flux provenant d'étoiles allant jusqu'à une magnitude en bande L de 2,77 pour 30 min d'intégration (pointé et dépointé compris).

Les résultats obtenus sont détaillés dans l'article Lehmann *et al.* 2019b reproduit partie 3.4.2.4.

**Problématique de l'émission du fond du ciel** L'une des problématiques principales en astronomie MIR est la présence de lumière émise par l'atmosphère quel que soit le pointé du télescope. Cette lumière dépend fortement de la longueur d'onde et de la transmission du ciel, comme indiqué par les figures 3.10 et 3.11 page suivante. La conversion de fréquence sélectionnant un seul mode spatial, le flux collecté par un télescope ne dépend pas de son diamètre et vaut à  $3,5 \mu\text{m}$  environ  $0,76 \text{ fW nm}^{-1}$ . Le tableau 3.5 donne la magnitude équivalente en bande L de ce flux, soit une magnitude 4,6 pour un télescope de 1 m. Ce flux est très inférieur à la limite de sensibilité mesurée à C2PU (2 magnitudes soit un facteur 6,25) et ses variations entre les mesures pointées et dépointées ont donc été négligées.

**Amélioration possible** Comme indiqué précédemment, nous avons utilisé un chopper pour moduler le signal MIR et ainsi le distinguer facilement du DC du détecteur. Ce faisant, nous avons introduit un biais dans nos mesures dû aux photons émis par les pales du chopper. Ce biais était ensuite corrigé en alternant des mesures sur l'étoile et sur le fond du ciel. Cette méthode a été choisie par souci de simplicité, mais est loin d'être optimale. Une alternative aurait consisté à moduler l'injection de la lumière MIR dans la fibre verre fluoré en appliquant une tension alternative sur le miroir d'injection (M11). Cela aurait, d'une part, divisé par deux le temps d'intégration nécessaire pour réaliser ces mesures et, d'autre part, limité le biais dû aux variations rapides du fond du ciel, négligées dans l'article qui suit.

#### 3.4.2.4 *Toward a mid-infrared L band up-conversion interferometer : First on-sky sensitivity test on a single arm (Lehmann et al. 2019b)*

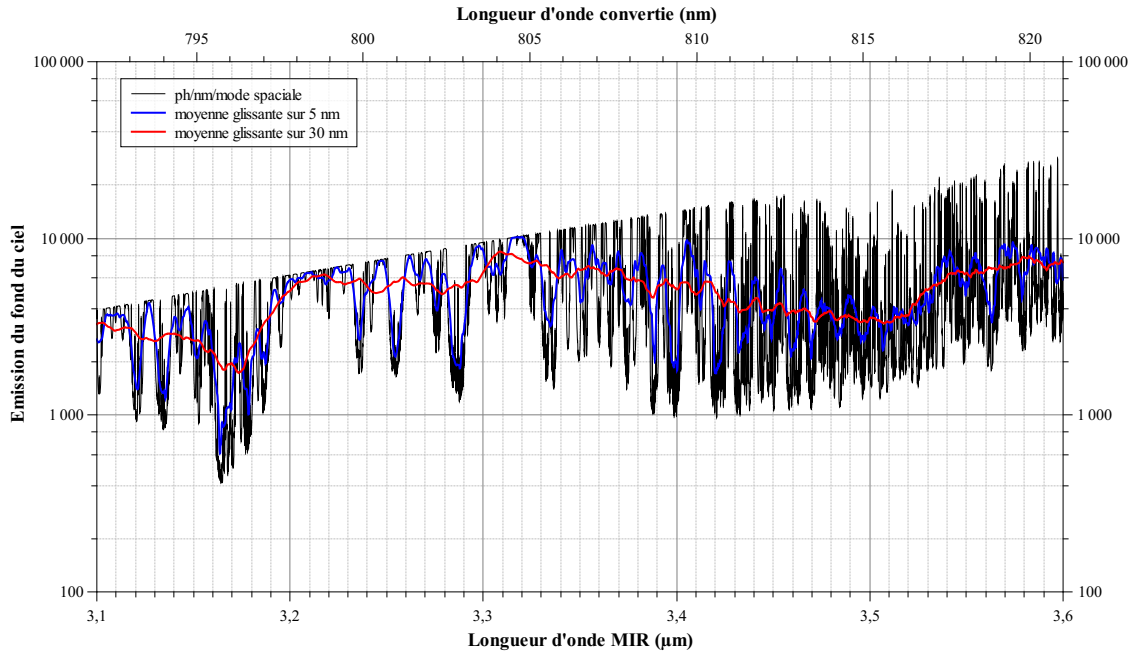


FIGURE 3.10 – Émission du fond du ciel sur un mode spatial. masse d’air = 2 ; water vapor column = 10 mm ; lieu : Mauna Kea. Donnée Observatoire Gemini.

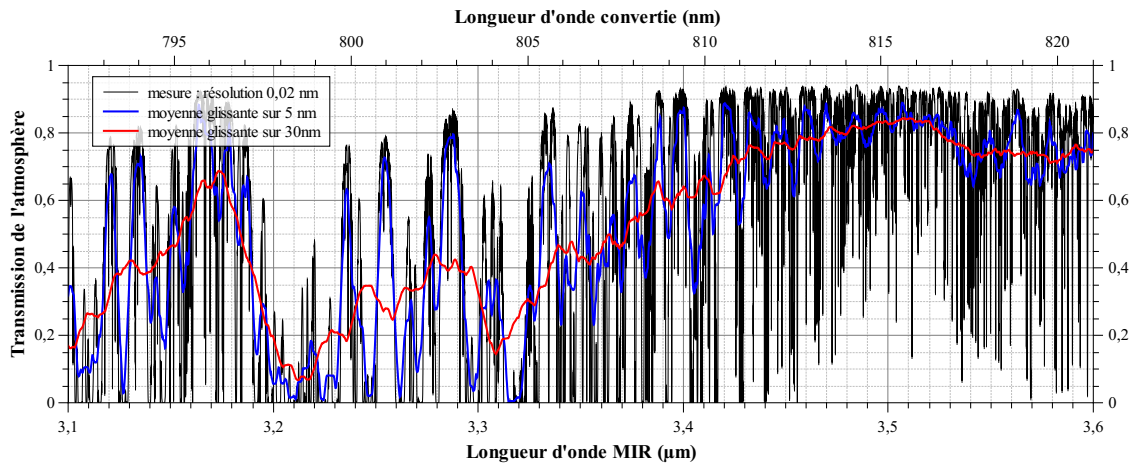


FIGURE 3.11 – Transmission de l’atmosphère. masse d’air = 2 ; water vapor column = 10 mm ; lieu : Mauna Kea. Donnée Observatoire Gemini.

Ø télescope (m)	flux (fW nm <sup>-1</sup> )	Lmag équivalente
0,2	0,76	1,15
1	0,76	4,63
1,8	0,76	5,90
8	0,76	9,16

TABLEAU 3.5 – Flux à 3,5 µm sur un mode spatial et magnitude équivalente en bande L du fond du ciel. Le flux a été estimé à partir des données de la figure 3.10.



# Towards a mid-infrared $L$ band up-conversion interferometer: first on-sky sensitivity test on a single arm

Lucien Lehmann<sup>1</sup>,<sup>1</sup>★ Ludovic Grossard,<sup>1</sup> Laurent Delage,<sup>1</sup> François Reynaud,<sup>1</sup> Mathieu Chauvet,<sup>2</sup> Florent Bassignot,<sup>3</sup> Frantz Martinache,<sup>4</sup> Frédéric Morand,<sup>4</sup> Jean-Pierre Rivet,<sup>4</sup> François-Xavier Schmider<sup>4</sup> and David Vernet<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Univ. Limoges, CNRS, XLIM, UMR 7252, F-87000 Limoges, France

<sup>2</sup>FEMTO-ST Institute, UMR CNRS 6174, Université de Bourgogne Franche-Comté, 25000 Besançon, France

<sup>3</sup>Femto-Engineering, 15B avenue des Montboucons, 25000 Besançon, France

<sup>4</sup>Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, Bd de l'Observatoire, CS 34229, 06304 Nice cedex 4, France

<sup>5</sup>Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Dept. Galilée, Bd de l'Observatoire, CS 34229, 06304 Nice cedex 4, France

Accepted 2019 March 8. Received 2019 March 7; in original form 2019 January 15

## ABSTRACT

We report on the first on-sky sensitivity test on a single arm of the Astronomical Light Optical Hybrid Analysis (ALOHA) instrument, an uncooled up-conversion interferometer in the  $L$  band (3.5  $\mu\text{m}$ ). Despite a low coupling efficiency (in the range of 1 per cent) between the 1-m class telescope and our instrument, we detect a magnitude  $L_{\text{mag}} = 2.8$  star with a signal-to-noise ratio  $\text{SNR} = 2.7$  over a 30 min integration time and with a spectral resolution  $\lambda/\Delta\lambda = 100$ . As the ALOHA project aims to shift light from the  $L$  band to the near-infrared, the use of very low loss silica optical fibres is an important step towards fibre-linked very long-baseline interferometry in the mid-infrared.

**Key words:** instrumentation: detectors – instrumentation: high angular resolution – techniques: interferometric.

## 1 INTRODUCTION

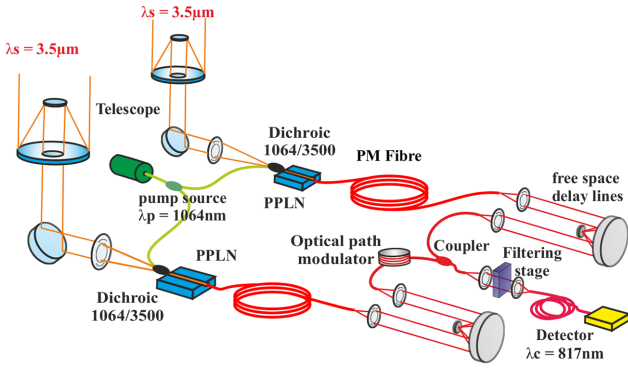
Interferometric instruments in astronomy measure the degree of coherence of the electric fields collected by an array of telescopes (Lawson 1997). The extension of this method to the mid-infrared (MIR) spectral domain ( $L$ ,  $M$ , and  $N$  astronomical bands) offers great opportunities to investigate objects of primary interest such as active galactic nuclei, young stellar objects, and the formation or evolution of planetary systems. This was achieved with IOTA (Mennesson et al. 1999), and is one of the scientific goals of instruments like the LBTI (Hinz et al. 2016), the second-generation instrument MATISSE (Lopez et al. 2014) now operated on the Very Large Telescope Interferometer, and the interferometric nuller project Hi-5 (Defrère et al. 2018).

The sensitivity of instruments observing in this spectral domain is severely impacted by the thermal background induced by the instruments themselves. Mitigation of this background requires the implementation of cryogenic systems for the detector as well as the optical chain. The current lack of high-performance waveguides also prohibits the kilometric baselines that would be required by a concept like the Planet Formation Imager (Monnier et al. 2018).

An alternative architecture uses non-linear optics to frequency-shift the MIR light collected by the telescopes making up the interferometer, to the near-infrared (NIR) domain, while preserving the mutual coherence properties of the light. There are several advantages to this proposal. First, the converted light falls within the silica optical fibre transparency window. The use of single mode (SM) fibres enables efficient spatial filtering leading to much more stable fringe contrasts (Foresto 1994) and phase closure (Petrov et al. 2007) measurements and, hence, higher dynamic ranges. The coherent light transport through optical fibres can then be considered for very long baseline interferometer (Delage & Reynaud 2001) in the MIR wavelength domain. Secondly, the frequency shift strongly limits the effects of thermal background radiated by the different elements of the optical train (mirrors, windows, beam splitters...). Finally, the spectral shift allows us to efficiently use detectors working in the photon counting regime at room temperature. Fig. 1 presents a possible 2T-interferometer implementation of this concept called Astronomical Light Optical Hybrid Analysis (ALOHA) (Lehmann et al. 2018a).

After having demonstrated the possibility to detect on the sky interference fringes, using star light up-converted from the  $H$  band to the visible (up to  $H_{\text{mag}} = 3.0$  with a spectral resolution equal to 2600), (Darré et al. 2016) at the Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA) Array (Brummelaar et al. 2005) and in the lab with a monochromatic coherent source at 3.39  $\mu\text{m}$  (Szemendera

\* E-mail: lucien.lehmann@xlim.fr



**Figure 1.** General principle of ALOHA. The optical fields collected by a set of telescopes are frequency shifted in non-linear crystals (Periodically Poled Lithium Niobate; PPLN) into the NIR bands. The beams are then transported using polarization-maintaining (PM) optical fibres and processed by guided components. After free space delay lines, the two converted beams are mixed in a fibre coupler and the fringe pattern is detected in the time domain by a silicon photon counting detector.

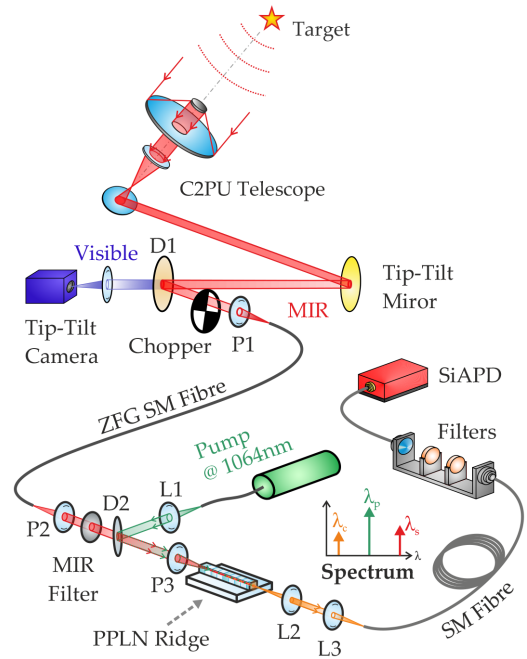
et al. 2017), here, we report on the practical on-sky sensitivity test using a single arm of the future ALOHA up-conversion interferometer at 3.5  $\mu\text{m}$ . For this purpose, the signal optical field at frequency  $\nu_s$  collected by the telescope is injected into a non-linear crystal powered by a strong monochromatic and coherent pump field at frequency  $\nu_p$ . The converted wave at frequency  $\nu_c = \nu_s + \nu_p$  is then created by sum-frequency generation (Boyd 2008). The set of frequencies  $\nu_s, \nu_p, \nu_c$  have to satisfy the phase matching condition, which expresses that the converted field generated all along the non-linear crystal have to interact constructively with itself during its propagation. This condition induces a selection on the converted spectral bandwidth denoted the spectral acceptance of the non-linear crystal  $\Delta\lambda$ . This selectivity allows spectral multiplexing using a set of independent pump lasers around frequency  $\nu_p$  (Lehmann et al. 2018b).

The goal of this study is to quantitatively investigate the up-conversion process, beam transport with spatial filtering and detection in a real observational situation. These tests took place at the coudé  $f/35$  focus of the 1.04-m ‘Epsilon’ (East) telescope of the C2PU facility (Observatoire de la Côte d’Azur, Calern site, France; <https://www.oca.eu/fr/c2pu-accueil>).

## 2 EXPERIMENTAL SET-UP

This study focuses on sensitivity tests for a future MIR up-conversion interferometer at 3.5  $\mu\text{m}$ . In this context, only a single interferometric arm is implemented as shown in Fig. 2, without any possibility of getting interferometric fringes.

The star light is collected by the 1.04-m telescope, then passes through the coudé optical train (seven mirrors, including the primary parabolic mirror, the secondary hyperbolic mirror and five flat bending mirrors) and finally is reflected by the tip-tilt mirror. The visible part of the beam is transmitted through the dichroic mirror D1 to a tip-tilt monitoring camera. The MIR part of the beam is reflected by D1 and time modulated at 140 Hz by a chopper to enhance the signal-to-noise ratio (SNR) of the converted signal. In the interferometric configuration, the chopper will be replaced by the signal modulation generated by the fringe pattern itself. The MIR beam is then launched into a ZBLAN (Poulain, Poulain & Lucas 1975) Fluoride Glass (ZFG) SM fibre at 3.5  $\mu\text{m}$  by the off-axis parabola P1. The main purpose of this fibre is to fully decouple the



**Figure 2.** Simplified schematic of the experiment. D1,D2: dichroic mirror; P1, P2, P3: off-axis parabolas; L1, L2, L3: microscope objectives. The frequency conversion takes place in the non-linear PPLN ridge waveguide.

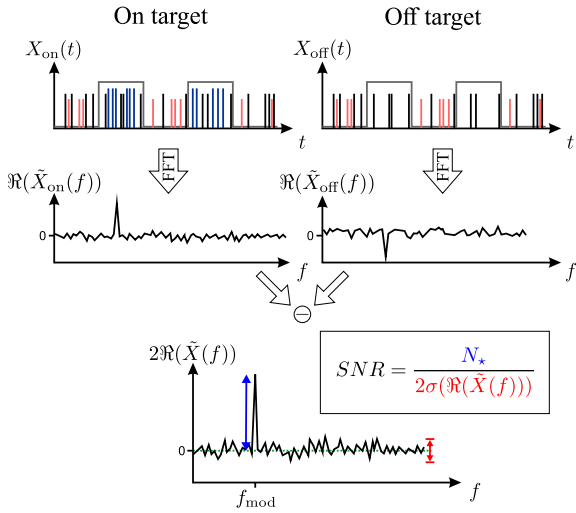
alignment of the light collecting stage with the frequency conversion and detection stages, thus significantly facilitating the instrument alignment. Moreover, the spatial filtering performed by the ZFG fibre allows us to calibrate our instrument and the transmission of the telescope with an internal thermal source. However, this fibre will not be necessary in the future interferometric configuration.

The non-linear optical component consists of a 20 mm long Periodically Poled Lithium Niobate (PPLN) waveguide using the ridge technology (Chauvet et al. 2016) with a poling period of  $\Lambda = 19.9 \mu\text{m}$  compliant with the quasi-phase matching for the working wavelengths. The MIR light is combined with 68 mW of pump laser at 1065 nm through the D2 dichroic mirror. Both are injected into the waveguide by the off-axis parabola P3. The maximum conversion efficiency is obtained at  $\lambda_{s0} = 3521 \text{ nm}$  ( $\lambda_{c0} = 817.7 \text{ nm}$ ) and the spectral acceptance bandwidth is equal to  $\Delta\lambda_s = 37 \text{ nm}$ , corresponding to a converted bandwidth  $\Delta\lambda_c = 2 \text{ nm}$  around 817.7 nm.

The frequency conversion process requires that all the interacting waves (signal, pump, and converted) have the same linear polarization. Thus, all the guided components downstream the non-linear stage are SM and polarization maintaining at 818 nm for full compliance with the future interferometric configuration. Hence, all the following power values will be given for a single polarization, even if the source is randomly polarized.

The converted signal is collected by a 10 m SM optical fibre at 818 nm using a pair of microscope objectives. This fibre could have been hundreds of meters long without significant performance losses. At the fibre output, the converted signal is spectrally filtered by a set of interferometric filters to remove the pump residual. Finally, the converted signal is detected by a silicon avalanche photodiode (SiAPD) working in the photon counting regime.

In order to distinguish between the star signal and the intrinsic noise of our instrument, we temporally modulate the incoming star light using the optical chopper. However, all objects at room



**Figure 3.** Data processing. On the frames  $X_{\text{On}}$  and  $X_{\text{Off}}$ , the square function shows the chopper position (1: passing, 0: blocking), the black lines are the dark count, the smaller red lines are the photoevents due to the chopper blades and the longer blue lines those due to the star.

temperature emit light in the MIR, including the chopper blades themselves. Therefore, to subtract the light emitted by the chopper blades from our measurements, we alternatively observe the star and a nearby patch of sky. This nodding also takes into account other spurious light sources, coming mainly from the sky background and the telescope itself.

### 3 DATA PROCESSING

Fig. 3 details the data processing performed on our measurements. The raw data are composed of two sets of frames: one with the telescope pointing to the target star (on-target) and the second pointing the sky background (off-target). Each frame is one second long and we average over 6 min of acquisitions before switching on or off target. We repeat this process a number of times depending on the magnitude of the star and the integration time. We call  $X_{\text{On}}$  and  $X_{\text{Off}}$ , respectively, the temporal acquisitions averaged over the total observation duration.  $X_{\text{On}}$  and  $X_{\text{Off}}$  are constituted by a modulated signal at the frequency of the chopper and a white noise  $B$  mainly caused by the dark count of the up-conversion detector. This dark count is due to the SiAPD itself and the parasitic non-linear optical effects (Pelc et al. 2010).

The modulated signal is comprised of four components  $N_*$ ,  $N_{\text{BG}}$ ,  $N_{\text{tel}}$ ,  $N_{\text{chp}}$ : the number of photonevents related to the star, the sky background, the telescope, and the chopper blades, respectively. By construction, the signal coming from the chopper blade surface is  $180^\circ$  phase shifted with respect to the three other ones. Therefore, if the acquisition is synchronized with the chopper, the real part of the Fourier transform of the on-target and of the off-target signal at the modulation frequency  $f_{\text{mod}}$  can be written as:

$$2\Re(\tilde{X}_{\text{On}}(f_{\text{mod}})) = N_* + N_{\text{BG}} + N_{\text{tel}} - N_{\text{chp}} + \Re(B) \quad (1)$$

$$2\Re(\tilde{X}_{\text{Off}}(f_{\text{mod}})) = N_{\text{BG}} + N_{\text{tel}} - N_{\text{chp}} + \Re(B'). \quad (2)$$

$B$  and  $B'$  are the complex values of the white noise at the frequency  $f_{\text{mod}}$  for each signal. The factor 2 takes into account the signal at the negative frequency of the Fourier transform.

Assuming that  $N_{\text{BG}}$ ,  $N_{\text{tel}}$ , and  $N_{\text{chp}}$  slowly vary compared to the integration time, we can extract  $N_*$ :

$$2\Re[\tilde{X}_{\text{On}}(f_{\text{mod}}) - \tilde{X}_{\text{Off}}(f_{\text{mod}})] = N_* + \Re(B - B') = N_* \pm \sigma. \quad (3)$$

$\Re(B - B')$  follows a Gaussian probability distribution with a null mean value and a standard deviation  $\sigma$ . In order to compare the signal  $N_*$  and the noise, we compute the following SNR:

$$\text{SNR} = \frac{N_*}{\sigma} \approx \frac{N_*}{2\sigma [\Re(\tilde{X}(f \gg f_{\text{mod}}))]}, \quad (4)$$

where  $\tilde{X}(f) = \tilde{X}_{\text{On}}(f) - \tilde{X}_{\text{Off}}(f)$  and  $\sigma [\Re(\tilde{X}(f \gg f_{\text{mod}}))]$  is the standard deviation of the real part of the Fourier Transform, away from the modulation peak and its harmonics. We use this value as an estimator of  $\sigma$ .

### 4 EXPERIMENTAL RESULTS

Table 1 summarizes the measurements performed during the night of 2018 June 9th–10th. We managed to detect stars from  $L_{\text{mag}} = -3.12$  to  $L_{\text{mag}} = 2.77$  with a spectral resolution close to  $\lambda_s/\Delta\lambda_s = 100$  and SNR ranging from 232 to 2.7. Fig. 4 shows the differential real part of the Fourier transform as defined by equation (3) for each target. The modulation peak at 140 Hz is clearly visible for the four brightest stars. It is less apparent for HD 186882 ( $\delta$  Cyg), showing the sensitivity limit of the instrument.

All these measurements are dominated by the noise of the dark count of the instrument and the signal photon noise is negligible. Therefore the SNR evolves linearly with the flux of the star and as the square root of the integration time.

In order to calibrate our instrument, we used an internal source at  $T_{\text{int}} = 60^\circ\text{C}$  with a high emissivity coating (candle soot). The modulated power emitted by a blackbody on a single polarization writes:

$$P = \frac{1}{4} \times \Delta\lambda_s \times \Delta\Omega \times \Delta S \times [B(\lambda_s, T_{\text{int}}) - B(\lambda_s, T_{\text{chp}})], \quad (5)$$

where  $\Delta\lambda_s$  is the bandwidth of the spectral acceptance of the non-linear waveguide,  $\Delta\Omega$  the emission solid angle,  $\Delta S$  the emission surface,  $T_{\text{chp}}$  the temperature of the chopper blades, and  $B(\lambda, T)$  the spectral radiance of the blackbody. The internal source is placed before the ZFG fibre, which selects a single spatial mode, therefore  $\Delta\Omega \times \Delta S = \lambda_s^2$ . The factor four takes the selection of a single polarization and the duty cycle of the chopper into account.

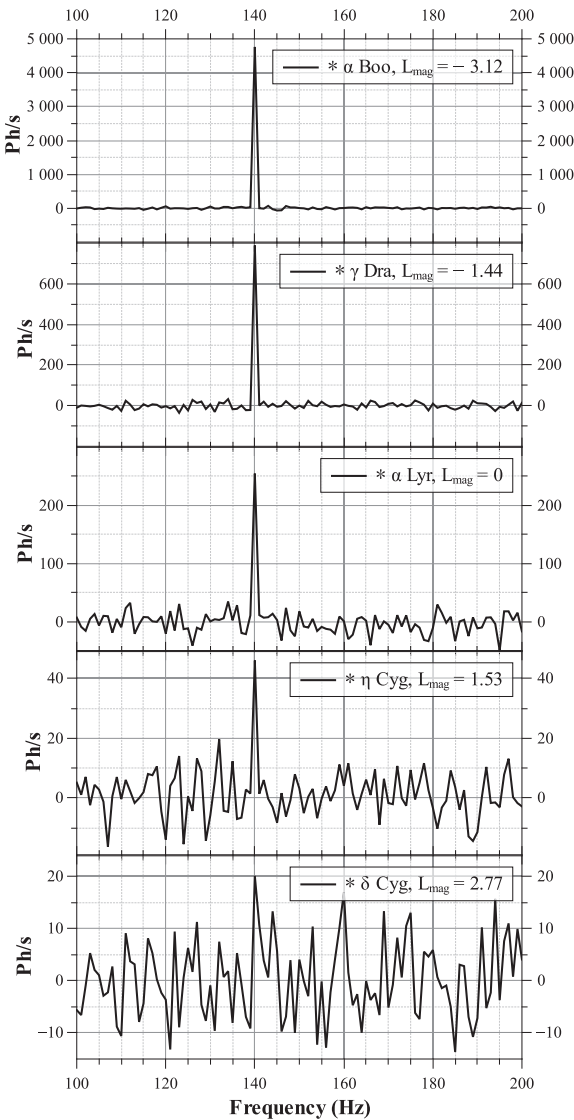
The instrument received around 100 fW ( $1.7 \times 10^6$  photons per second) of modulated polarized flux from this internal source and we measured  $\approx 1100$  modulated converted photons per second. Hence, the quantum efficiency of the whole instrument is  $\text{QE} = 6.6 \times 10^{-4}$ . This value takes into account all the losses between the ZFG fibre and the SiAPD detector as well as its quantum efficiency. We can use this value to calculate the noise equivalent power (NEP) of the instrument:

$$\text{NEP} = \frac{hc}{\text{QE}\lambda_s} \sqrt{2\text{DC}}. \quad (6)$$

With a dark count  $\text{DC} = 10\text{kHz}$ , we got a  $\text{NEP} = 12\text{ fW Hz}^{-1/2}$ . This value is one order of magnitude better than commercially available single pixel detectors at these wavelengths (e.g. the PVI-4TE-4 by Vigo System has a NEP equal to  $125\text{ fW Hz}^{-1/2}$  for a  $0.5 \times 0.5\text{ mm}$  detector). The lack of spectral and spatial selectivity of this kind of detector explains their lower NEP despite a much higher quantum efficiency. An increase of the NEP by a factor of ten would reduce the limiting magnitude by 2.5.

**Table 1.** Results of the observation night from 2018 June 9th to 10th.

Source	Observation time	Airmass	$L_{\text{mag}}$	Flux <sup>a</sup>		Integration time (s)		$N_*$ (ph s <sup>-1</sup> )	SNR ( $\sigma$ )
				(fW nm <sup>-1</sup> )	(Jy)	on target	off target		
HD 124897 (* $\alpha$ Boo)	22:51	1.12	-3.12	5100	955	60	0	4762	232
HD 164058 (* $\gamma$ Dra)	23:37	1.16	-1.44	1080	204	120	0	787	61.2
HD 172167 (* $\alpha$ Lyr)	03:25	1.01	0	288	54	180	180	250	15.4
HD 188947 (* $\eta$ Cyg)	04:00	1.03	1.53	70.4	13.4	720	900	46	5.99
HD 186882 (* $\delta$ Cyg)	04:39	1.01	2.77	22.5	4.2	720	1080	20	2.73
Sky background	05:07	1.01	-	-	-	0	180	-96 <sup>b</sup>	8.31
Internal	05:41	-	-	18.2	-	180	0	1114	97.9

<sup>a</sup>Spectral flux density on a single polarization.<sup>b</sup>Typical value for  $N_{\text{BG}} + N_{\text{tel}} - N_{\text{chp}}$ .**Figure 4.** Final value of  $2N(\bar{X}(f))$  for the five observed stars.

The performance of the up-conversion instrument highly depends on the performance of the non-linear stage. The PPLN used is a first prototype and significant technological improvements are possible. For instance, in terms of transmission, it would be necessary to provide an antireflection coating at both ends of the waveguide, and

a pigtailed PPLN (Umeki, Tadanaga & Asobe 2010) output would improve the coupling of the converted signal in the optical fibre.

By comparing the internal source with a star of similar brightness (HD 186882 ; \*  $\delta$  Cyg), we roughly estimate the transmission coefficient before the ZFG fibre (telescope, tip-tilt system, fibre injection) between 1 and 2 percent. This throughput could be enhanced by reducing the number of mirrors of the optical train and using a dedicated mirror coating.

## 5 CONCLUSION

In this paper, we demonstrate the potential of ALOHA in the  $L$  band with an on-sky sensitivity test. Despite a low-coupling efficiency (about 1 percent) between our instrument and the 1-m class telescope, and an unoptimized non-linear component, we managed to detect stars with magnitudes up to  $L_{\text{mag}} = 2.8$ , with a spectral resolution  $\lambda_s/\Delta\lambda_s = 100$  and a total integration time up to 30 m. The current technological development of our instrument being far from its maximum potential, these preliminary results make us confident about the potential of the SFG interferometer as a new proposal for the MIR high-resolution imaging. This work is a significant step towards a possible implementation of ALOHA in the  $L$  band at the CHARA Array.

In the future, the conversion stage will be placed as close as possible to the telescope focus in order to increase the transmission and reduce the thermal background. After conversion the beam transport will be achieved through a silica fibre with the possibility to design very long baseline configurations.

## ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been financially supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES), Thales Alenia Space, the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU), and in 2018 by the 'Instrumentation aux limites' challenge of the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). MC also acknowledges the financial support of the Region Bourgogne Franche-Comté. This work was also partly supported by the French RENATECH network and its FEMTO-ST MIMENTO technological facilities.

## REFERENCES

- Boyd R. W., 2008, *Nonlinear Optics*, 3 edn. Academic Press, Amsterdam, Boston
- Brummelaar T. A. t. et al., 2005, *ApJ*, 628, 453
- Chauvet M., Henrot F., Bassignot F., Devaux F., Gauthier-Manuel L., Pêcheur V., Maillotte H., Dahmani B., 2016, *J. Opt.*, 18, 085503
- Darré P. et al., 2016, *Phys. Rev. Lett.*, 117, 233902

- Defrère D. et al., 2018, *Exp. Astron.*, 46, 475
- Delage L., Reynaud F., 2001, *Opt. Express*, 9, 267
- Foresto V. C. d., 1994, in Roberson J. G., Tango W. J., eds, *Proc. IAU Symp., Vol. 158, Very High Angular Resolution Imaging*. Cambridge University Press, Cambridge, p. 261
- Hinz P. M. et al., 2016 in Malbet F., Creech-Eakman M. J., Tuthill P. G., eds, *SPIE Conf. Ser., Vol. 9907. Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*. SPIE, Bellingham, p. 990714
- Lawson P. R., 1997, *Selected Papers on Long Baseline Stellar Interferometry*. SPIE Optical Engineering Press, Bellingham
- Lehmann L. et al., 2018a, *Exp. Astron.*, 46, 447
- Lehmann L., Darré P., Boulogne H., Delage L., Grossard L., Reynaud F., 2018b, *MNRAS*, 477, 190
- Lopez B. et al., 2014, *The Messenger*, 157, 5
- Mennesson B. et al., 1999, *A&A*, 346, 181
- Monnier J. D. et al., 2018, *Exp. Astron.*, 46, 517
- Pelc J. S., Langrock C., Zhang Q., Fejer M. M., 2010, *Opt. Lett.*, 35, 2804
- Petrov R. G. et al., 2007, *A&A*, 464, 1
- Poulain M., Poulain M., Lucas J., 1975, *Mater. Res. Bull.*, 10, 243
- Szemendera L., Grossard L., Delage L., Reynaud F., 2017, *MNRAS*, 468, 3484
- Umeki T., Tadanaga O., Asobe M., 2010, *IEEE J. Quantum Electron.*, 46, 1206

This paper has been typeset from a  $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.

# Du détecteur à l'interféromètre à conversion de fréquence

**Sommaire du présent chapitre**

---

<b>4.1 Description du banc</b>	<b>96</b>
<b>4.2 Caractérisation de l'interféromètre en « fort flux »</b>	<b>98</b>
4.2.1 Fonction de visibilité théorique . . . . .	98
4.2.2 Acquisition et traitement des données . . . . .	99
4.2.3 Mesures des fonctions de visibilité des franges . . . . .	101
4.2.4 Détermination expérimentale de la dérivée de la phase spectrale différentielle . . . . .	103
<b>4.3 Mesure de contraste à très faible flux</b>	<b>105</b>
<b>4.4 Mode multicanal spectral</b>	<b>107</b>
4.4.1 <i>Multichannel spectral mode of the ALOHA up-conversion interferometer</i> (Lehmann <i>et al.</i> 2018b) . . . . .	110

---

Après l'étude des possibilités offertes par la technologie ridge pour la détection MIR par conversion de fréquence très faible flux dans le chapitre précédent, nous allons nous intéresser à son utilisation dans le cadre de l'analyse de cohérence par méthode interférométrique. Comme nous l'avons vu dans la partie 1.3.1 page 16, l'imagerie haute résolution par méthode interférométrique permet de reconstruire l'image d'un objet astronomique en mesurant la corrélation des champs électriques recueillis par des télescopes distants via l'estimation de leur degré de cohérence mutuelle. Il est donc indispensable que les différences mesurées entre les champs dues aux propriétés spatiales de l'objet observé ne soit pas perturbées par des défauts instrumentaux. Dans un interféromètre à conversion de fréquence, ces défauts sont principalement dus aux différences entre les processus de conversion de chaque bras de l'interféromètre. La caractérisation de ces défauts est donc essentielle à la réalisation d'un instrument fonctionnel.

Cette caractérisation a été réalisée à l'aide un interféromètre de type Mach-Zehnder comprenant

un étage de conversion dans chaque bras. La mesure du contraste a servi de figure de mérite pour évaluer les défauts différentiels de l'instrument.

Tout comme pour le chapitre précédent, l'objectif est également d'évaluer l'apport de la technologie ridge par rapport à celle utilisée lors de la thèse de L. Szemendera (diffusion Titane).

## 4.1 Description du banc

L'interféromètre de type Mach-Zehnder permettant de caractériser les différences entre les processus de conversion de deux guides non linéaires est schématisé par la figure 4.1 page suivante. Celui-ci se décompose en trois étages : l'étage à 3,5  $\mu\text{m}$ , l'étage de conversion et l'étage à 810 nm.

L'étage à 3,5  $\mu\text{m}$  est composé d'une source MIR filtrée spatialement par une fibre verre fluoré monomode à 3,5  $\mu\text{m}$  et dont le flux est divisé en deux voies par une lame séparatrice 50/50. Les sources MIR utilisées sont les mêmes que celles décrites partie 3.3.1 page 68. Le passage dans la fibre optique monomode assure la cohérence spatiale du rayonnement et permet un coalinement fin des deux bras de l'interféromètre.

L'étage de conversion est identique à celui du banc de conversion présenté partie 3.2.3 page 65, il est simplement dupliqué pour former le second bras de l'interféromètre. On a cependant un unique laser de pompe dont la puissance est répartie équitablement sur les deux bras de l'interféromètre à l'aide d'un coupleur fibré monomode 50/50 à 1064 nm et à maintien de polarisation. Sur chaque bras, le flux MIR et le faisceau du laser de pompe sont superposés par une lame dichroïque puis injectés dans un guide ridge PPLN.

Au niveau de l'étage à 810 nm, le flux converti est injecté dans des fibres optiques, monomodes autour de 810 nm et à maintien de polarisation, d'une longueur d'environ 10 m. Les signaux provenant de chaque bras sont ensuite recombinaés par un coupleur fibré avant d'être filtrés spectralement par le monochromateur et le jeu de filtres interférentiels décrit partie 3.2.3.

Les voies fibrées après conversion disposent chacune d'une ligne à retard fibrée d'une course d'environ deux centimètres en équivalent chemin d'air. Cela permet dans un premier temps d'égaliser au mieux les chemins optiques des deux voies (de la lame séparatrice séparant le flux source en entrée au coupleur fibré à 810 nm permettant le mélange des deux signaux convertis). Dans un second temps, la variation du contraste des franges est mesurée autour de la différence de temps de groupe nulle. À chaque différence de temps de groupe fixée, une modulation temporelle de chemin optique de quelques dizaines de franges permet la mesure du contraste des franges. Cette modulation temporelle des franges est effectuée grâce à l'étirement mécanique d'une portion de la fibre silice d'une des voies enroulée autour d'une céramique piézoélectrique cylindrique. La variation du diamètre de la céramique est contrôlée par une tension de commande. L'ensemble est inclus dans le boîtier photographié figure 4.2 page ci-contre

Les mesures de contraste, obtenues dans cette configuration, nous permettent de caractériser finement le degré de ressemblance des courbes d'acceptance spectrale des deux PPLN, en amplitude et en phase. Les deux guides utilisés dans cet interféromètre ont été sélectionnés comme indiqué partie 3.3.3 page 70 pour avoir des courbes d'efficacité de conversion ayant un bon recouvrement.

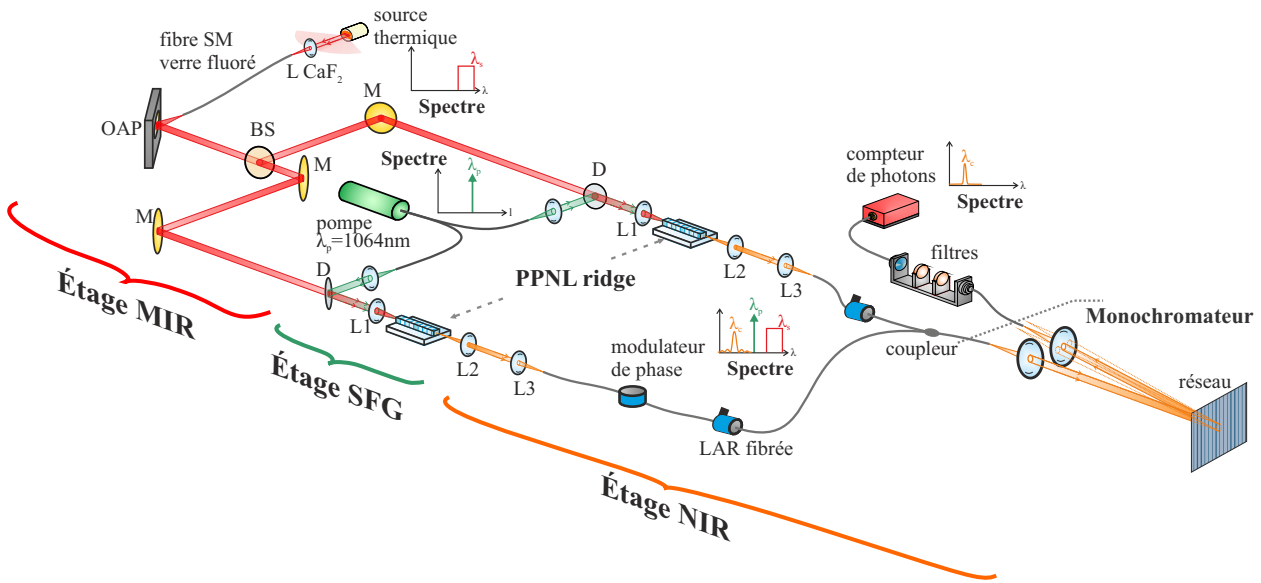


FIGURE 4.1 – Schéma du banc d’interférométrie. L CaF<sub>2</sub> : lentille en CaF<sub>2</sub> ; OAP : parabole hors axe ; D : dichroïque (HR@1064 nm et AR@3,5 μm) ; L1 : parabole hors axe (une lentille est représentée sur le schéma par souci de lisibilité) ; L2 et L3 : objectif de microscope ; M : miroir ; BS : lame séparatrice ; LAR ligne à retard.

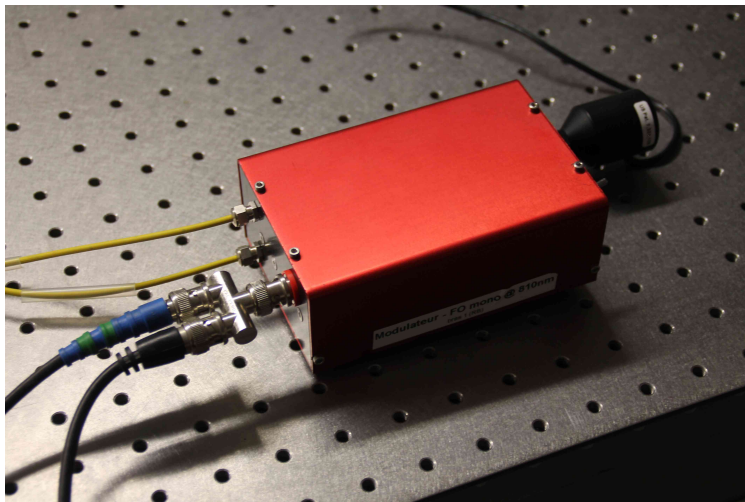


FIGURE 4.2 – Photographie d’une ligne à retard fibrée. En jaune les entrée et sortie fibrées de la ligne à retard. Le connecteur BNC correspond à l’entrée électronique du signal de modulation. L’actionneur motorisé, à l’arrière du boîtier, permet de commander numériquement la course de ligne à retard centimétrique.



## 4.2 Caractérisation de l'interféromètre en « fort flux »

Cette première série de mesures a été réalisée à l'aide de la source « filament » relativement intense pour notre application, émettant de l'ordre de la centaine de pW par nm autour de 3,5  $\mu\text{m}$ , mais toujours en régime de comptage de photons.

### 4.2.1 Fonction de visibilité théorique

Comme décrit dans la partie 1.3.1.3 page 18, la fonction de visibilité des franges varie en fonction de la différence de temps de groupe  $\tau$  entre les deux bras de l'interféromètre. Nous n'exploiterons que le module de cette fonction, c'est-à-dire le contraste  $C(\tau)$ , qui s'écrit de la façon suivante :

$$C(\tau) = \frac{2 \left| TF \left( \sqrt{B_{c1}(\nu_c) B_{c2}(\nu_c)} \cdot e^{j\Delta\phi(\nu_c)} \right) \right|}{\int B_{c1} d\nu_c + \int B_{c2} d\nu_c} \quad (4.1)$$

où  $B_{c1}$  et  $B_{c2}$  sont les densités spectrales de puissance (DSP) des signaux convertis dans chacun des bras de l'interféromètre. Ces fonctions sont déterminées par les processus de conversion de fréquence présents sur chaque bras.  $\Delta\phi$  est la phase spectrale différentielle qui englobe tous les défauts de phase différentielle de l'entrée à la sortie de l'interféromètre. Ces défauts peuvent provenir principalement d'effets différentiels lors du processus de conversion, les effets différentiels de dispersion chromatique dans les fibres optiques à 810 nm devant être négligeables du fait des très faibles largeurs spectrales ( $\Delta\lambda_c = 2$  nm).

Pour obtenir des contrastes instrumentaux élevés, il est donc nécessaire d'utiliser des guides PPLN présentant des acceptances spectrales ayant un bon recouvrement ( $B_{c1} \approx B_{c2}$ ). Nous avons donc sélectionné deux guides satisfaisant ce critère, l'un étant le guide nous ayant permis d'effectuer les mesures présentées chapitre 3, l'autre ayant une courbe d'acceptance spectrale semblable malgré une efficacité de conversion légèrement moindre. Les allures des courbes d'acceptances spectrales de ces deux guides sont présentées sur la figure 4.3 page suivante.

Hormis le spectre complexe théorique de chaque bras de l'interféromètre, d'autres paramètres sont à prendre en compte pour le calcul du contraste. Ces paramètres, indépendants de la différence de temps de groupe, sont les suivants :

- $C_{\text{spatial}}$  le recouvrement spatial des champs issus de chaque bras de l'interféromètre. L'utilisation de fibres monomodes et du coupleur fibré sur le signal converti permet d'obtenir  $C_{\text{spatial}} = 1$ .
- $C_{\text{polarisation}}$  la superposition des polarisations des champs. L'utilisation de fibres à maintien de polarisation permet d'obtenir un coefficient  $C_{\text{polarisation}}$  espéré proche de 1, mais en pratique limité par des défauts de l'alignement mécanique des axes lents des fibres optiques, entre elles et avec l'axe  $z$  des guides PPLN sur lequel à lieu le processus de conversion.
- $C_{\text{objet}}$  le contraste propre, dû à la cohérence spatiale de l'objet observé par l'interféromètre. Dans notre cas, l'utilisation d'une fibre optique monomode pour filtrer spatialement le signal MIR ainsi que la division d'intensité pour séparer le signal MIR entre les deux voies de l'interféromètre garanti  $C_{\text{objet}} = 1$ .

Par la suite, nous ferons l'hypothèse que ces termes peuvent être regroupés sous la forme d'un

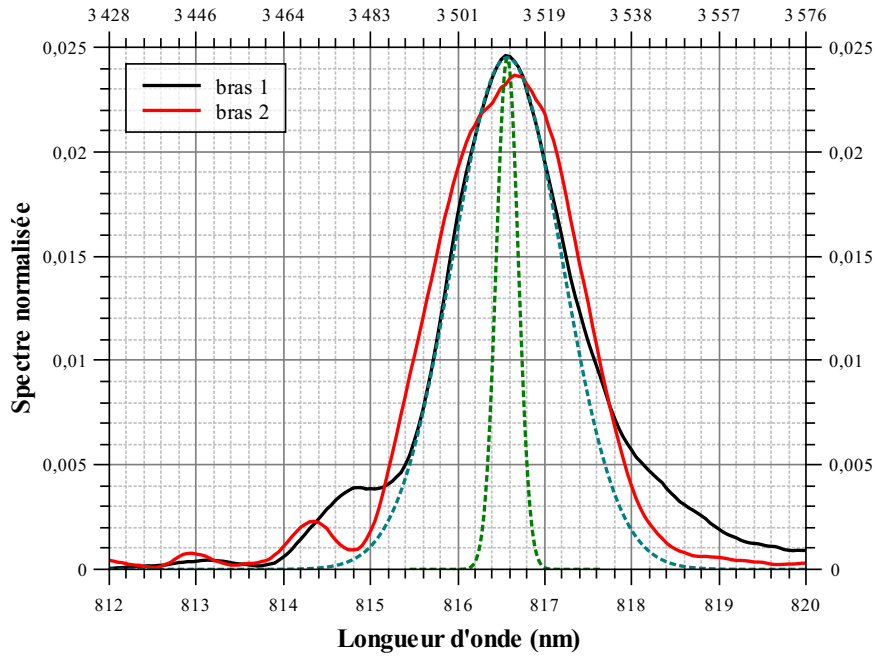


FIGURE 4.3 – Courbes des acceptances spectrales des deux guides (bras 1 : guide R1P5 ; bras 2 : guide R2P8) utilisés pour les mesures interférométriques. En bleu et vert la réponse impulsionnelle du monochromateur dans deux configurations différentes, correspondant à une largeur à mi-hauteur 1,5 nm et 0,3 nm respectivement.

produit noté  $C_0 = C_{\text{spatial}} C_{\text{polarisation}} C_{\text{objet}}$ .

À noter que l'ensemble des contrastes présentés dans ce chapitre sont corrigés du déséquilibre photométrique entre les voies de l'interféromètre.

### 4.2.2 Acquisition et traitement des données

La différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre n'étant pas asservie, celui-ci est soumis aux perturbations mécaniques, acoustiques et thermiques présents dans le laboratoire.

Ces perturbations entraînant une variation aléatoire de la phase des franges d'interférence, la méthode utilisée pour mesurer le contraste des franges se base sur le moyennage incohérent décrit partie 2.2 page 49 et est présentée figure 4.4 page suivante. Pour chaque trame d'acquisition  $X_i(t)$ , le modulateur de phase fibré est commandé par une rampe de tension afin d'observer une figure d'interférence temporelle de forme sinusoïdale. Ces trames d'acquisition enregistrent le temps d'arrivée de chaque photon qui est régi par une distribution de probabilité correspondant à la figure d'interférence, équivalente à la distribution de probabilité utilisée dans le chapitre 2. Nous calculons indépendamment ensuite la DSP de chaque trame, notée  $|\tilde{X}_i(f)|^2$  où  $\tilde{X}_i(f)$  est la transformée de Fourier de la trame  $X_i(t)$ . Ces DSP sont ensuite moyennées dans le temps :

$$\langle |\tilde{X}(f)|^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\tilde{X}_i(f)|^2, \tag{4.2}$$

où  $N$  est le nombre de trames moyennées.

Les valeurs de la DSP moyenne à la fréquence de modulation des franges  $f_{\text{mod}}$  et à la fréquence

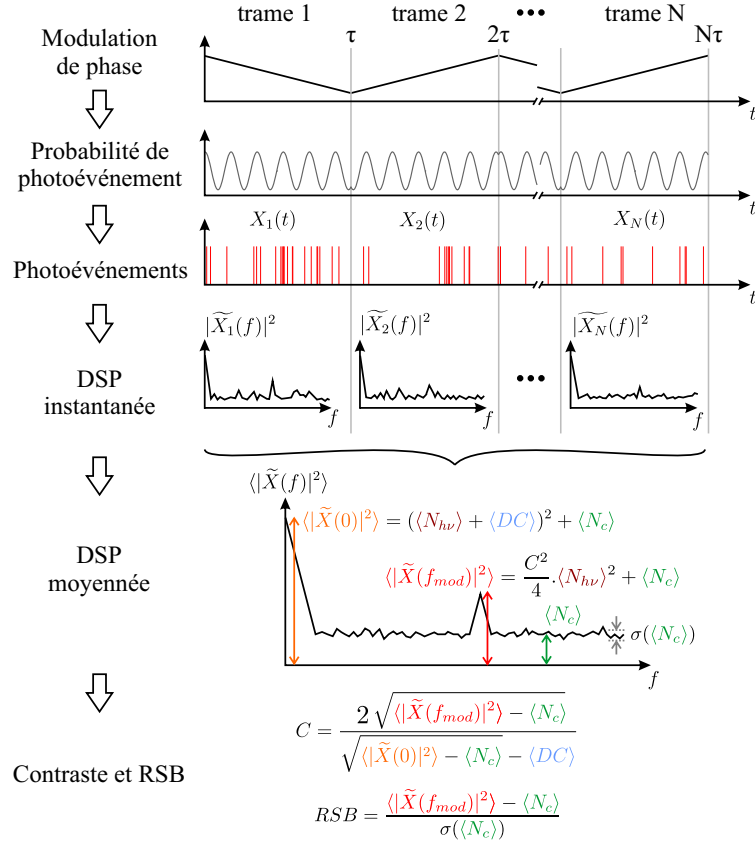


FIGURE 4.4 – Méthode de traitement des données permettant la mesure du contraste des franges

nulle peuvent s'écrire théoriquement :

$$\langle |\tilde{X}(0)|^2 \rangle = (\langle N_{hv} \rangle + \langle DC \rangle)^2 + \langle N_c \rangle \quad (4.3)$$

$$\langle |\tilde{X}(f_{mod})|^2 \rangle = \frac{C^2}{4} \cdot \langle N_{hv} \rangle^2 + \langle N_c \rangle \quad (4.4)$$

où  $\langle N_{hv} \rangle$  est le nombre moyen de photons convertis,  $\langle DC \rangle$  le nombre moyen de Dark Count et  $\langle N_c \rangle = \langle N_{hv} \rangle + \langle DC \rangle$  le nombre total de photoévènements par trame que l'on estime en calculant la moyenne de  $\langle |\tilde{X}(f)|^2 \rangle$  loin du pic de modulation et de la fréquence nulle.

De ces quatre mesures ( $\langle |\tilde{X}(0)|^2 \rangle$ ,  $\langle |\tilde{X}(f_{mod})|^2 \rangle$ ,  $\langle N_c \rangle$  et  $\langle DC \rangle$ ), la valeur du contraste peut être déduite à l'aide de la relation suivante :

$$C = \frac{2 \sqrt{\langle |\tilde{X}(f_{mod})|^2 \rangle - \langle N_c \rangle}}{\sqrt{\langle |\tilde{X}(0)|^2 \rangle - \langle N_c \rangle - \langle DC \rangle}} \quad (4.5)$$

La figure de mérite utilisée pour caractériser cette mesure de contraste est le rapport signal à bruit  $RSB$  défini de la façon suivante :

$$RSB = \frac{\langle |\tilde{X}(f_{mod})|^2 \rangle - \langle N_c \rangle}{\sigma(\langle N_c \rangle)} \quad (4.6)$$

où  $\sigma(\langle N_c \rangle)$  est l'écart-type de la mesure de  $\langle N_c \rangle$  que l'on estime par l'écart-type de la DSP du signal

interférométrique loin du pic de modulation.

Dans le cas où l'interféromètre subit des effets de piston aléatoires, le pic de modulation s'étale sur les canaux spectraux adjacents. Il est néanmoins possible de retrouver la valeur du contraste en sommant l'amplitude des canaux spectraux :

$$C = \frac{2\sqrt{\sum_{i=-\frac{k-1}{2}}^{\frac{k-1}{2}} (\langle |\tilde{X}(f_{mod} + i\Delta f)|^2 \rangle - \langle N_c \rangle)}}{\sqrt{\langle |\tilde{X}(0)|^2 \rangle - \langle N_c \rangle - \langle DC \rangle}} \quad (4.7)$$

avec  $k$  (supposé impair) le nombre de canaux spectraux à sommer et  $\Delta f$  la résolution spectrale de la DSP.

Dans ce cas, le RSB devient :

$$RSB = \frac{\sum_{i=-\frac{k-1}{2}}^{\frac{k-1}{2}} (\langle |\tilde{X}(f_{mod} + i\Delta f)|^2 \rangle - \langle N_c \rangle)}{\sqrt{k\sigma(\langle N_c \rangle)}} \quad (4.8)$$

### 4.2.3 Mesures des fonctions de visibilité des franges

Les mesures de la fonction de visibilité ont été réalisées dans trois configurations différentes :

- configuration 1 : configuration sans monochromateur après le coupleur permettant le mélange interférométrique. La largeur spectrale utile de l'instrument est alors définie par l'allure des acceptances spectrales des processus non linéaires présentées figure 4.3 page 99 ;
- configuration 2 : configuration avec un monochromateur placé après le mélange interférométrique des signaux convertis. Une fibre optique multimode (diamètre de cœur 50  $\mu\text{m}$ ) est utilisée pour collecter la lumière en sortie de monochromateur. La largeur de la résolution spectrale de l'instrument est fixée alors à 1,5 nm autour de la longueur d'onde convertie ;
- configuration 3 : configuration avec un monochromateur placé après le mélange interférométrique, avec une fibre monomode utilisée pour collecter la lumière en sortie de monochromateur. La largeur de la résolution spectrale de l'instrument est donc fixée à 0,3 nm autour de la longueur d'onde convertie.

Ces mesures ont été réalisées avec la source « filament », nous permettant ainsi de travailler avec de très faibles puissances de pompe (40  $\mu\text{W}$  pour chaque voie en configuration 1 et 2 ; 3,5 mW en configuration 3) et donc sans autre source de bruit que le Dark Count électronique du compteur de photons.

La figure 4.5 page suivante représente les contrastes mesurés en fonction de la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre (en équivalent de chemin d'air) pour chacune des configurations.

Dans les configurations 2 et 3, les densités spectrales sont définies par la fonction de transfert du monochromateur, c'est-à-dire une fonction quasi gaussienne de largeur à mi-hauteur 1,5 nm et 0,3 nm respectivement. D'après l'équation 4.1, si l'on suppose une phase spectrale constante, la fonction de visibilité pour ce type de réponse est également une quasi gaussienne, ce qui est en accord avec les mesures présentées figure 4.5. Le contraste instrumental maximum mesuré à la différence de temps de groupe nulle est respectivement de 92% et 94%. L'écart par rapport

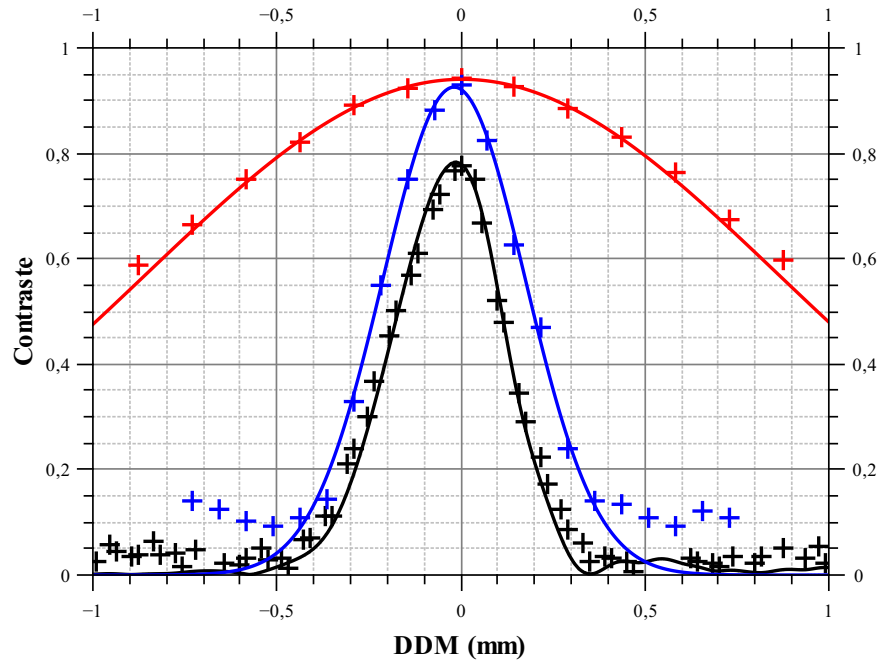


FIGURE 4.5 – Fonction de visibilité des franges dans trois configurations : en noir la configuration 1 (sans monochromateur ; 750 trames de 200 ms par point de mesure), en bleu la configuration 2 (monochromateur basse résolution ; 300 trames de 200 ms par point de mesure), en rouge la configuration 3 (monochromateur haute résolution ; 150 trames de 200 ms par point de mesure). Les mesures en configuration 1 correspondent à deux séries distinctes (un point sur deux). Toutes ces mesures sont corrigées du déséquilibre photométrique.

au contraste théorique de 100% peut s'expliquer par des problèmes de polarisations différentielles entre les bras de l'interféromètre. Enfin les longueurs de cohérence, 425  $\mu\text{m}$  et 2 mm à mi-hauteur en équivalent chemin d'air, sont en accord avec les largeurs des fonctions de transfert du monochromateur en configuration 2 et 3.

Dans la configuration 1, la densité spectrale dans chacun des bras de l'interféromètre correspond aux mesures présentées figure 4.3. La fonction de visibilité dans cette configuration présente un maximum à 78% et une longueur de cohérence à mi-hauteur d'environ 350  $\mu\text{m}$ . Si la longueur de cohérence mesurée est cohérente avec les courbes d'acceptance spectrale, celles-ci ne suffisent pas à expliquer les valeurs de contraste instrumental mesurées. En effet, si on ne tient compte que de la différence des courbes d'acceptances spectral, on peut s'attendre à un contraste maximum de plus de 97%. Il est donc indispensable de prendre en compte les effets de la phase spectrale différentielle.

Cette fonction de visibilité mesurée a donc été ajustée par l'équation 4.1 :

$$C(\tau) = \frac{2C_0 \left| TF \left( \sqrt{B_{c1}(\nu_c) B_{c2}(\nu_c)} \cdot e^{j\Delta\phi(\nu_c)} \right) \right|}{\int B_{c1} d\nu_c + \int B_{c2} d\nu_c} \quad (4.9)$$

avec  $B_{c1}(\nu_c)$  et  $B_{c2}(\nu_c)$  les courbes des acceptances spectrales des bras 1 et 2 respectivement (figure 4.3 page 99),  $C_0$  un terme prenant en compte les autres pertes de contraste possible, telles que les défauts de polarisation différentiels identifiés dans les configurations 2 et 3, et  $\Delta\phi(\nu_c)$  la phase spectrale différentielle de l'interféromètre approximée par un polynôme d'ordre 3.

Cet ajustement a deux fonctions. Tout d'abord, il permet de séparer les pertes de contraste dues aux différences d'acceptance spectrale et aux effets de la phase spectrale différentielle d'ordre inférieure ou égale à trois, des autres pertes de contraste regroupées dans le terme  $C_0$ . Dans notre cas, on trouve  $C_0 = 0,88$ . La perte de contraste expliqué par notre modèle est donc de  $0,78/0,88 = 0,89$ . Le coefficient  $C_0$  est légèrement inférieur aux valeurs trouvées dans les configurations 2 et 3. Cela semble indiquer que notre modèle ne tient vraisemblablement pas compte de tous les effets spectraux (phase spectrale d'ordre supérieure, effet Fabry-Pérot dans les guides PPLN dû à l'absence de couches antireflets sur les faces d'entrée et de sortie des PPLN).

L'autre intérêt de cet ajustement est qu'il nous permet d'estimer la phase spectrale différentielle de l'interféromètre  $\Delta\phi(\nu_c)$ . Cependant, nous nous sommes rendu compte que l'algorithme d'ajustement pouvait converger vers différentes valeurs possibles pour  $\Delta\phi(\nu_c)$ .

Pour valider l'estimation de phase spectrale différentielle déterminée par ajustement, nous avons réalisé une mesure directe de la dérivée de cette phase spectrale différentielle qui sera présentée dans la section suivante.

Ces résultats marquent une remarquable amélioration par rapport aux résultats obtenus avec une précédente génération de cristaux, utilisant une autre technique de guidage. Le contraste maximum alors obtenu était de 40% avec une forte variabilité entre les mesures [Szemendera 17b] tandis que les résultats présentés ici sont très reproductibles.

#### 4.2.4 Détermination expérimentale de la dérivée de la phase spectrale différentielle

En configuration 1 (avec monochromateur, résolution de 0,3 nm), la fonction de visibilité peut s'écrire de la façon suivante :

$$C(\tau) = \frac{2C_0 \left| TF \left( \sqrt{B'_{c1}(\nu_c) B'_{c2}(\nu_c)} \cdot e^{j\Delta\phi(\nu_c)} \right) \right|}{\int B'_{c1} d\nu_c + \int B'_{c2} d\nu_c} \quad (4.10)$$

où  $B'_{ci}(\nu_c)$  est la densité spectrale du bras  $i$ , filtrée par le monochromateur

En appelant  $B_{\nu_m}(\nu_c)$  la fonction de transfert du monochromateur, nous pouvons écrire que :  $B'_{ci}(\nu_c) = B_{ci}(\nu_m) B_{\nu_m}(\nu_c)$ , avec  $\nu_m$  la fréquence centrale du monochromateur et  $B_{ci}(\nu_m)$  la densité spectrale du bras  $i$  non filtrée et considérée constante autour de  $\nu_c = \nu_m$ .

Cette fonction de transfert est suffisamment étroite pour que l'on puisse linéariser la phase spectrale différentielle, soit  $\Delta\phi(\nu_c) = \Delta\phi(\nu_m) + \left. \frac{d\Delta\phi}{d\nu_c} \right|_{\nu_m} (\nu_c - \nu_m)$ . La fonction de visibilité s'écrit

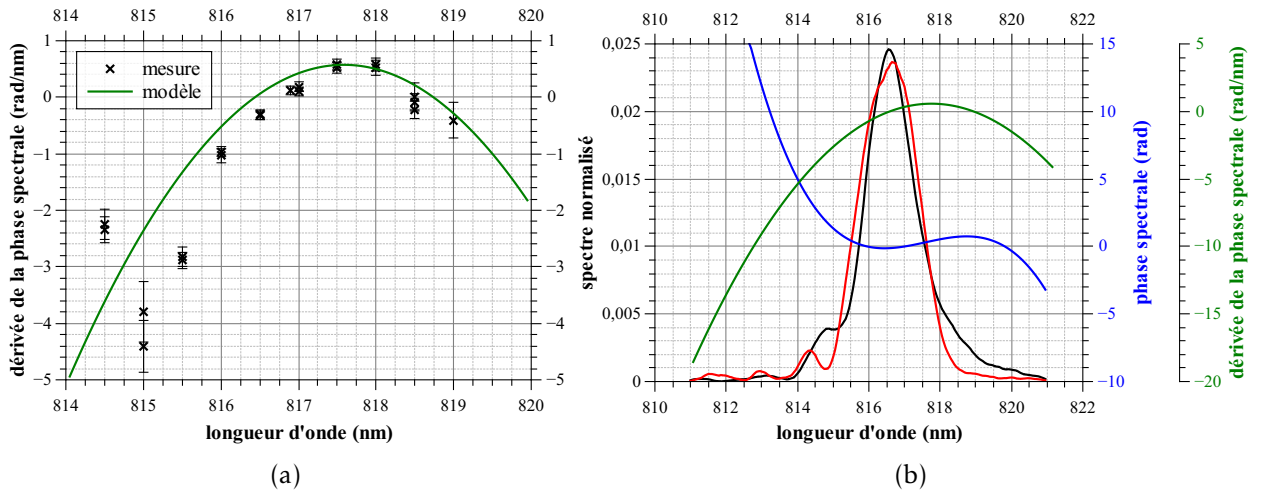


FIGURE 4.6 – (a) Mesures et modèle de dérivée de la phase spectrale différentielle. (b) Courbes d'acceptance spectrale (bras 1 : noir ; bras 2 : rouge), phase spectrale différentielle (bleu) et dérivée de la phase spectrale différentielle (vert).

alors :

$$C(\tau) = \frac{2C_0 \left| TF \left( B_{\nu_m}(\nu_c) \sqrt{B_{c1}(\nu_m) B_{c2}(\nu_m)} \cdot e^{j \left( \Delta\phi(\nu_m) + \frac{d\Delta\phi}{d\nu_c} \Big|_{\nu_m} (\nu_c - \nu_m) \right)} \right) \right|}{(B_{c1}(\nu_m) + B_{c2}(\nu_m)) \int B_{\nu_m}(\nu_c) d\nu_c} \quad (4.11)$$

$$C(\tau) = \frac{2C_0 \left| e^{j \left( \Delta\phi(\nu_m) - \frac{d\Delta\phi}{d\nu_c} \Big|_{\nu_m} \nu_m \right)} \right| \left| TF \left( B_{\nu_m}(\nu_c) \sqrt{B_{c1}(\nu_m) B_{c2}(\nu_m)} \cdot e^{j \frac{d\Delta\phi}{d\nu_c} \Big|_{\nu_m} \nu_c} \right) \right|}{(B_{c1}(\nu_m) + B_{c2}(\nu_m)) \int B_{\nu_m}(\nu_c) d\nu_c} \quad (4.12)$$

$$C \left( \tau + \frac{1}{2\pi} \frac{d\Delta\phi}{d\nu_c} \Big|_{\nu_m} \right) = \frac{2C_0 \sqrt{B_{c1}(\nu_m) B_{c2}(\nu_m)} \left| TF \left( B_{\nu_m}(\nu_c) \right) \right|}{(B_{c1}(\nu_m) + B_{c2}(\nu_m)) \int B_{\nu_m}(\nu_c) d\nu_c} \quad (4.13)$$

Ainsi, dans cette configuration, la phase spectrale entraîne un déplacement de la fonction de visibilité d'une valeur égale à la dérivée de la phase spectrale prise à la fréquence centrale du monochromateur. En mesurant la fonction de visibilité pour différents réglages du monochromateur, correspondant à différentes valeurs de  $\nu_m$ , il est possible de reconstruire la dérivée de la phase spectrale différentielle. Deux séries de mesures ont été réalisées. Pour chaque réglage du monochromateur, nous avons ajusté la fonction de visibilité par une fonction gaussienne. La figure 4.6a représente la valeur et l'incertitude du centre de ces ajustements pour les deux séries de mesure.

Ces mesures sont ensuite comparées aux dérivées de la phase spectrale différentielle  $\frac{d\Delta\phi}{d\nu_c}$  estimée par les ajustements de la fonction de visibilité et permet de sélectionner le bon ajustement, reproduit également figure 4.6a. On voit que la dérivée de la phase spectrale du modèle sélectionné suit relativement bien la forme générale des mesures avec cependant des écarts importants autour de 815 nm. À noter que pour ces valeurs de longueur d'onde le poids des densités spectrales est relativement faible. Comme suggéré dans la partie précédente, ces écarts nous indiquent que le modèle de phase spectrale utilisé (polynôme d'ordre 3) ne permet pas de rendre compte de la

complexité de la phase spectrale différentielle de notre instrument. L'utilisation de polynôme d'ordre plus élevé n'a cependant pas permis d'obtenir de meilleures correspondances, sans doute à cause d'un overfitting (ajustement sur le bruit de mesure) de la fonction de visibilité. L'analyse fine de la phase spectrale différentielle reste donc un problème ouvert. Des pistes concernant son étude seront proposées dans chapitre 6.

### 4.3 Mesure de contraste à très faible flux

Nous avons également réalisé des mesures de contraste à bas flux, à l'aide de la source thermique utilisée partie 3.4.2.1 page 75 à 40 °C. Ces mesures ont été réalisées sans monochromateur (configuration 1), la largeur spectrale de l'interféromètre étant fixée par les processus de somme de fréquences soit environ 37 nm autour de 3,5 μm. Cependant, pour des flux aussi bas (2,8 fW nm<sup>-1</sup> autour de 3,5 μm) et contrairement à l'étude précédente, il est indispensable de prendre en compte le rayonnement de l'environnement issu de la seconde entrée de l'interféromètre (2,3 fW nm<sup>-1</sup> autour de 3,5 μm à 20 °C). On peut donc considérer que l'interféromètre possède deux entrées, chaque entrée recevant du flux MIR de deux corps que l'on supposera noirs, respectivement à 40 °C et à température ambiante (20 °C dans notre cas). Le signal converti provenant des deux entrées de l'interféromètre produit deux systèmes de franges incohérents entre eux et déphasés de π. L'entrée de l'interféromètre « à 20 °C » n'étant pas filtrée spatialement, ces deux systèmes de franges peuvent avoir *a priori* des contrastes différents. Nous supposons cependant que l'alignement des deux bras de l'interféromètre à l'aide de la fibre optique verre fluoré monomode permet un recouvrement suffisamment important des champs de chaque bras pour considérer comme identiques les contrastes des deux systèmes de franges.

Le signal interférométrique  $N(\varphi)$  s'écrit alors :

$$N(\phi) = \frac{N_{40^{\circ}\text{C}}}{2}(1 + C \cos(\varphi)) + \frac{N_{20^{\circ}\text{C}}}{2}(1 - C \cos(\varphi)) + DC \quad (4.14)$$

$$N(\phi) = \Delta N(1 + C \cos(\varphi)) + N_{20^{\circ}\text{C}} + DC \quad (4.15)$$

où  $\varphi$  est le déphasage généré par la différence de temps de groupe entre les bras de l'interféromètre,  $N_{40^{\circ}\text{C}}$  et  $N_{20^{\circ}\text{C}}$  le nombre de photons détectés provenant de chaque entrée de l'interféromètre, respectivement alimentée par des corps noirs à 40 °C et 20 °C,  $DC$  le Dark Count de l'interféromètre et  $\Delta N = (N_{40^{\circ}\text{C}} - N_{20^{\circ}\text{C}})/2$  le nombre de photons utiles au signal interférométrique.

Le niveau  $N_{20^{\circ}\text{C}} + DC$  est directement mesuré en plaçant des caches, assimilés eux aussi à des corps noirs à température ambiante, devant le faisceau MIR dans chaque bras de l'interféromètre.

Le tableau 4.1 page suivante récapitule les principales données photométriques lors de ces mesures. On remarque tout d'abord une répartition inhomogène du flux MIR entre les deux voies de l'interféromètre due à un déséquilibre de la séparatrice pour la polarisation verticale (répartition 55/45 de l'entrée à 40 °C vers les bras 1 et 2 respectivement). On remarque également que le bras 2 est 10% moins efficace que le bras 1 tout en générant deux fois plus de signal parasite. Cela est principalement dû à un guide PPLN moins performant. Enfin, pour le bras 1, l'efficacité de conversion par  $W$  de pompe est 6,8 dB en dessous de celle mesurée lors des mesures de sensibilité



	flux MIR (ph/s)			$P_{pompe}$ (mW)	$N_{20^{\circ}C} + DC$ (ph/s)	$\Delta N$ (ph/s)	DE	DE/W de pompe
	à 40°C	à 20°C	différentiel					
bras 1	1,01e6	3,4e5	6,7e5 (37 fW)	45	1260	120,3	1,80e-4	4,00e-3
bras 2	8,2e5	4,1e5	4,1e5 (24 fW)	45	2520	67,7	1,65e-4	3,66e-3
total	1,83e6	7,5e5	1,08e6 (61 fW)	90	3780	188,0	1,74e-4	1,93e-3

TABLEAU 4.1 – Tableau récapitulatif des photométries lors de la mesure de contraste à bas flux. Les flux MIR ont été estimés à partir du modèle du corps noir.  $DE = \Delta N / (\text{Flux MIR différentiel})$ .

sur un bras partie 3.4.2.1 page 75. 3 dB sont dus au fait que le coupleur fibré NIR utilisé ne présente qu'une seule sortie et donc que la moitié du flux est perdue. Les 3,8 dB restants sont dus aux pertes en excès du coupleur, à l'ajout d'une traversée de paroi pour la connexion fibrée entre la ligne à retard et le coupleur (monomode à 810 nm), aux pertes des optiques MIR ajoutées (miroir et séparatrice) ainsi qu'à un moins bon alignement du banc.

Une des principales difficultés de la mesure précise du contraste en faible flux réside dans la variation de  $N_{20^{\circ}C} + DC$  au cours du temps comme le montre la figure 4.7 page suivante. Cette évolution est particulièrement marquée dans les 20 premières minutes après le début la série de mesures à cause d'effets thermiques transitoires dans le guide PPLN suivant l'allumage du laser de pompe. Nous avons donc alterné des mesures de Dark d'une minute (300 trames de 200 ms) et de signal interférométrique de quatre minutes (1200 trames de 200 ms). Chaque mesure du signal interférométrique nous donne une valeur de contraste, en prenant comme valeur pour  $N_{20^{\circ}C} + DC$  la moyenne de la mesure de Dark précédente et suivante. L'ensemble des mesures ont ensuite été concaténées pour déterminer une valeur de contraste globale correspondant à 86 min d'acquisition (Dark et signal interférométrique). Comme nous l'avons vu partie 2.2.2, le RSB de ce type de mesure évolue comme la racine carrée de la durée des trames. Cependant des instabilités du banc (pistons différentiels), dues à des vibrations et des variations de température, génèrent un bruit de phase sur le signal interférométrique qui se traduit par un élargissement du pic de modulation dans la transformée de Fourier du signal. Cet élargissement a pour conséquence une stagnation du RSB pour des durées de trame supérieures au temps caractéristique de stabilité des franges d'interférence. Dans notre cas nous sommes limités à des trames de 200 ms pour limiter ces effets à un étalement sur 5 canaux spectraux. Dans le cas d'un interféromètre sur ciel dont les chemins optiques instrumentaux seraient asservis (voir chapitre suivant), cette durée serait à adapter au temps de cohérence de l'atmosphère, limité par le piston atmosphérique.

Le tableau 4.2 page ci-contre récapitule les valeurs de contraste mesurées à la différence de temps de groupe nulle et corrigées du déséquilibre photométrique ainsi que les RSB trouvés par cette méthode. Les mesures individuelles de 4 minutes permettent une mesure de contraste en accord avec la mesure concaténée et les mesures en fort flux.

Cette expérience montre que nous sommes capables de mesurer des contrastes de 81% en quelques minutes avec environ 30 fW de flux MIR polarisé par bras et avec une résolution spectrale  $\lambda/\Delta\lambda = 100$ . Cela correspond au flux reçu d'une étoile de magnitude 4,5 en bande L par un télescope d'un mètre de diamètre avec 100% de transmission ou magnitude 2 avec 10% de transmission (effet de la turbulence atmosphérique, injection sur un seul mode spatial, transmission des optiques...).

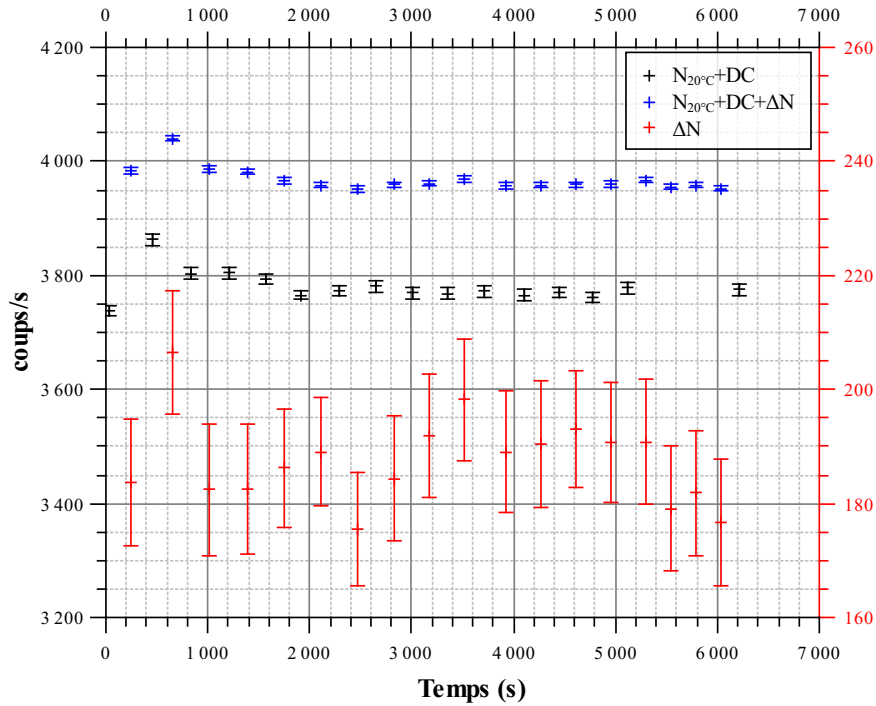


FIGURE 4.7 – Évolution du niveau photométrique en sortie de l’interféromètre.

mesure	n	Intégration (min)		Contraste (%)			RSB		
		Signal	Dark	$\bar{x}$	$\sigma(x)$	$\frac{\sigma(x)}{\sqrt{n}}$	$\bar{x}$	$\sigma(x)$	$\frac{\sigma(x)}{\sqrt{n}}$
individuelle	17	4	2	81,1	14,9	3,6	3,5	1,5	0,36
concaténée	1	68	16	81,5	–	–	14,2	–	–

TABLEAU 4.2 – Tableau récapitulatif des mesures de contraste à bas flux.  $n$  : nombre de mesures;  $\bar{x}$  : moyenne;  $\sigma(x)$  : écart-type;  $\frac{\sigma(x)}{\sqrt{n}}$  : erreur-type de la moyenne.

### 4.4 Mode multicanal spectral

Si la sélectivité spectrale du processus de conversion permet de limiter le flux parasite dû au rayonnement thermique de l’environnement, il limite également la bande spectrale analysable. Comme nous l’avons vu partie 2.1.1.3 page 38, l’utilisation de guide plus court permet d’élargir l’acceptance spectrale du processus de conversion. Cependant, les puissances de pompe nécessaires pour obtenir les mêmes sensibilités avec des guides courts augmentent très rapidement (voir partie 2.1.3.2 page 47).

Une solution alternative consiste à utiliser plusieurs lasers de pompe à des fréquences différentes simultanément, chaque pompe permettant de convertir une partie différente du spectre du signal que l’on souhaite étudier. Les premiers tests ont été effectués dans le cas de la conversion dans un interféromètre de deux sources monochromatiques autour de 1550 nm par deux lasers de pompe de longueur d’onde 1063 et 1064 nm [Gomes 13]. Chaque signal converti produit alors un système de franges indépendant. D’après le théorème de Wiener-Kinchine (voir partie 1.3.1.3 page 18), la fonction de visibilité des franges correspond alors à une fonction  $|\cos(\tau\Delta\nu)|$  dont la période dépend

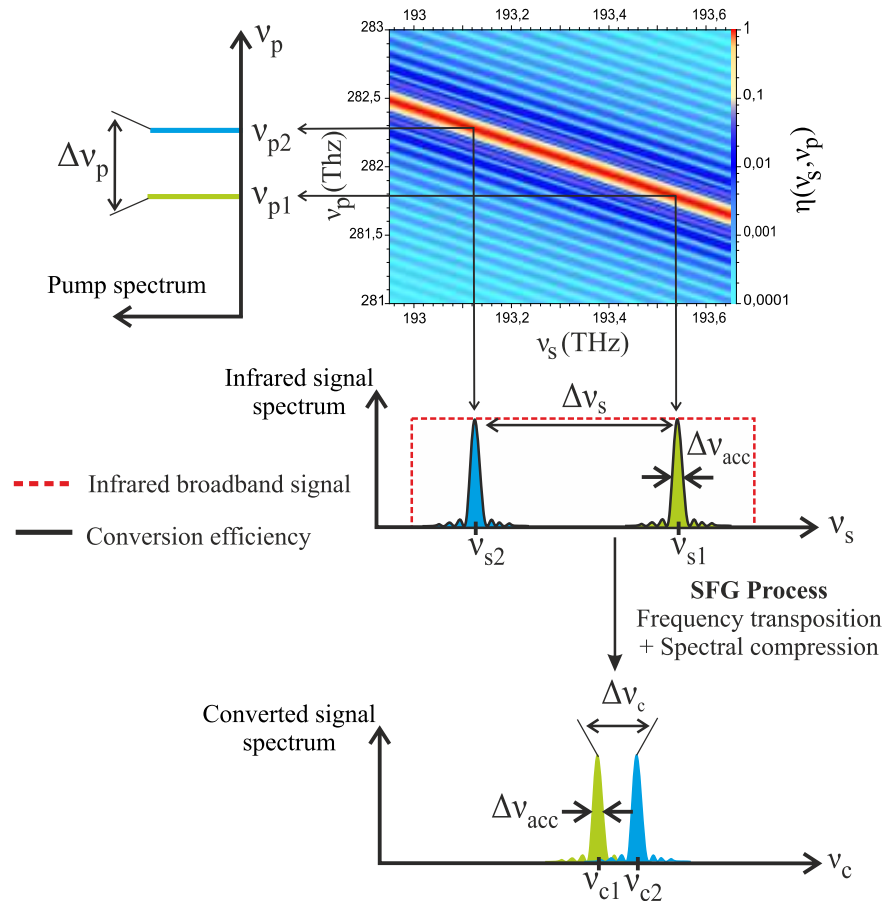


FIGURE 4.8 – Phénomène de compression spectrale lors de la conversion par deux lasers de pompe. L'écart en fréquence des signaux infrarouge  $\Delta\nu_s$  est plus important que l'écart en fréquence des signaux convertis  $\Delta\nu_c$ . La largeur de l'acceptance spectrale  $\Delta\nu_{acc}$  n'est pas modifiée par le processus de conversion mais l'ordre des échantillons spectraux signaux convertis est inversé ( $\nu_{c1} < \nu_{c2}$  alors que  $\nu_{s1} > \nu_{s2}$ ). La colormap représente l'efficacité quantique de conversion normalisée du processus SFG en fonction des fréquences pompe et signal. Figure issue de [Darré 15].

de l'écart en fréquence  $\Delta\nu$  des signaux étudiés. En comparant la fonction de visibilité obtenue à l'aide de lignes à retard placées avant et après le processus de conversion, cette expérience a mis en évidence un effet de compression spectrale en fréquence lors du processus de conversion. Cette compression se traduit par un écart en fréquence des signaux convertis plus faible que l'écart en fréquence des deux lasers autour de 1550 nm. La figure 4.8 schématise cet effet de compression spectral dans le cas plus général de la conversion d'un signal large bande.

Ce dispositif a ensuite permis d'étudier la cohérence temporelle du signal converti dans le cas de la conversion d'une source large bande par deux lasers de pompe [Darré 15]. La densité spectrale du signal converti avec deux pompes est la somme des densités spectrales obtenues avec chaque pompe prise individuellement. Cette somme peut également s'exprimer comme le produit de convolution de la courbe d'acceptance spectrale du processus de conversion de fréquence par la somme de deux impulsions de Dirac. Ainsi, toujours d'après le théorème de Wiener-Kinchine, la fonction de visibilité dans le cas bi-pompe avec un signal source large bande correspond au produit de la fonction de visibilité du cas mono-pompe et du terme de modulation de la forme  $|\cos(\tau\Delta\nu)|$

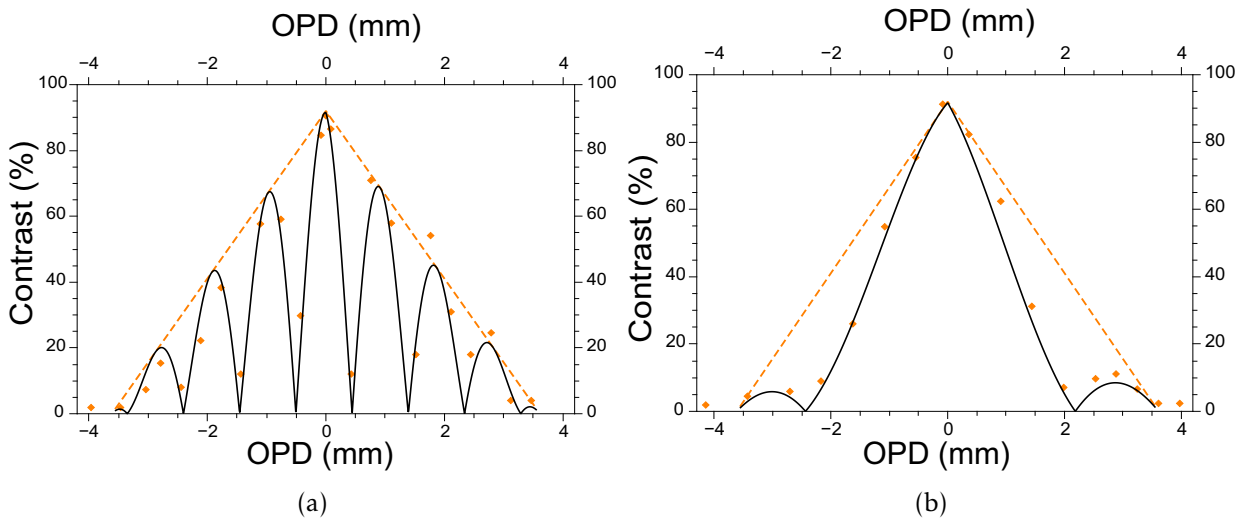


FIGURE 4.9 – Mesure de contraste en fonction de la différence de marche appliquée : (a) sur la ligne à retard infrarouge 1550 nm (avant le processus de conversion) (b) sur la ligne à retard visible 630 nm (après le processus de conversion). Le triangle orange représente la fonction de visibilité dans le cas monopompe, identique quelle que soit la ligne à retard utilisée. La modulation du contraste à l'intérieur de ce triangle dépend de l'écart en fréquence des échantillons spectraux au niveau de la ligne à retard actionnée. Écart en fréquence entre les deux pompes : 397,8 GHz. Figure issue de [Darré 15].

(voir figure 4.9).

À noter que le processus de somme de fréquences conserve la cohérence temporelle du signal, mais également celle de la pompe. Ainsi une différence de phase de la pompe entre les bras de l'interféromètre au moment de la conversion entraîne un déphasage du système de franges du signal converti. Dans le cas mono-pompe, nous ne nous intéressons pas à la phase absolue du système de franges et ce déphasage n'a donc pas d'impact. Cependant, dans le cas multi-pompe, chaque pompe génère un signal converti et donc un système de franges. La différence de phase de chaque pompe entre les bras de l'interféromètre entraîne alors un déphasage différent pour chaque système de franges.

En séparant le flux de chaque pompe par un coupleur individuel avant de recombinaison des flux provenant des différentes pompes et destinés à chaque bras, il est possible d'ajouter un modulateur de phase sur une des sorties de chaque coupleur, permettant ainsi de contrôler la phase de chaque système de franges et de les resynchroniser. Cette technique a été mise en œuvre dans un interféromètre à conversion de fréquence à 1550 nm avec deux pompes et a fait l'objet de l'article Darré *et al.* 2018 reproduit en annexe C.

Le mode multicanal spectral est le prolongement direct de ces travaux. Au lieu de resynchroniser les différents systèmes de franges produits par les différentes pompes, la phase différentielle de chaque pompe est modulée temporellement. En choisissant une fréquence de modulation des franges différentes pour chaque laser de pompe, il devient possible de distinguer les différents systèmes de franges, qui sont alors caractérisés par des pics distincts dans la transformée de Fourier du signal détecté.

Cette expérience a fait l'objet de l'article Lehmann *et al.* 2018b reproduit ci-dessous.

ALOHA à 1550 nm et à 3,5  $\mu\text{m}$  utilisant la même longueur d'onde de pompe, le mode de

fonctionnement multicanal spectral est directement transposable en moyen infrarouge.

Cependant, la multiplication des canaux spectraux n'est pas favorable d'un point de vue de la sensibilité. En effet, si le nombre de coups de chaque canal spectral est proportionnel à la puissance des lasers de pompe individuels, on peut considérer en première approximation que le nombre de coups de signal parasite est lui proportionnel au carré de la puissance de pompe totale (en considérant le signal parasite dominé par sa composante quadratique). De ce fait, le rapport signal à bruit de chaque canal spectral est divisé par le nombre de canaux spectraux par rapport à une mesure où toute la puissance de pompe serait à une seule longueur d'onde. De plus, pour des longueurs d'onde de pompe très proche (inférieure au nanomètre) des battements entre les lasers de pompes peuvent générer un signal parasite supérieur à celui mesurer avec une seule pompe de même puissance totale [Baudoin 14].

À noter, puisque les différents lasers de pompe sont incohérents entre eux, que chaque canal spectral produit une figure d'interférence indépendante dont la longueur de cohérence dépend de la largeur de l'acceptance spectrale des processus non linéaires mis en jeu sur chaque bras. Ces figures d'interférences se somment de façon incohérente et donc la longueur de cohérence du signal converti totale est indépendante du nombre de canaux spectraux.

Si cette nouvelle fonctionnalité n'apporte pas de gain de sensibilité, elle donne néanmoins accès à deux observables supplémentaires utilisées en astronomie : le contraste et la phase différentielle. Ces deux grandeurs correspondent respectivement à la variation spectrale du contraste et de la phase des franges d'interférence dû aux variations des propriétés de l'objet astronomique observé en fonction de la longueurs d'onde. La mesure de la phase différentielle nécessite cependant un dispositif d'asservissement des longueurs des fibres optiques de l'étage de pompe qui sera discuté dans le chapitre 6.

L'utilisation de ce mode multicanal spectral sur le ciel a été tentée à deux reprises lors de missions à l'instrument CHARA sur le Mont Wilson, Californie, en octobre 2017 et 2018. Cependant, de très mauvaises conditions atmosphériques, des problèmes techniques avec l'instrument FLUOR, dont nous utilisons les lignes à retard et les systèmes d'injection dans des fibres optiques<sup>1</sup>, ainsi qu'un feu de forêt à proximité de l'observatoire, ne nous ont pas permis d'obtenir des résultats exploitables.

#### 4.4.1 *Multichannel spectral mode of the ALOHA up-conversion interferometer* (Lehmann *et al.* 2018b)

---

1. Pour plus d'informations sur la façon dont notre instrument était couplé au réseau de télescope CHARA, se référer à la thèse de P. Darré [Darré 16b].

# Multichannel spectral mode of the ALOHA up-conversion interferometer

L. Lehmann,<sup>\*</sup> P. Darré,<sup>†</sup> H. Boulogne,<sup>‡</sup> L. Delage, L. Grossard and F. Reynaud

*Univ. Limoges, CNRS, XLIM, UMR 7252, F-87000 Limoges, France*

Accepted 2018 March 6. Received 2018 March 6; in original form 2018 January 23

## ABSTRACT

In this paper, we propose a multichannel spectral configuration of the Astronomical Light Optical Hybrid Analysis (ALOHA) instrument dedicated to high-resolution imaging. A frequency conversion process is implemented in each arm of an interferometer to transfer the astronomical light to a shorter wavelength domain. Exploiting the spectral selectivity of this non-linear optical process, we propose to use a set of independent pump lasers in order to simultaneously study multiple spectral channels. This principle is experimentally demonstrated with a dual-channel configuration as a proof-of-principle.

**Key words:** Instrumentation: high angular resolution – techniques: interferometric.

## 1 INTRODUCTION

Astronomical Light Optical Hybrid Analysis (ALOHA) is a breakthrough concept for the high angular resolution imaging in astronomy. A general drawing of ALOHA involving two telescopes is shown in Fig. 1. Its key idea is to convert infrared astronomical light to shorter wavelength through a process called sum-frequency generation (SFG; Boyd 1990). This innovative concept takes advantage of non-linear optics and optical fibres to propose a new instrument design compliant with long-baseline interferometer dedicated to the mid-infrared. Intrinsically, ALOHA performs a low flux measurement at room temperature with a narrow spectral selection resulting from the non-linear process.

Convincing preliminary results have been obtained in laboratory with a blackbody source (Gomes et al. 2014), and recently on the sky (Darré et al. 2016) through a collaboration with the CHARA Array team (ten Brummelaar et al. 2005). These studies have been performed in the H astronomical band to take advantage of the mature technology dedicated to optical telecommunications. The frequency conversion is achieved with non-linear crystals that shift H-band light to the visible spectral range around 630 nm through SFG.

More recently, ALOHA has been implemented in the L band with preliminary results in the high flux (Szemendera et al. 2016) and in the photon counting regime with a monochromatic source (Szemendera et al. 2017). Over all these studies, the operating conditions of the non-linear process result in an intrinsic spectral selectivity without the addition of any spectrograph. This property has led us to develop a set of experiments with a multiline laser source used

as a pump source in order to broaden the operating spectral span and investigate coherence behaviours of up-conversion detectors. In the first study (Gomes et al. 2013), the science signal included two laser lines and allowed the first demonstration of the spectral compression effect. Two years later, Darré et al. (2015) reported a dual-channel spectral configuration using a broad-band source. The global interferometric signal resulted from the incoherent superposition of the converted spectral channels but without any possibility of discriminating them.

In this paper, we propose a multichannel spectral mode of ALOHA, exploiting the spectral selectivity of the non-linear process, in order to simultaneously study several spectral channels. This new configuration is based on a set of independent pump lasers to power the non-linear effects, combined with temporal modulations encoding each converted spectral channel. Thanks to specific differential phase modulations applied on each pump line (made straightforward by the coaxial recombination of the fields), the process does not need any additional component on the astronomical optical paths.

The principle of ALOHA operated with a single line pump source is recalled in Section 2. A detailed analysis of the differential spectral phase allows us to predict the interferometric behaviour. In Section 3, we develop the multichannel configuration of ALOHA where the non-linear crystals are powered by multiple laser lines as a pump source. In Section 4, this principle is experimentally demonstrated in-lab with a two-line pump source configuration.

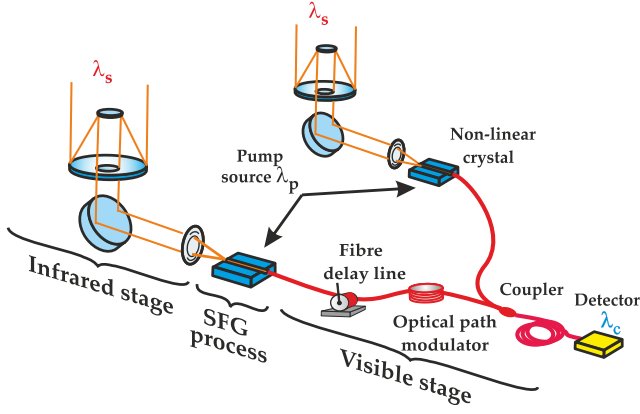
## 2 PRINCIPLE OF THE UP-CONVERSION INTERFEROMETER OPERATED WITH A SINGLE LINE PUMP LASER

Fig. 2 shows the general principle of a two-arm SFG interferometer as implemented in laboratory and operated with a single laser pump. All the guided components are single mode and polarization maintaining at the working wavelength. In this test configuration,

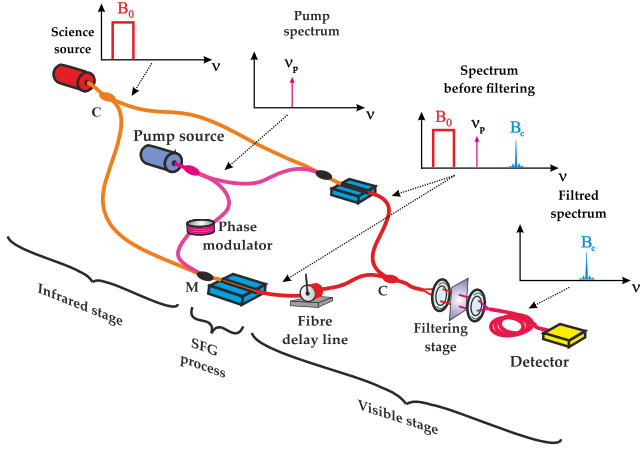
\* E-mail: [lucien.lehmann@xlim.fr](mailto:lucien.lehmann@xlim.fr)

<sup>†</sup> Present address: European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, D-85748 Garching bei München, Germany.

<sup>‡</sup> Present address: LEUKOS, 37 rue Henri Giffard Z.I., F-87280 Limoges Nord, France.



**Figure 1.** Scheme of the ALOHA interferometer with two telescopes. Powered by a pump source ( $\lambda_p$ ), the infrared wavelength ( $\lambda_s$ ) coming from the stellar object is up-converted to the wavelength ( $\lambda_c$ ) by a SFG process in a non-linear crystal.



**Figure 2.** Schematic drawing of a single line laser pump up-conversion interferometer. The broad-band science source is mixed with a single line ( $\nu_p$ ) laser pump source by the wavelength division multiplexer (M) in each interferometric arm. The two converted beams are mixed through a fibre coupler (C) to generate the interferometric signal to be detected. At the output of the mixing stage, a filter set allows us to extract the signal of interest from the parasitic ones.

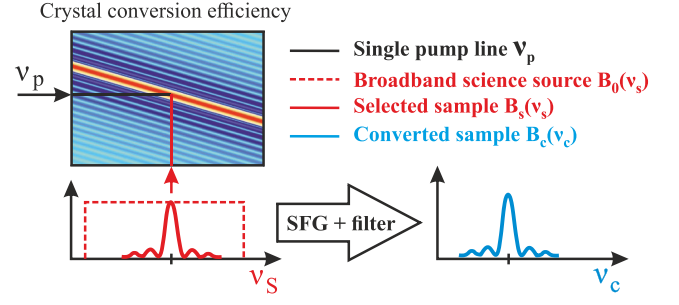
the two telescopes are replaced by a science source connected to a coupler. The interferometer being fed by a point-like source, the fringe visibility due to the object angular intensity distribution is equal to 1. Therefore, the object visibility will not be taken into consideration in the following analysis. The infrared stage carries the beams from the science source ( $H$  band) to the non-linear stages through optical fibres. The fibre length imbalance between the two arms leads to a steady differential spectral phase denoted  $\phi_s$ :

$$\phi_s = a_s + b_s \nu_s, \quad (1)$$

where  $a_s$  and  $b_s$  are the zeroth- and first-order coefficients of this Taylor expansion and  $\nu_s$  is the frequency of the signal. The energy conservation of the SFG process ( $\nu_s = \nu_c - \nu_p$ ) implies:

$$\phi_s = a_s + b_s(\nu_c - \nu_p), \quad (2)$$

where  $\nu_p$  and  $\nu_c$  are, respectively, the frequency of the pump and the converted light. Due to the narrow operating bandwidth of the non-linear crystals, higher order terms of the spectral phase are not taken into account.



**Figure 3.** Scheme illustrating the spectral sampling effect operated by the SFG process. The colourmap shows the conversion efficiency  $\eta(\nu_s, \nu_p)$  as a function of the pump frequency  $\nu_p$  (vertical axis) and the science frequency  $\nu_s$  (horizontal axis). The low-to-high conversion efficiency is displayed from blue to red. Due to its narrow band, the pump signal at  $\nu_p$  samples (horizontal section) the broad-band science source spectrum  $B_0(\nu_s)$  and generates the related converted signal spectrum  $B_c(\nu_c)$ .

An optical fibre coupler shares the quasi-monochromatic pump source between the two non-linear stages. An optical path modulator installed on one of the pump path generates a temporal differential phase  $\phi_{\text{mod}_p} = 2\pi f t$  at a frequency  $f$  between the two interferometric arms.

The science and pump waves are merged through a dedicated multiplexer to reach the input of the non-linear conversion stage where the SFG process is operated. This second-order non-linear effect generates a converted field with a frequency and phase equal to the sum of the frequencies and phases of the incoming science and pump beams (DelRio et al. 2008). At the SFG stage outputs, the converted beams are coupled into single mode fibres at  $\nu_c$ . The fibre length difference between the two interferometric arms leads to a steady differential spectral phase shift  $\phi_c$ :

$$\phi_c = a_c + b_c \nu_c, \quad (3)$$

where  $a_c$  and  $b_c$  are the coefficient of the Taylor expansion of the static spectral phase in the visible stage.

In addition, an optical fibre delay line implemented on one arm induces a differential phase  $\phi_{\text{DL}}$  in order to cancel the group delay in the whole interferometer. This phase  $\phi_{\text{DL}}$  can be expressed as a function of the delay line optical path variation  $\delta_c$  according to the equation:

$$\phi_{\text{DL}} = \frac{2\pi\delta_c \nu_c}{c}. \quad (4)$$

The interferometric mixing is achieved by a fibre coupler. In the filtering stage, a set of filters extracts the converted signal from parasitic fields such as pump residues and pump frequency doubling. The global spectral phase difference  $\phi$  between the two arms of the setup is the sum of the contributions over the different stages of the interferometer:

$$\phi = \phi_s + \phi_{\text{mod}_p} + \phi_c + \phi_{\text{DL}}. \quad (5)$$

Through the non-linear stage, the pump line operates a spectral sampling in the infrared input signal, as shown in Fig. 3. The colourmap represents the non-linear conversion efficiency  $\eta$  as a function of  $\nu_s$  and  $\nu_p$ .  $B_s(\nu_s)$  denotes the sample of the science spectrum density  $B_0(\nu_s)$  converted by the pump line at  $\nu_p$ :

$$B_s(\nu_s) = B_0(\nu_s) \cdot \eta(\nu_s, \nu_p). \quad (6)$$

**Table 1.** Phase contribution summary of the different optical stages.

Stage	Phase delay	Group delay
Infrared stage ( $\phi_s$ )	$a_s - b_s v_p$	$b_s v_c$
Pump stage	$\phi_{\text{mod}p}$	–
Converted stage ( $\phi_c$ )	$a_c$	$b_c v_c$
Delay line ( $\phi_{\text{DL}}$ )	–	$(2\pi\delta_c v_c)/c$

The related power spectral density of the converted signal  $B_c(v_c)$  corresponds to  $B_s(v_s)$  shifted by the pump line through the non-linear process,

$$B_c(v_c) = B_s(v_s) * \delta(v_p), \quad (7)$$

where  $*$  denotes the convolution product.

To preserve the mutual coherence of the fields in the interferometer, care has to be taken to precisely overlap the spectral acceptances of each interferometric arm when the two non-linear crystals are powered by the same pump line at  $v_p$ . This fine overlapping is achieved by an accurate thermal servo control of the non-linear crystals. Assuming this condition is satisfied, the interferometric signal related to an elementary spectral contribution at  $v_c$  can be written as

$$dI(v_c) = B_c(v_c)[1 + \cos(\phi)]dv_c. \quad (8)$$

The global interferometric signal can be derived by integrating  $dI$  over the converted frequency  $v_c$ :

$$I = \int B_c(v_c)[1 + \cos(\phi)]dv_c. \quad (9)$$

Table 1 summarizes the phase contributions of the different optical stages. It is possible to cancel the group delay in the interferometer (right-hand column of Table 1) by adjusting the delay line group delay  $\delta_c$  such as

$$\phi_{\text{DL}} = -(b_s + b_c)v_c. \quad (10)$$

In such experimental conditions,  $\phi$  no longer depends on  $v_c$ :

$$\phi = a_s + a_c - b_s v_p + \phi_{\text{mod}p} = \phi_0 + \phi_{\text{mod}p}, \quad (11)$$

with  $\phi_0$  a constant phase term. In this way, the interferometric signal defined by equation (9) can be expressed as

$$I = (1 + \cos(\phi)) \int B_c(v_c)dv_c. \quad (12)$$

$\int B_c(v_c)dv_c$  corresponds to the total power, denoted  $P$ , of the spectral sample selected through the non-linear process. As the spectral resolution is defined by the related spectral acceptance  $\Delta v_s$ , preserved through the SFG process, we can write

$$P = \int B_c(v_c)dv_c = \int \eta(v_s, v_p)B_s(v_s)dv_s. \quad (13)$$

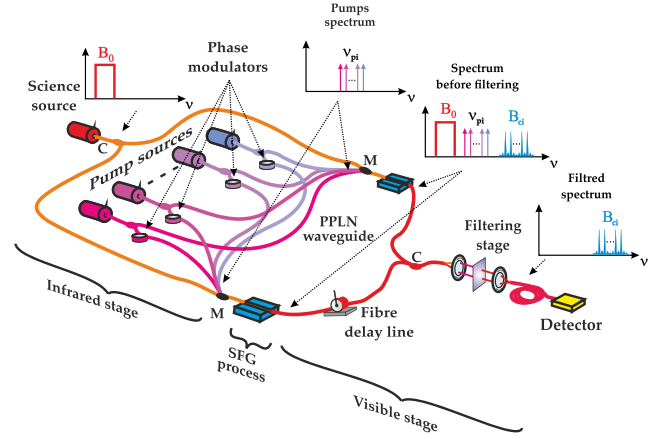
In the case of a science source with a flat spectrum within  $\Delta v_s$ ,  $P$  can be approximated by

$$P = B_0(v_{s0}) \int \eta(v_s, v_p)dv_s = B_0(v_{s0})\eta_0 \Delta v_s, \quad (14)$$

where  $v_{s0}$  is the central frequency of the conversion efficiency  $\eta(v_s, v_p)$  and  $\eta_0$  the maximum conversion efficiency.

This spectrum sample then is tagged at the frequency  $f$  by the temporal modulation of the pump phase  $\phi_{\text{mod}p}$ . The interferometric signal can be expressed as

$$I(t) = P \cdot [1 + \cos(2\pi f t + \phi_0)]. \quad (15)$$

**Figure 4.** Up-conversion interferometer in multichannel mode. Each pump wave is phase-modulated on the first arm of the interferometer.

In the next section, we describe an interferometric configuration that processes several spectral samples simultaneously in order to operate ALOHA in a multichannel mode.

### 3 PRINCIPLE OF THE UP-CONVERSION INTERFEROMETER OPERATED IN MULTICHANNEL SPECTRAL MODE

Fig. 4 shows the general principle of a two-arm up-conversion interferometer operating in multichannel mode. The infrared and converted stages are unchanged, leading to identical expressions for  $\phi_s$ ,  $\phi_{\text{DL}}$ , and  $\phi_c$  as defined in Section 2. Conversely, the pump stage is significantly modified. A set of pump lines is provided by a pump laser assembly. Each pump laser  $i$  is quasi-monochromatic and emits a frequency  $v_{pi}$ . Optical fibre couplers allow us to share the pump sources between the two interferometric arms and optical path modulators induce a specific phase difference  $\phi_{\text{mod}pi} = 2\pi f_i t$  at a frequency  $f_i$  on the pump  $i$ . This individual control of each pump phase is the key improvement compared with our previous work (Darré et al. 2015) and enables the spectral channel discrimination.

Each pump line at frequency  $v_{pi}$  converts a spectral sample  $i$  according to the non-linear crystal properties,

$$B_{si}(v_s) = B_0(v_s) \cdot \eta(v_s, v_{pi}). \quad (16)$$

The related spectral density of the converted signal  $B_{ci}(v_c)$  is equal to the infrared signal spectrum  $B_{si}(v_s)$  shifted by  $v_{pi}$  through the non-linear process as shown in Fig. 5:

$$B_{ci}(v_c) = B_{si}(v_s) * \delta(v_{pi}). \quad (17)$$

Assuming a fine overlapping of the two converted spectra, the interferometric signal related to each pump line  $v_{pi}$  can be derived as

$$dI_i = B_{ci}(v_c)[1 + \cos(\phi_i)]dv_c. \quad (18)$$

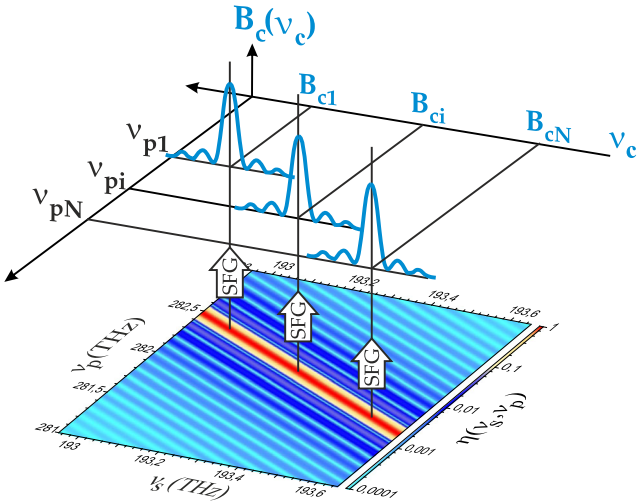
The global interferometric contributions for the spectral sample  $i$  can be written by integrating  $dI_i$ ,

$$I_i = \int B_{ci}(v_c)[1 + \cos(\phi_i)]dv_c. \quad (19)$$

By adjusting the delay line position  $\delta_c$ , it is possible to cancel the group delay in the interferometer so that all the spectral phases  $\phi_i$  no more longer depend on  $v_c$ :

$$\phi_i = a_s + a_c - b_s v_{pi} + \phi_{\text{mod}pi} = \phi_{0i} + \phi_{\text{mod}pi}, \quad (20)$$





**Figure 5.** Converted signal spectrum  $B_{ci}(v_c)$  corresponding to the spectrum  $B_{si}(v_c)$  selected by the pump frequency  $v_{pi}$ . The maximum of conversion efficiency  $\eta(v_s, v_p)$  of the crystal is shown in red on the colourmap.

with  $\phi_{0i}$  a constant phase term. When operating all the pump lines simultaneously, the total interferometric signal is the incoherent superposition of all the  $I_i$  contributions:

$$I = \sum_i I_i = \sum_i \left[ (1 + \cos(\phi_i)) \int B_{ci}(v_c) dv_c \right]. \quad (21)$$

According to equation (13), we define the power  $P_i$  for each spectral sample as following:

$$P_i = \int B_{ci}(v_c) dv_c = \int \eta(v_s, v_{pi}) B_{si}(v_s) dv_s. \quad (22)$$

As in the single pump case, assuming that the science source has a flat spectrum within each spectral acceptance  $\Delta v_s$ ,  $P_i$  can be expressed as

$$P_i = B_0(v_{si}) \int \eta(v_s, v_{pi}) dv_s = B_0(v_{si}) \eta_0 \Delta v_s, \quad (23)$$

where  $v_{si}$  is the central frequency of each conversion efficiency  $\eta(v_s, v_{pi})$  and  $\eta_0$  the maximum conversion efficiency.

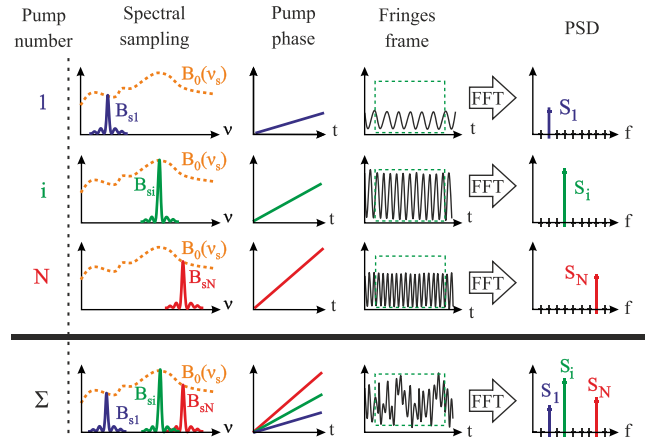
The appropriate temporal modulation of  $\phi_{\text{mod}pi}$  tags each spectral channel at the interferometric signal frequency  $f_i$  through the modulation term  $\cos(\phi_i)$ .

The global interferometric signal can be expressed as

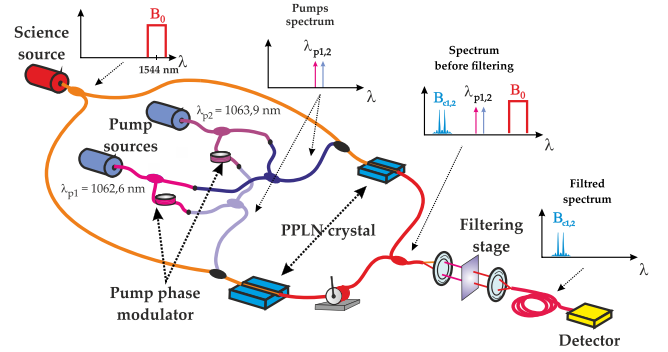
$$I(t) = \sum_i P_i [1 + \cos(2\pi f_i t + \phi_{0i})]. \quad (24)$$

As shown in Fig. 6, those frequencies  $f_i$  are generated by the pump phase modulators driven by dedicated linear slopes. Using a specific fringe modulation frequency  $f_i$  for each spectral sample  $i$  allows us to perform a spectral analysis by a simple Fourier transform of the interferometric output signal. It is important to note that no additional component is necessary on the science channel to switch from the single pump mode to the multichannel one. The only change is applied on the pump source stage and on the related differential phase modulations. In addition, the position of the fringe peaks  $S_i$  can be reordered at convenience in the Fourier transform of the interferometric signal by choosing a specific set of modulation frequencies  $f_i$ .

Using this configuration in a telescope array, it could be possible to measure most of the classic interferometric observables: abso-



**Figure 6.** Effect of the pump phase modulation in multichannel mode. Each pump associated with a spectral sample  $i$  (for  $i = 1$  to  $N$ ) of the source spectrum  $B_0(v_s)$  is linearly modulated. The amplitude of this modulation is different for each pump and tags the corresponding fringes with a dedicated frequency  $f_i$ . Frames of fringes are then demodulated with a FFT. The fringe peaks  $S_i$  in the PSD show the contribution of the different spectral samples.



**Figure 7.** General scheme of our experimental interferometer setup. The internal source is multiplexed with two modulated pump signals. The non-linear crystals operate the SFG process in order to shift the infrared samples to the visible ones. The two arms of the interferometer are then mixed to produce fringes. The detector is a silicon avalanche photodiode.

lute visibility, differential visibility, differential phase, and closure phase. The detailed data processing is however beyond the scope of this paper.

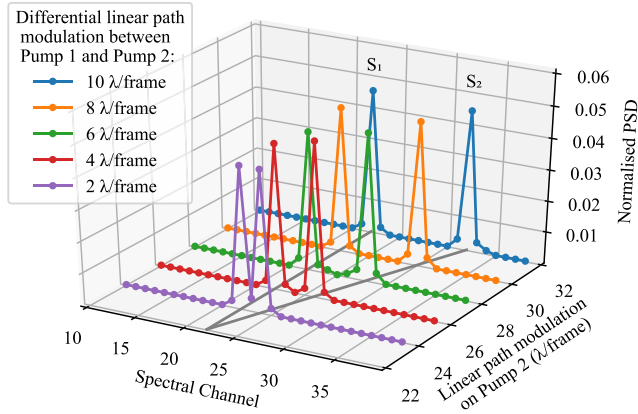
#### 4 EXPERIMENTAL DEMONSTRATION

The multichannel spectral mode of ALOHA has been experimentally demonstrated with the fibre Mach–Zehnder interferometer shown in Fig. 7. This setup comprises four main elements: the signal source, the pump laser assembly, the SFG process stage, and finally the recombination, filtering and detection modules. All over the interferometric arms, the optical fibres are single mode and polarization maintaining at the operating wavelength.

The science signal is provided by a superluminescent source in the mW power range. Its spectrum is centred at 1544 nm and spreads over a 40 nm bandwidth (FWHM). This signal is split through a coupler towards the two interferometric arms. Our experimental demonstration uses only two pumps for the sake of simplicity and cost considerations. We use independent amplified distributed feedback lasers set at a steady wavelength during the whole experiment:

**Table 2.** Overview of the wavelengths involved in the SFG processes.  $\lambda_s$ : signal,  $\lambda_p$ : pump, and  $\lambda_c$ : converted.

Sample	$\lambda_s$	$\lambda_p$	$\lambda_c$
1	1554.0 nm	1062.6 nm	631.08 nm
2	1551.6 nm	1063.9 nm	631.14 nm

**Figure 8.** Experimental measurements of the converted interferometric signal normalized PSD. Each curve corresponds to a specific difference in the amplitude of the path modulation applied between pump 1 and pump 2.

$\lambda_{p1} = 1062.6$  nm for pump 1 and  $\lambda_{p2} = 1063.9$  nm for pump 2. For each pump source, the signal is divided by a  $1 \times 2$  coupler. One of the fibre outputs is coiled around a cylindrical piezoelectric actuator to perform the  $\phi_{\text{mod}_{pi}}$  phase modulation.

The signal and pump beams are merged by multiplexers implemented at the input of each conversion stage. The frequency conversion is achieved through a periodically poled lithium niobate waveguide provided by the NTT corporation. It is based on a ridge technology with a fibre pigtail at both ends. Its length is 2.2 cm and the conversion efficiency has a  $\Delta\lambda = 0.6$  nm bandwidth centred near 1550 nm (depends on the pump wavelength, see Table 2). According to the quasi-phase matching condition, each pump line converts a sample of the broad-band source.

The outputs of the two conversion stages are mixed with a  $2 \times 1$  coupler in order to generate the interferometric fringes of the converted signal. The filtering stage rejects the residual light of pump. For this purpose, a set of band-pass filters centred around the converted wavelength  $\lambda_c = 630$  nm is used. The output signal of the SFG interferometer is detected by a silicon avalanche photodiode. As a result of the temporal phase modulation  $\phi_{\text{mod}_{pi}}$  applied on the pump source stage, the interferometric signal is displayed as a function of time. For each measurement, an analogue-to-digital converter records frames of 0.2 s duration. Over the frame duration, the amplitude voltage applied on each pump piezoelectric actuator evolves linearly as a function of time.

The appropriate amplitude is applied on the optical path modulator of the first channel to get 22 fringes per frame. The interferometric signal is then digitally processed by a fast Fourier transform (FFT) to extract the power spectral density (PSD). It results in a peak  $S_1$  at the 22nd digital channel related to the spectral sample 1 as shown in Fig. 8. At the same time, the second spectral sample phase modulation slope is set to observe 24, 26, 28, 30, or 32 fringes per frame. The related peak  $S_2$  in the PSD curve at the spectral channel 24, 26, 28, 30, or 32 corresponds to the spectral sample 2. These experimental results demonstrate spectroscopic functionality and the ability of ALOHA to process simultaneously two spectral samples and to display them at will. This versatility could be very helpful to reorganize the spectrum processing for differential measurements.

## 5 CONCLUSIONS

We have experimentally demonstrated the ability of the ALOHA instrument to work in a multichannel spectral mode. Each converted sample of a science source spectrum can be tagged through the temporal encoding of the pump differential phases. We used two pump lines to achieve this new operating mode of ALOHA in a laboratory experiment. Further work can now be done in order to take full advantage of a multichannel mode. A much complex pump laser assembly can be set in order to get broad-band spectral information of a science source. This work has been done in the  $H$  band but can be directly transposed to an up-conversion interferometer in the  $L$  band.

## ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been financially supported by the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU), the Centre National d'Études Spatiales (CNES), and Thales Alenia Space. Our thanks go also to A. Dextet for the development and his advice for all the specific mechanical components.

## REFERENCES

- Boyd R. W., 1990, *Nonlinear Optics*, 3rd edn. Academic Press, New York
- Darré P., Szemendera L., Grossard L., Delage L., Reynaud F., 2015, *Opt. Express*, 23, 25450
- Darré P. et al., 2016, *Phys. Rev. Lett.*, 117, 233902
- DelRio L., Ribiere M., Delage L., Reynaud F., 2008, *Opt. Commun.*, 281, 2722
- Gomes J.-T., Grossard L., Ceus D., Vergnole S., Delage L., Reynaud F., Herrmann H., Sohler W., 2013, *Opt. Express*, 21, 3073
- Gomes J.-T. et al., 2014, *Phys. Rev. Lett.*, 112, 143904
- Szemendera L., Darré P., Baudoïn R., Grossard L., Delage L., Herrmann H., Silberhorn C., Reynaud F., 2016, *MNRAS*, 457, 3115
- Szemendera L., Grossard L., Delage L., Reynaud F., 2017, *MNRAS*, 468, 3484
- ten Brummelaar T. A. et al., 2005, *ApJ*, 628, 453

This paper has been typeset from a  $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.



## Vers ALOHA@CHARA à 3,5 $\mu\text{m}$

### Sommaire du présent chapitre

<b>5.1 Présentation de l'instrument CHARA</b>	<b>118</b>
<b>5.2 Stabilisation d'un interféromètre fibré hectométrique</b>	<b>120</b>
5.2.1 <i>Environmental characterisation and stabilisation of a 2x200-meter outdoor fibre interferometer at the CHARA Array (Lehamnn et al. 2019c)</i> . . . . .	120
<b>5.3 Tests de transmission sur un bras</b>	<b>131</b>
5.3.1 Description des télescopes . . . . .	131
5.3.2 Transmission de la lame dichroïque . . . . .	132
5.3.3 Dispositif d'injection dans la fibre optique . . . . .	133
5.3.4 Passage dans les lignes à retard . . . . .	134
5.3.5 Tests sur le ciel . . . . .	136

Comme énoncé partie 1.3.2 page 20, l'un des objectifs à moyen terme du projet ALOHA est de réaliser un démonstrateur complet sur site d'un interféromètre à conversion de fréquence dans le MIR.

La figure 5.1 page suivante représente le schéma général d'une possible mise en œuvre de l'instrument ALOHA sur le réseau de télescopes CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy). Celle-ci peut être décomposée en quatre parties principales :

- la conversion de la lumière de l'étoile et l'injection du signal converti dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation dans l'enceinte des télescopes,
- le transport contrôlé du signal converti des télescopes vers les lignes à retard,
- le passage dans les lignes à retard en espace libre et la réinjection dans des fibres optiques monomodes à maintien de polarisation,
- la recombinaison des signaux convertis et la détection du signal interférométrique.

Il est également nécessaire d'acheminer le faisceau du laser de pompe de manière contrôlée et équirépartie jusqu'aux deux télescopes afin d'alimenter les deux processus de conversion.

Ces différentes étapes ont fait l'objet d'études préliminaires au cours de deux missions à CHARA

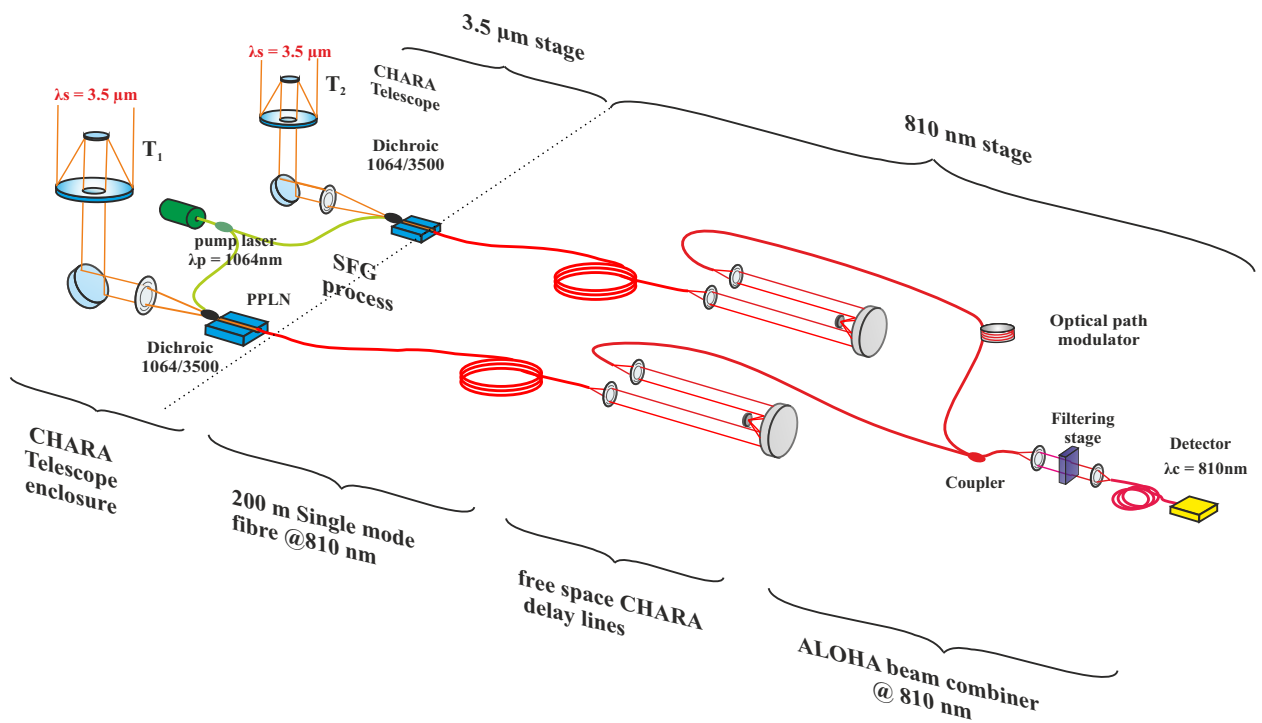


FIGURE 5.1 – Schéma de principe d'une possible implémentation du projet ALOHA à CHARA.

en octobre 2017 et 2018, permettant d'identifier les possibles points d'achoppement du projet. CHARA a été choisi, car c'est l'un des seuls réseaux de télescopes optiques, avec NPOI et le VLTI, disposants à la fois de télescopes et de ligne à retard en fonctionnement. Ces études ont été majoritairement effectuées à une longueur d'onde de 1550 nm, car nous disposons sur place de tronçons de fibre monomode à maintien de polarisation à cette longueur d'onde. Ces tronçons possèdent des longueurs de plusieurs centaines de mètres et ont été hérités du projet 'OHANA [Vergnole 05, Perrin 06, Woillez 17].

La première mission nous a permis d'investiguer les problèmes de stabilité des chemins optiques liés à l'utilisation de fibre optique pour le transport de lumière dans un contexte interférométrique. La seconde mission s'est concentrée sur l'intégration de ce transport fibré aux infrastructures déjà existantes, à savoir les télescopes et les lignes à retard.

## 5.1 Présentation de l'instrument CHARA

CHARA est un réseau de six télescopes de 1 m de diamètre disposés en Y (figure 5.2 page ci-contre) appartenant à la Georgia State University. Ces six télescopes permettent d'accéder à 15 bases différentes entre 31 et 331 m. CHARA est situé sur le Mont Wilson (Californie, USA). Il opère actuellement du visible au proche infrarouge (band K, 2,2  $\mu\text{m}$ ).

La lumière collectée par les télescopes est transportée via des tubes sous vide jusqu'aux lignes à retard où a lieu la compensation des retards de temps de groupe entre les champs captés par les différents télescopes. Cette compensation se fait en deux étapes. Tout d'abord, un système « flûte de pan » (*Pipes of Pan* ou PoP en anglais) constitué d'une série de miroirs amovibles présents dans les tubes sous vide permet de réaliser une précompensation fixe de 0, 36,6, 73,2, 109,7 ou 143,1 m

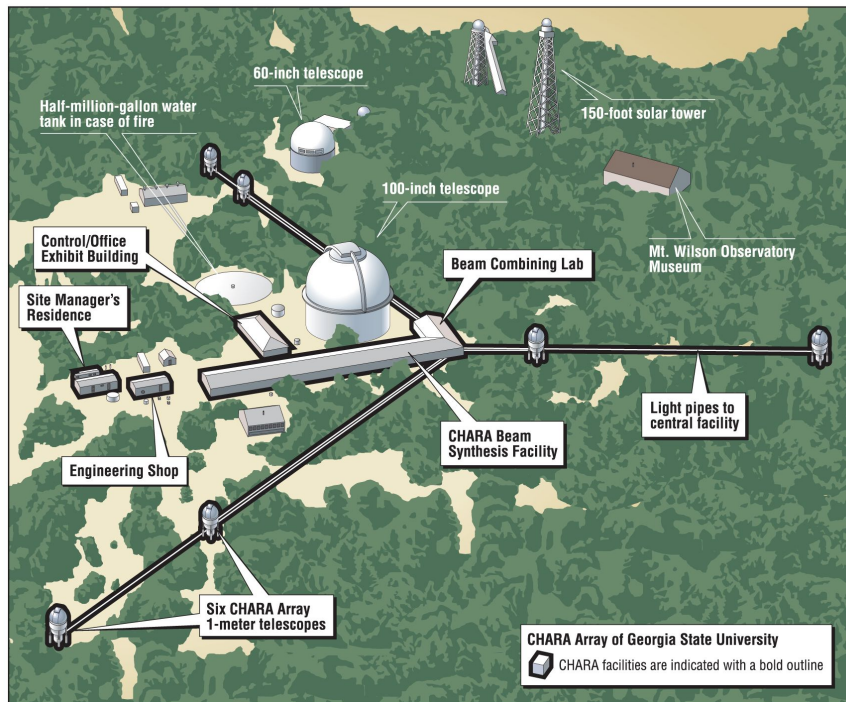


FIGURE 5.2 – Plan du réseau de télescopes CHARA. (copyright CHARA)

Instrument	Télescopes	Bande	Magnitude limite		Résolution spectrale $\lambda/\Delta\lambda$	Type d'étude
			Typique	Maximale		
Acquisition	6	V-R	10,0	12,0		
Tilt tracking	6	V-R	10,0	12,0		
CLASSIC	2	H ou K	7,0	8,5	Large bande	Diamètres
CLIMB	3	H ou K	6,0	7,0	Large bande	Binaires, Disques
MIRCX	6	H	6,0	7,0	50	Imagerie Étoile, Binaires, Disques
PAVO	2	630-900 nm	7,0	8,0	30	Diamètres
VEGA (hi-res)	2 ou 3	V-I <sup>1</sup>	4,0	5,0	30000	Étude Spectrale
VEGA (med-res)	2 ou 3	V-I <sup>2</sup>	6,5	7,5	6000	Étude Spectrale , Diamètres
JouFLU <sup>3</sup>	2	K band	4,5	5,0	Large bande	

<sup>1</sup> 2 bandes de 7 nm (séparation 30 nm) entre 480 et 850 nm  
<sup>2</sup> 2 bandes de 35 nm (séparation 160 nm) entre 480 et 850 nm  
<sup>3</sup> L'instrument JouFLU n'est actuellement plus proposé pour l'observation

TABLEAU 5.1 – Principales caractéristiques des recombineurs installés à CHARA.

sur chacune des voies. Des lignes à retard continues en espace libre réalisent une compensation continue indispensable au suivi de l'étoile au cours de la nuit. Celle-ci est constituée d'un chariot sur lequel est monté un dispositif rétroreflecteur de type « œil-de-chat ». Ces chariots se déplacent sur des rails d'une longueur de 46 m permettant de générer jusqu'à 92 m de différence de marche. Un asservissement de la position du chariot permet d'atteindre une précision de l'ordre de la dizaine de nanomètres [ten Brummelaar 05].

Après le passage dans les lignes à retard, les faisceaux sont envoyés vers le laboratoire de recombinaison où se situent les différents instruments du site. Les principales caractéristiques de ces derniers sont résumées par le tableau 5.1.

## 5.2 Stabilisation d'un interféromètre fibré hectométrique

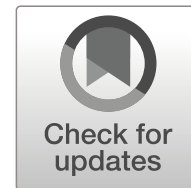
Comme évoqué en introduction, lors de la première mission à CHARA, en octobre 2017, nous nous sommes intéressés aux problématiques de stabilisation d'un interféromètre fibré de grande dimension dans un contexte réaliste.

En effet, les fibres optiques sont très sensibles aux vibrations et aux fluctuations de température, ce qui nécessite de prendre des précautions dans le cadre de leur utilisation en interférométrie, car ces perturbations peuvent générer des variations de différence de marche importantes et rendre impossible toute mesure interférométrique. Il est donc indispensable de mesurer et de corriger ces perturbations. Pour cela nous avons déployé un interféromètre constitué de deux fibres optiques de 200 m chacune sur le site de CHARA, entre le laboratoire de recombinaison et le télescope Est 2 (E2). Sur ces 200 mètres, 40 ont été disjoints, générant ainsi 80 m de non commun. Une portion de fibre de l'un des bras de l'interféromètre a été enroulé autour d'une céramique piézoélectrique, permettant une modification rapide et précise de la différence de marche de l'interféromètre via une tension électrique de commande. Ce dispositif était identique à celui utilisé pour la modulation de la différence de marche de l'interféromètre à conversion de fréquence décrit partie 4.1 page 96.

Cette différence de marche était contrôlée à l'aide d'un régulateur PID analogique permettant un asservissement au flan d'un système de franges généré par une source interne laser à 1550 nm et détecté par un capteur InGaAs. Le signal de commande de cette boucle d'asservissement nous a permis de remonter aux perturbations environnementales subies par l'interféromètre, estimé à 1,2 mm (peak-to-valley) sur une période de deux heures et 45 minutes. Le signal d'erreur de la boucle nous a permis d'estimer la stabilité du système à quelques nm RMS sur des fenêtres temporelle de 200 ms (représentant des temps de trame) pendant la même période. La course de la correction étant très limitée (155  $\mu\text{m}$ ) par rapport l'amplitude totale des perturbations (1,2 mm), cette stabilité n'as pas pu être maintenue de façon continue autour de la même différence de marche pendant toute la durée de l'expérience. Cependant, ce problème peut facilement être résolu par l'utilisation d'une ligne à retard fibrée de course centimétrique comme celle présenté dans le chapitre précédent (partie 4.1 page 96). Moyennant cette modification, la stabilité atteinte lors de cette expérience est tout à fait compatible avec le projet ALOHA à CHARA.

Les détails de cette étude sont disponibles dans l'article ci-dessous.

### 5.2.1 *Environmental characterisation and stabilisation of a 2x200-meter outdoor fibre interferometer at the CHARA Array (Lehamnn et al. 2019c)*



# Environmental characterisation and stabilisation of a 2 × 200-meter outdoor fibre interferometer at the CHARA Array

Lucien Lehmann<sup>1</sup>  · Laurent Delage<sup>1</sup> · Ludovic Grossard<sup>1</sup> · Francois Reynaud<sup>1</sup> · Steve Golden<sup>2</sup> · Craig Woods<sup>2</sup> · Larry Webster<sup>2</sup> · Judit Sturmman<sup>2</sup> · Theo ten Brummelaar<sup>2</sup>

Received: 23 April 2018 / Accepted: 1 April 2019 / Published online: 01 May 2019  
© Springer Nature B.V. 2019

## Abstract

In the framework of the ALOHA project (Astronomical Light Optical Hybrid Analysis), devoted to high resolution imaging in the L band, we investigate in this paper the possibility to deploy fibre links between the telescopes of the CHARA Array. As a first step, we set up an outdoor hectometric fibre interferometer to measure the vibration environment at the Mount Wilson Observatory. The optical path difference of this interferometer has been actively stabilised within an accuracy better than 4 nm<sub>RMS</sub>, a stability largely sufficient for any interferometric application.

**Keywords** Interferometry · Optical fibre · Long baseline · Servo control · High resolution imaging

## 1 Introduction

In the last decade, the use of optical fibre has been widespread among the astronomical community through interferometer projects like JouFLU [1], AMBER [2], MIRC [3] or GRAVITY [4]. Optical fibres show a lot of advantages in terms of spatial filtering [5], high throughput and implementation versatility. However, optical fibres have not yet been used for very long-distance coherent light transport in the context of an astronomical interferometer. Some early works have been done (OHANA Keck [6], OHANA Iki [7]) but never reaching a hectometric or kilometric baseline, due to the lack of active fibre length stabilisation.

---

✉ Lucien Lehmann  
lucien.lehmann@xlim.fr

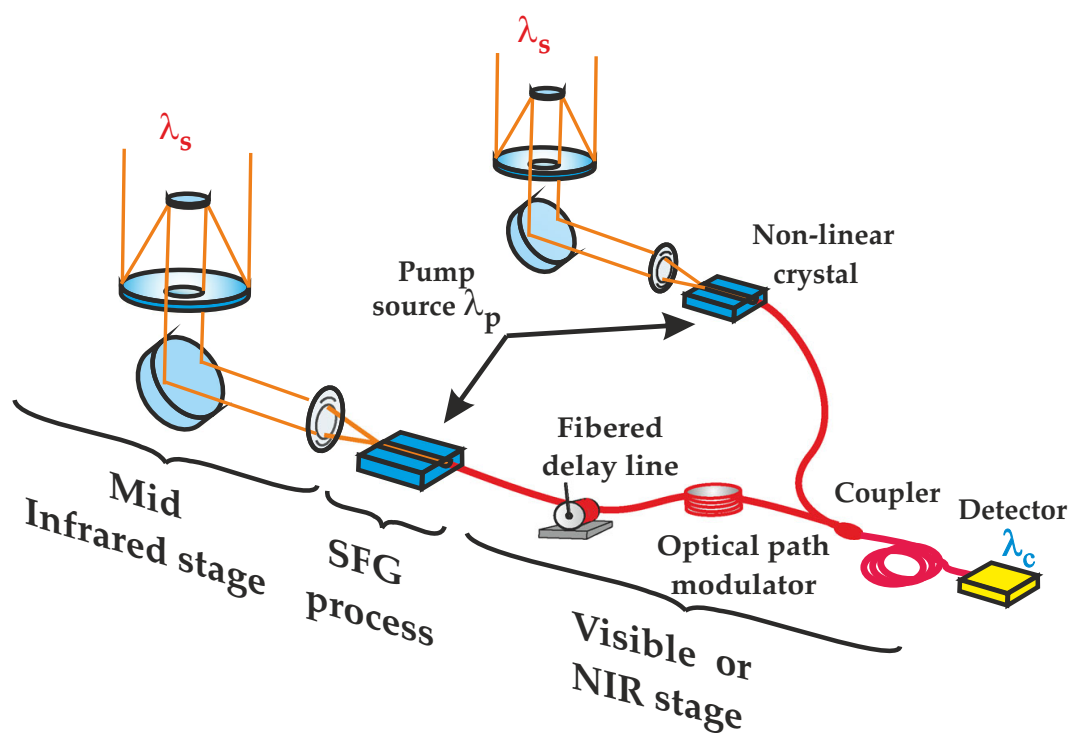
<sup>1</sup> XLIM, 123 rue A. Thomas, 87060 Limoges, France

<sup>2</sup> The CHARA Array, Mt. Wilson Observatory, Mt. Wilson, CA 91023, USA



The experiment reported in this paper is a part of the long term ALOHA project (Astronomical Light Optical Hybrid Analysis) schematically represented in Fig. 1. The goal of this project is to adapt the optical spectral domain of the astronomical source to the operating spectrum of commercial fibres. For this purpose, a non-linear optical process converts mid-infrared light to a spectral domain compatible with single mode silica optical fibre. This conversion is performed at each telescope, so that the converted light can be transported through optical fibres over very long paths. So, the ALOHA concept could give the opportunity to implement a ground-based interferometer array in the mid or far infrared domain in order to observe challenging science cases such as protoplanetary disks or Active Galactic Nuclei [8].

The Georgia State University Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA) Array is an optical/near infrared interferometer with the longest baseline available [9]. This instrument on the grounds of the Mount Wilson Observatory in California comprised of an array of six 1-meter telescopes with baselines ranging from 34 to 330 m. The CHARA Array routinely provides astronomical data in the visible and near infrared domains (up to the astronomical K band). Our mid-term objective is to set up ALOHA on the CHARA Array in order to allow the study of the astronomical L band. The non-linear conversion from  $3.39 \mu\text{m}$  to 810 nm and fringe contrast measurement have already been demonstrated in laboratory experiments [10] as well as the multichannel spectral mode of the instrument in the H band [11]. However, the specific requirements to reach a sub-wavelength optical path stability for fibre links between the CHARA Array telescopes have not been investigated yet. In this paper we present the implementation of an outdoor hectometric



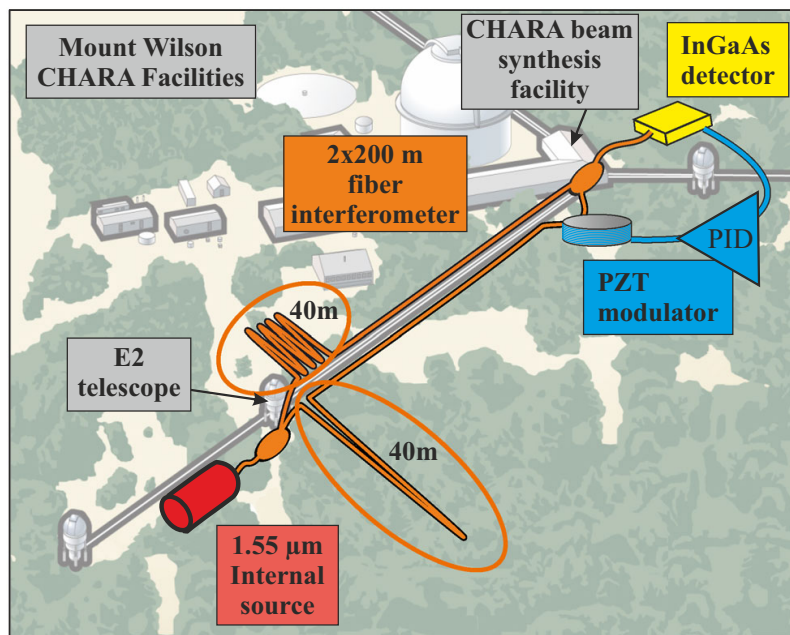
**Fig. 1** Schematic of the ALOHA interferometer with two telescopes. Powered by a pump source at  $\lambda_p$ , the infrared signal at  $\lambda_s$  coming from the stellar object is up converted to the visible or near infrared wavelength  $\lambda_c$  by sum frequency generation (SFG) in a non-linear crystal

fibre interferometer at the Mount Wilson Observatory as a precursor of a future fibre linkage. This experiment focused on the impact of the thermal and vibrational environment on the Optical Path Difference (OPD) of the instrument. We deployed two 200-meter long optical cables between the CHARA recombination laboratory and the East-2 (E2) telescope. We measured the long-term drift of the OPD as a function of time and stabilised this OPD with great accuracy. Both tasks were accomplished by an active control of the OPD of the interferometer.

The experimental setup is presented in Section 2. Section 3 details the data processing used to retrieve both the amplitude of the OPD drift and the stability OPD when the servo loop is closed. The results of this experiment are presented in Section 4.

## 2 The experimental setup

The fibre interferometer was set up at the CHARA Array as shown in Fig. 2. The setup most importantly included two 200-meter single mode and polarisation maintaining optical fibres that were laid down between the recombination laboratory and the E2 telescope in a Mach-Zehnder configuration. Over the 160-meter distance of the telescope and the lab there were two 40-meter sections remaining in each optical cable. These sections were spread around the telescope apart from each other to generate 2x40 m of non common paths. These non common paths were comparable with the two shortest baselines of the CHARA Array: the S1–S2 baseline (34 m) and E1–E2 baseline (66 m). The optical cables were laid directly on the ground and packed



**Fig. 2** Mach-Zehnder interferometer setup at the Mount Wilson Observatory. An internal source is split between two 200 m single mode polarisation-maintaining fibre and recombined by two fibre couplers. The interferometric signal, detected by an InGaAs detector, is used to measure and control the OPD variation of the interferometer through a PID regulator

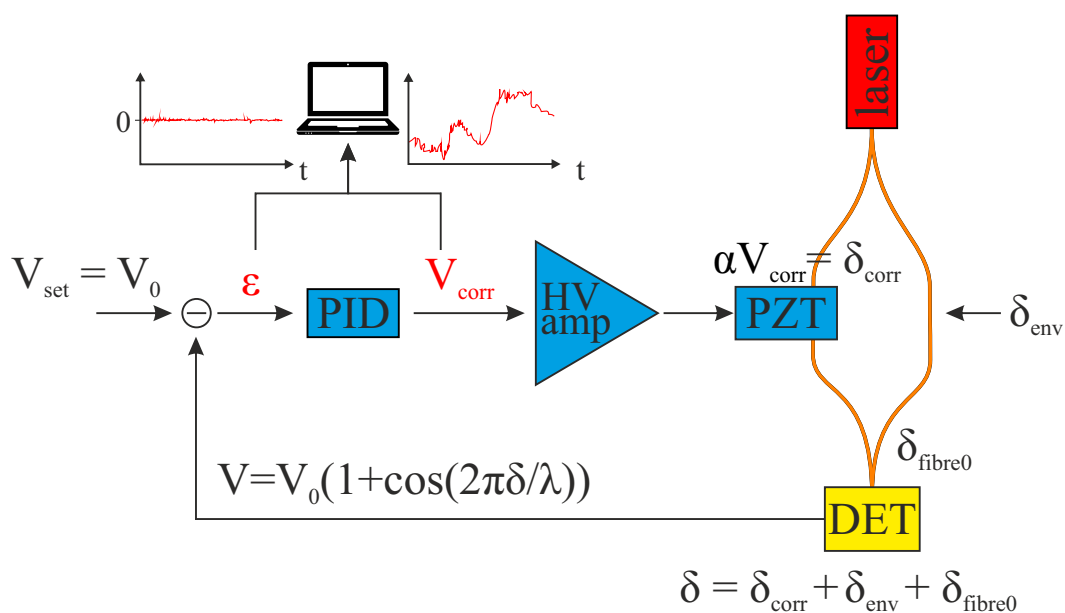
into cylindrical foam pieces to damp vibrations and limit thermal fluctuations. This very basic passive isolation could be significantly improved in the future.

At the fibre tips close to the E2 telescope, the polarised field of the light emitted by a  $1.55\ \mu\text{m}$  distributed feedback (DFB) laser was split by a 50/50 polarisation maintaining fibre coupler and fed the two arms of the interferometer. The light was recombined by a second and identical fibre coupler at the outputs of the fibred arms, located inside the “Beam Synthesis facility”. The interferometric signal detected by an InGaAs photodiode was used to drive a servo loop that controlled the OPD of the interferometer. The actuator of this servo control was a fibre stretcher comprising a cylindrical piezoelectric ceramic (PZT) on which 2 m of one of the fibre-arm was coiled. A driving voltage allowed controlling the OPD with a full stroke of  $150\ \mu\text{m}$ . Considering that the coherence length of the DFB source is around 200 m, we could assume the laser to be monochromatic for our purposes since the fibre-arm lengths were matched within 10 cm. In addition, thermal regulation of the laser diode ensured the stability of the emitted wavelength. Under these experimental conditions, the variations of the detected interferometric signal depended only on the drift of the OPD.

### 3 Method

Figure 3 shows the block diagram of the servo loop used to control the OPD of the interferometer and measure its variations. The detector produces a voltage  $V$  proportional to the intensity of the interferometric signal. It can be written as:

$$V = V_0 \left[ 1 + \cos \left( \frac{2\pi\delta}{\lambda} \right) \right], \quad (1)$$



**Fig. 3** Block diagram of the servo loop. The interferometric signal  $V$  is compared to a set point  $V_{\text{set}}$ . The PID regulator processed the error signal  $\epsilon$  in order to control the OPD of the interferometer. DET: InGaAs detector; HV amp: high voltage amplifier; PZT: piezoelectric actuator

where  $V_0$  is the mean value of the interferometric signal,  $\lambda$  is the wavelength of the DFB source, and  $\delta$  is the total OPD. The difference between the interferometric signal  $V$  and a voltage set-point  $V_{\text{set}}$  generates the error signal  $\varepsilon$  that feeds a proportional-integral-derivative (PID) controller. The PID output signal  $V_{\text{corr}}$  is amplified by a high voltage amplifier. Finally, this amplified PID voltage drives the fibre stretcher and modifies the total OPD  $\delta$  of the interferometer by a value  $\delta_{\text{corr}} = \alpha V_{\text{corr}}$ . We can easily measure  $\alpha$  in open loop by counting the number of fringes produced on  $\varepsilon$  when applying a known ramp voltage to the actuator. In our case,  $\alpha = 5 \lambda/\text{V}$  corresponding to  $7.75 \mu\text{m}/\text{V}$ .

We simultaneously record the error signal  $\varepsilon$  and the correction signal  $V_{\text{corr}}$  at a sampling rate of 10 kHz per acquisition channel.

As we choose  $V_{\text{set}}$  equal to the mean of the interferometric signal  $V_0$ , the error signal is given by:

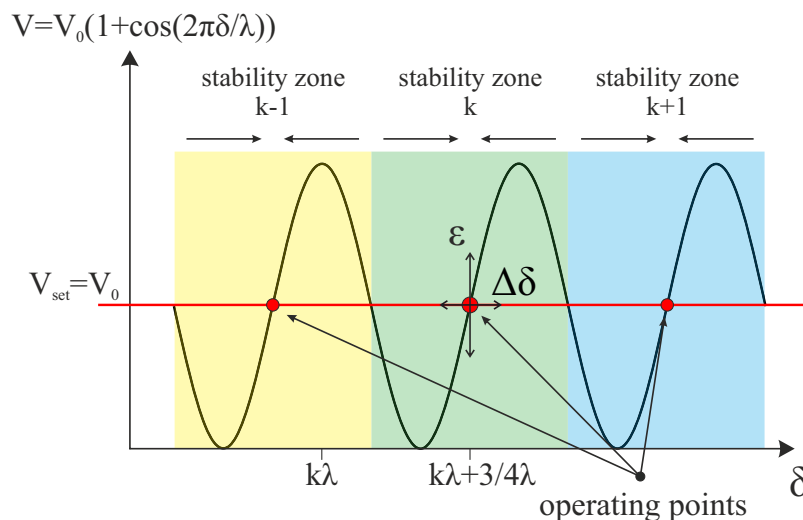
$$\varepsilon = V_0 - V_0 \left[ 1 + \cos \left( \frac{2\pi \delta}{\lambda} \right) \right] = V_0 \cos \left( \frac{2\pi \delta}{\lambda} \right) \quad (2)$$

The total OPD  $\delta$  is the sum of three components:  $\delta_{\text{corr}}$ , the OPD correction imposed by the fibre stretcher,  $\delta_{\text{env}}$ , the optical path drift due to the environmental conditions and  $\delta_{\text{fibre0}}$ , the initial and fixed imbalance of the fibre optical paths. In closed loop,  $\delta$  is near to one of the operating points (Fig. 4) and can be expressed as:

$$\delta = k\lambda + \frac{3}{4}\lambda + \Delta\delta \quad (3)$$

where  $k \in \mathbb{Z}$  and  $\Delta\delta$  is the uncorrected OPD. Using (2), the error signal can be written as:

$$\varepsilon = V_0 \cos \left( 2k\pi + \frac{3\pi}{2} + \frac{2\pi \Delta\delta}{\lambda} \right) = V_0 \sin \left( \frac{2\pi \Delta\delta}{\lambda} \right) \quad (4)$$



**Fig. 4** Interferometric signal  $V$  as a function of the OPD  $\delta$ . For a given set point  $V_{\text{set}}$ , multiple operating points are possible. Each operating point is related to an OPD stability zone

In closed loop  $-\pi < 2\pi \Delta\delta/\lambda < \pi$ , so  $\varepsilon$  is a direct measurement of the uncorrected OPD  $\Delta\delta$ :

$$\Delta\delta = \frac{\lambda}{2\pi} \arcsin\left(\frac{\varepsilon}{V_0}\right) \tag{5}$$

We can also deduce the OPD drift due to the environmental conditions  $\delta_{\text{env}}$ . Let's consider the total OPD  $\delta$ :

$$\delta = \delta_{\text{env}} + \delta_{\text{corr}} + \delta_{\text{fibre0}} \tag{6}$$

Using (3), we can write:

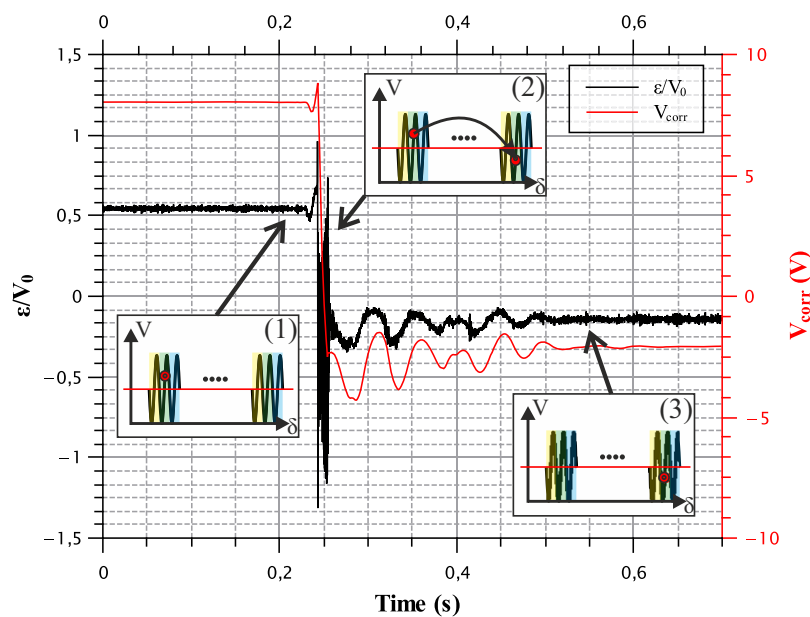
$$\Delta\delta = \delta_{\text{env}} + \delta_{\text{corr}} + \underbrace{\delta_{\text{fibre0}} - k\lambda - \frac{3}{4}\lambda}_{\delta_0} \tag{7}$$

In closed loop  $|\Delta\delta|$  is negligible compared to  $|\delta_{\text{corr}}|$ . So, the command voltage  $V_{\text{corr}}$  is a direct measurement of the optical path drift due to the environmental conditions with an unknown constant offset of  $\delta_0$ :

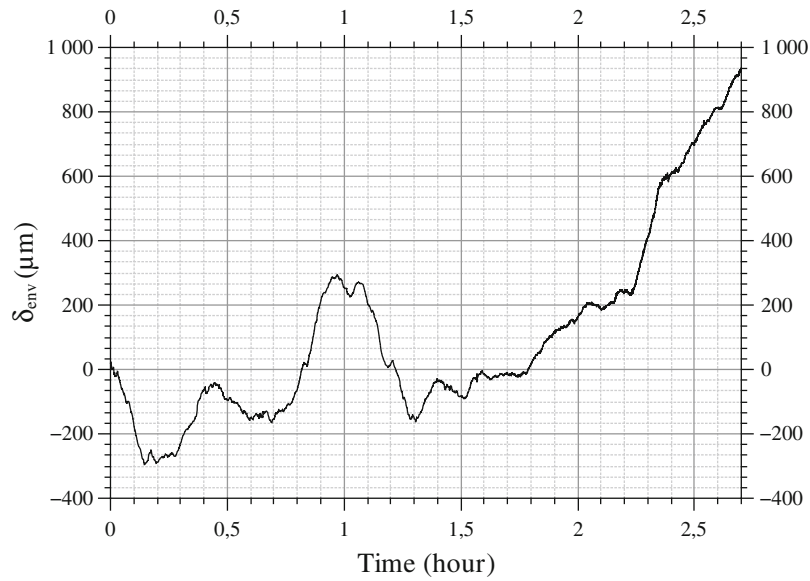
$$\delta_{\text{env}} \approx -\delta_{\text{corr}} + \delta_0 = -\alpha V_{\text{corr}} + \delta_0 \tag{8}$$

### 4 Experimental results

In the early night of October 26, 2017, we recorded the interferometric error signal  $\varepsilon$  and correction signal  $V_{\text{corr}}$  as a function of time. Due to the limited span of the OPD correction, each time when the required correction became greater than the maximum correction the PZT actuator could provide, the system got uncontrolled

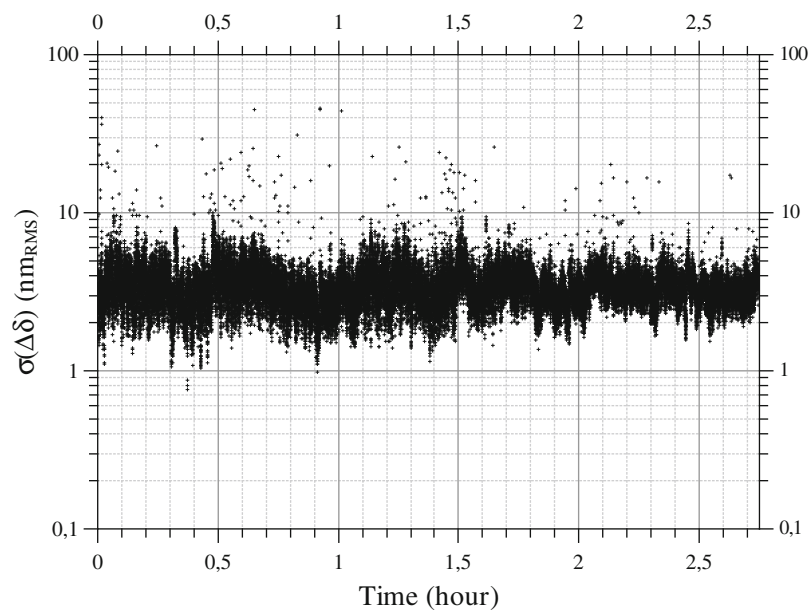


**Fig. 5** Interferometric and error signal during an instability due to the limited span of the OPD correction. When the needed correction exceeds the span of the PZT actuator (1) the system jumps to another operating point (2) before stabilising again (3)

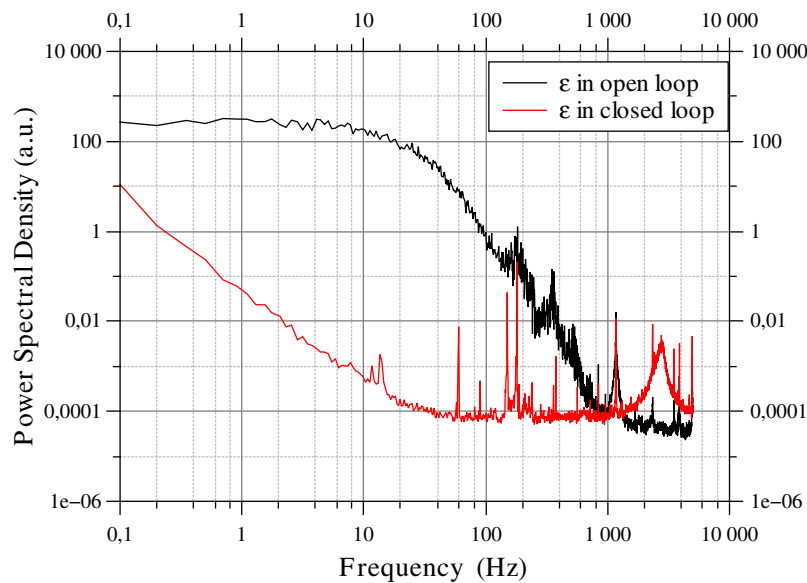


**Fig. 6** OPD drift due to the environment  $\delta_{env}$  reconstructed from the correction signal over 2 hours and 45 min. The peak to valley perturbation is equal to 1.2 mm ( $775 \lambda$ )

for a few hundreds of milliseconds before automatically stabilising again around the neutral position ( $\delta_{corr} = 0$  nm) of the PZT actuator (see Fig. 5). This transient corresponds to a jump from one set-point, as defined in Fig. 4, to another, several stability zones further. During the 2 hours and 45 min of data acquisition we observed such transient 53 times. However, the aggregate duration of all these uncontrolled periods corresponded to 10 s which represented only 0.1% of the total acquisition time. Equation (8) allows us to reconstruct the OPD drift  $\delta_{env}$ , within the bandwidth of the servo



**Fig. 7** Standard deviation of the residual OPD  $\Delta\delta$  over 2 h and 45 min. Each point corresponds to a period of 200 ms. The average residual OPD is  $3.4 \pm 1.3$  nm<sub>RMS</sub> with a stability better than 5.2 nm<sub>RMS</sub> for 95% of the frames



**Fig. 8** Power Spectral Density of the error signal in open and closed loop. The servo loop corrects disturbance below 1 kHz up to -60 dB but generates a resonance peak at 2.5 kHz

loop, from the recorded correction signal  $V_{\text{corr}}$ . The drift of the OPD due to environmental conditions was continuous and varied slowly as compared to the duration of the uncontrolled periods. These uncontrolled periods were removed by concatenating together the stable periods head to tail. Figure 6 shows the reconstructed drift of the OPD  $\delta_{\text{env}}$  as a function of time during the whole experiment. The peak to valley perturbation was equal to 1.2 mm ( $775 \lambda$ ).

Using (5), we could also deduce the value of the uncorrected OPD  $\Delta\delta$  from the measure of the error signal  $\varepsilon$ . Figure 7 shows the evolution of the standard deviation of the uncorrected OPD  $\Delta\delta$  as a function of time, integrated over periods of 200 ms (typical coherence time of the atmosphere at Mount Wilson Observatory). The uncontrolled periods were removed from this analysis. The OPD of the interferometer reached an average stability of  $3.4 \pm 1.3 \text{ nm}_{\text{RMS}} (\lambda/450)$  with a stability better than  $5.2 \text{ nm}_{\text{RMS}} (\lambda/300)$  for 95% of the frames.

The bandwidth of the correction can be estimated by comparing the power spectral density (PSD) of the error signal in closed and open loop (Fig. 8). The system corrected perturbations below 1 kHz up to -60 dB but a resonance frequency around 2.5 kHz appeared on the error signal PSD. This resonance, due to the non-optimal PID coefficients, corresponded to about 50% of the residual OPD variations.

## 5 Conclusion and perspectives

In this paper, we have described an implementation of a stabilised outdoor hectometric interferometer compliant with astronomical interferometry. The peak-to-valley variation of the OPD did not exceed two millimetres over 2 h and 45 min. We managed to obtain an average stability of  $\lambda/450$  over the same duration. These results are fully compliant with any interferometric application and are encouraging steps

toward the implementation of ALOHA with fibre linkages at the CHARA Array. The first improvement of this experiment will consist in increasing the span of the correction actuator, in order to eliminate the intermittent instability observed in this experiment. This can be done by adding a second stage of correction focused on the compensation of the low frequency and high amplitude perturbations. A motorised fibre delay line with a stroke of a few centimetres can be easily added to the interferometer. In its current form, the PID regulator shows both static errors and a frequency resonance around 2.5 kHz, but it can be significantly improved.

The next step will be to measure fringe contrast of a faint broadband source while stabilising the OPD with the laser signal [12].

**Acknowledgments** This work has been financially supported by the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU), the Centre National d'Études Spatiales (CNES) and Thales Alenia Space. We also thank all the OHANA team for lending the optical fibre. The CHARA Array of Georgia State University is supported by the National Science Foundation.

## References

1. Scott, N.J., Millan-Gabet, R., Lhomé, E., Ten Brummelaar, T.A., Coudé Du Foresto, V., Sturmann, J., Sturmann, L.: *J. Astron. Instrum.* **02**(2), 1340005 (2013). <https://doi.org/10.1142/S2251171713400059>; <http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S2251171713400059>. 00003
2. Petrov, R.G., Malbet, F., Weigelt, G., Antonelli, P., Beckmann, U., Bresson, Y., Chelli, A., Dugué, M., Duvert, G., Gennari, S., Glück, L., Kern, P., Lagarde, S., Le Coarer, E., Lisi, F., Millour, F., Perraut, K., Puget, P., Rantakyro, F., Robbe-Dubois, S., Roussel, A., Salinari, P., Tatulli, E., Zins, G., Accardo, M., Acke, B., Agabi, K., Altariba, E., Arezki, B., Aristidi, E., Baffa, C., Behrend, J., Blöcker, T., Bonhomme, S., Busoni, S., Cassaing, F., Clause, J.M., Colin, J., Connot, C., Delboulbé, A., Domiciano de Souza, A., Driebe, T., Feautrier, P., Ferruzzi, D., Forveille, T., Fossat, E., Foy, R., Fraix-Burnet, D., Gallardo, A., Giani, E., Gil, C., Glentzlin, A., Heiden, M., Heininger, M., Hernandez Utrera, O., Hofmann, K.H., Kamm, D., Kiekebusch, M., Kraus, S., Le Contel, D., Le Contel, J.M., Lesourd, T., Lopez, B., Lopez, M., Magnard, Y., Marconi, A., Mars, G., Martinot-Lagarde, G., Mathias, P., Mège, P., Monin, J.L., Mouillet, D., Mourard, D., Nussbaum, E., Ohnaka, K., Pacheco, J., Perrier, C., Rabbia, Y., Rebattu, S., Reynaud, F., Richichi, A., Robini, A., Sacchetti, M., Schertl, D., Schöller, M., Solscheid, W., Spang, A., Stee, P., Stefanini, P., Tallon, M., Tallon-Bosc, I., Tasso, D., Testi, L., Vakkili, F., von der Lühe, O., Valtier, J.C., Vannier, M., Ventura, N.: *Astron. Astrophys.* **464**(1), 1 (2007). <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066496>; <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361:20066496>
3. Monnier, J.D., Berger, J.P., Millan-Gabet, R., ten Brummelaar, T.A. In: Traub, W.A. (ed.) *New Frontiers in Stellar Interferometry*, vol. 5491, p. 1370 (2004). <https://doi.org/10.1117/12.550804>. <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.550804>
4. Gillessen, S., Eisenhauer, F., Perrin, G., Brandner, W., Straubmeier, C., Perraut, K., Amorim, A., Schöller, M., Araujo-Hauck, C., Bartko, H. In: *Optical and Infrared Interferometry II*, vol. 7734, p. 77340Y. International Society for Optics and Photonics (2010)
5. Foresto, V.C.d.: *Symp. Int. Astron. Union* **158**, 261 (1994). <https://doi.org/10.1017/S0074180900107715>. <https://www.cambridge.org/core/journals/symposium-international-astronomical-union/article/integrated-optics-in-astronomical-interferometry/11E16D425B164A96835AA43EE8D9AAAB>
6. Perrin, G., Woillez, J., Lai, O., Guérin, J., Kotani, T., Wizinowich, P.L., Mignant, D.L., Hrynevych, M., Gathright, J., Léna, P., Chaffee, F., Vergnole, S., Delage, L., Reynaud, F., Adamson, A.J., Berthod, C., Briant, B., Collin, C., Crétenet, J., Dauny, F., Deléglise, C., Fédou, P., Goeltzenlichter, T., Guyon, O., Hulin, R., Marlot, C., Marteau, M., Melse, B.T., Nishikawa, J., Reess, J.M., Ridgway, S.T., Rigaut, F., Roth, K., Tokunaga, A.T., Ziegler, D.: *Science* **311**(5758), 194 (2006). <https://doi.org/10.1126/science.1120249>; <http://science.sciencemag.org/content/311/5758/194>



7. Woillez, J., Lai, O., Perrin, G., Reynaud, F., Baril, M., Dong, Y., Fédou, P.: *Astron. Astrophys.* **602**, A116 (2017). <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730500>. <https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2017/06/aa30500-17/aa30500-17.html>
8. Monnier, J.D., Kraus, S., Buscher, D., Berger, J.P., Haniff, C., Ireland, M., Labadie, L., Lacour, S., Le Coroller, H., Petrov, R.G., Pott, J.U., Ridgway, S., Surdej, J., ten Brummelaar, T., Tuthill, P., van Belle, G.: In: *Optical and Infrared Interferometry IV*, vol. 9146, p. 914610 (2014) <https://doi.org/10.1117/12.2057262>
9. Brummelaar, T.A.t., McAlister, H.A., Ridgway, S.T., Bagnuolo, J.W.G., Turner, N.H., Sturmman, L., Sturmman, J., Berger, D.H., Ogden, C.E., Cadman, R., Hartkopf, W.I., Hopper, C.H., Shure, M.A.: *Astrophys. J.* **628**(1), 453 (2005). <https://doi.org/10.1086/430729>; <http://iopscience.iop.org/0004-637X/628/1/453>
10. Szemendera, L., Grossard, L., Delage, L., Reynaud, F.: *Month. Notic. R. Astron. Soc.* **468**(3), 3484 (2017). <https://doi.org/10.1093/mnras/stx780>; <https://academic.oup.com/mnras/article-lookup/doi/10.1093/mnras/stx780>
11. Lehmann, L., Darré, P., Boulogne, H., Delage, L., Grossard, L., Reynaud, F.: *Month. Notic. R. Astron. Soc.* **477**(1), 190 (2018). <https://doi.org/10.1093/mnras/sty648>; <http://academic.oup.com/mnras/article/477/1/190/4925913>
12. Reynaud, F., Alleman, J.J., Connes, P.: *Appl. Opt.* **31**(19), 3736 (1992). <https://doi.org/10.1364/AO.31.003736>; <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?uri=ao-31-19-3736>

**Publisher's note** Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

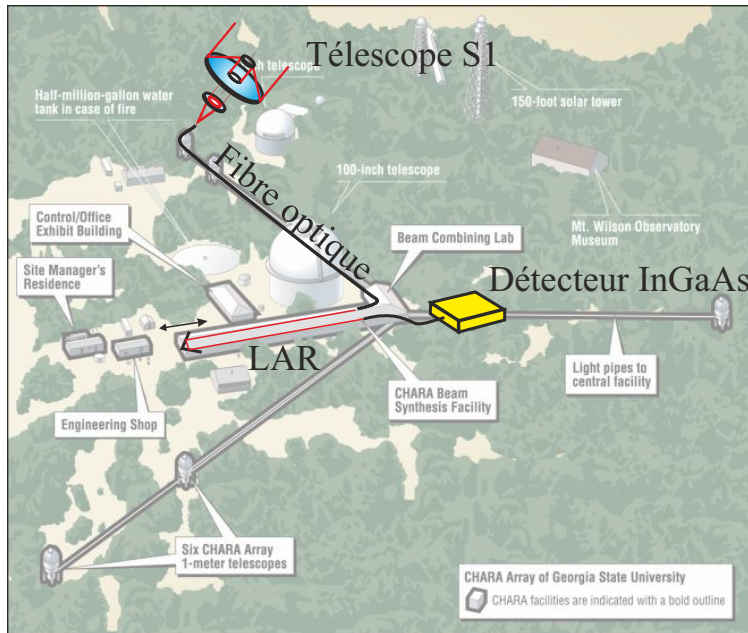


FIGURE 5.3 – Schéma du dispositif mis en place lors du test de transmission sur un bras. Les deux fibres optiques, entre le télescope et la ligne à retard (LAR), et entre la ligne à retard et le détecteur sont monomodes à 1550 nm et à maintien de polarisation. Le détecteur utilisé est une photodiode avalanche en InGaAs.

## 5.3 Tests de transmission sur un bras

Lors de la seconde mission à CHARA, en octobre 2018, nous nous sommes cette fois intéressés à l'intégration du transport fibré aux installations de CHARA. Les deux points les plus importants de cette intégration sont l'injection de la lumière captée par les télescopes dans un guide monomode et le passage par les lignes à retard de CHARA. La chaîne complète (injection au niveau du télescope Sud 1 (S1), transport par fibre optique monomode à maintien de polarisation, passage dans une ligne à retard de CHARA, réinjection dans une fibre optique puis détection) a été testée à 1550 nm avec une source interne et sur le ciel. La figure 5.3 schématise le dispositif.

### 5.3.1 Description des télescopes

La figure 5.4a page suivante représente le schéma général d'un télescope de CHARA. Il s'agit d'un réducteur de faisceau de type Mersenne, afocal et sans foyer intermédiaire, permettant de compresser le faisceau de lumière capté par le miroir primaire en un faisceau collimaté de cinq pouces.

La lumière de l'étoile est collectée par le miroir M1 (parabolique) puis collimatée en un faisceau de 5 pouces par le miroir M2 (hyperbolique). Deux miroirs plans (M3 et M4) renvoient le faisceau vers la table optique, photographiée figure 5.4b page suivante. Sur celle-ci, le faisceau traverse une lame dichroïque (BS) avant d'être renvoyé par les miroirs M5 et M6 (non visible sur le schéma) dans l'axe de rotation du télescope. Une série de miroirs dirige le faisceau vers les lignes à retard situées à une distance allant de 30 à 230 m des télescopes, via les tubes sous vide.

La lame dichroïque a deux fonctions, elle permet d'une part de renvoyer un faisceau provenant

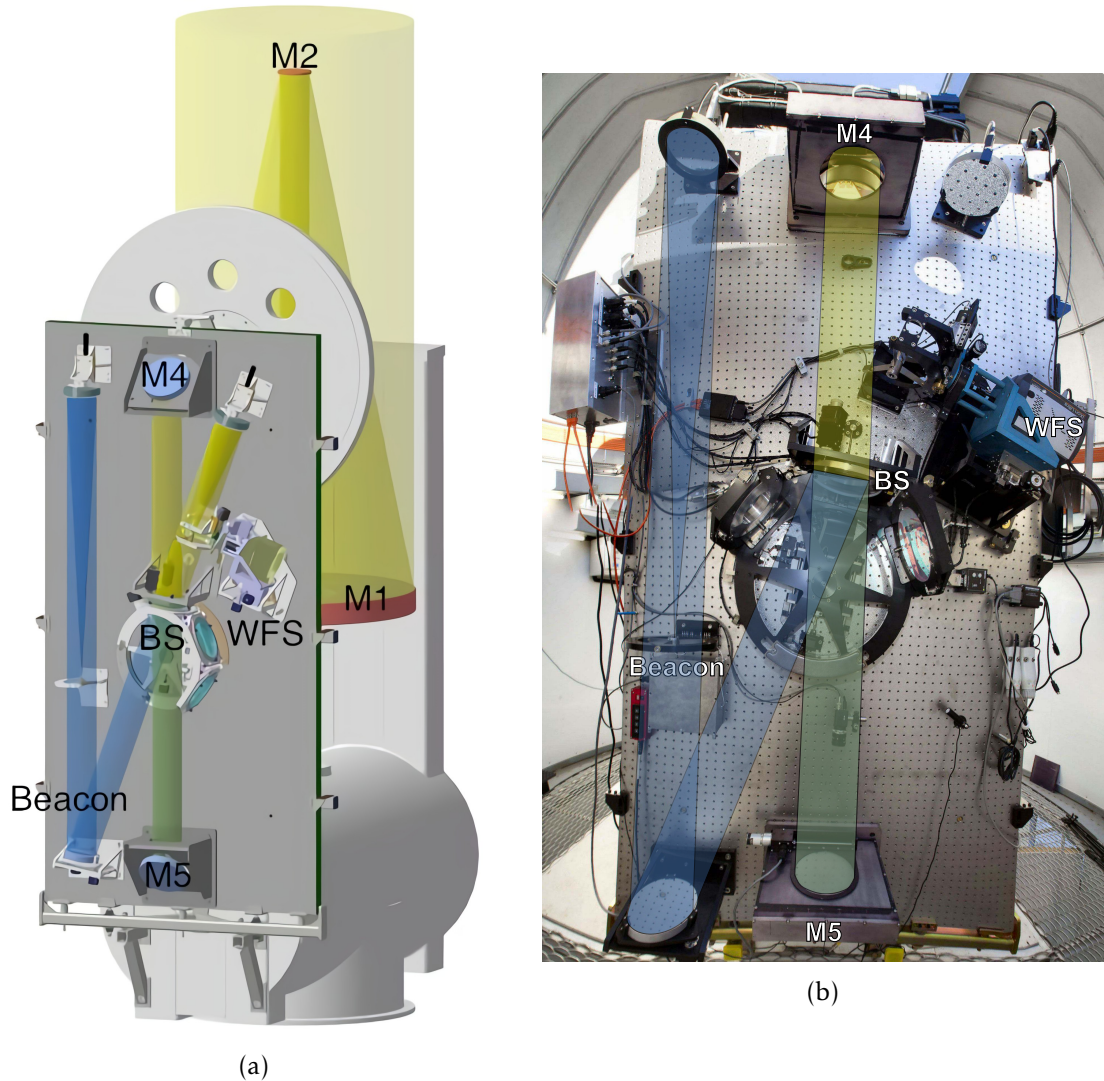


FIGURE 5.4 – Schéma d'un télescope de CHARA et photographie du banc optique associé. En bleu le faisceau issu de la source interne fibrée (Beacon); en jaune la lumière de l'étoile; en vert leur superposition. Le trajet du faisceau de la lame dichroïque (BS) vers le senseur de front d'onde (WFS) n'a pas été reproduit sur la photographie. (photographie original et schéma copyright CHARA)

d'une source interne (Beacon) en direction du laboratoire de recombinaison pour aligner l'instrument et, d'autre part, de renvoyer une partie de la lumière de l'étoile en direction du détecteur de front d'onde (WFS). Ce détecteur fait partie de l'optique adaptative en cours de déploiement à CHARA. Le miroir déformable devant remplacer M4 n'étant pas encore installé, le détecteur de front d'onde ne permet que la correction de tip-tilt par un ajustement de la position angulaire du miroir M2.

### 5.3.2 Transmission de la lame dichroïque

L'utilisation de la lame dichroïque dans le cadre du projet ALOHA est indispensable pour pouvoir bénéficier de la correction de tip tilt et plus tard de l'optique adaptative de chaque télescope. Le module de conversion doit nécessairement se placer entre la lame dichroïque et le

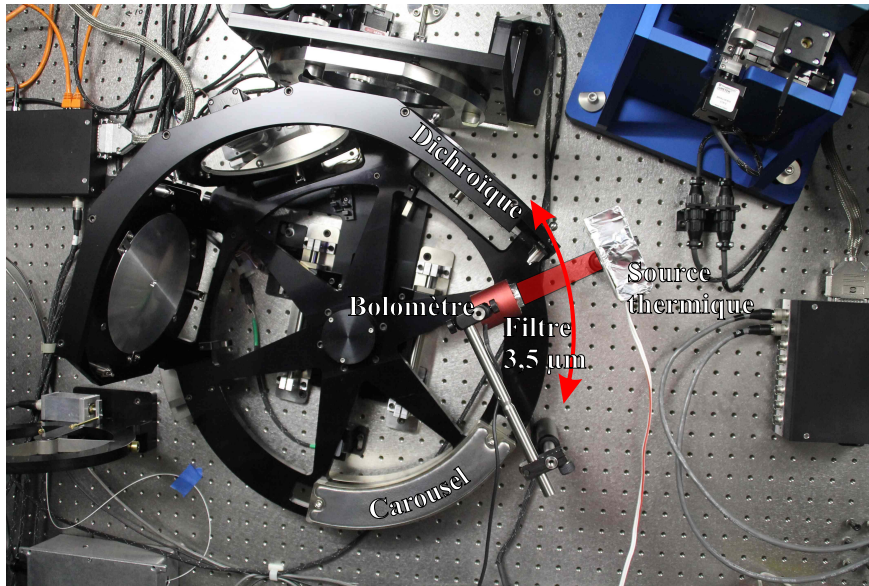


FIGURE 5.5 – Photographie du dispositif utilisé pour mesurer la transmission de la dichroïque autour de 3,5 µm

miroir M5.

Cette lame dichroïque doit donc être transparente à 3,5 µm, mais n'a pas été initialement prévue pour cette gamme de longueurs d'onde. Nous avons donc mesuré à l'aide d'une source thermique MIR son coefficient de transmission incohérent. La figure 5.5 représente une photographie du dispositif expérimental utilisé. Une source thermique de type « filament » collimatée ainsi qu'un bolomètre sont placés de part et d'autre de la dichroïque. La rotation du carrousel sur lequel est montée la dichroïque permet de placer cette dernière entre la source et le détecteur et de la retirer. Un filtre interférentiel centré autour de 3,5 µm et de largeur 500 nm limite la mesure de transmission à la bande spectrale qui nous intéresse. Ce montage nous a permis de mesurer une transmission de l'ordre de 30%. Cette valeur est suffisante pour nous permettre de travailler en bande L dans un premier temps sans investir dans une lame dichroïque dédiée.

### 5.3.3 Dispositif d'injection dans la fibre optique

L'injection de la lumière captée par le télescope dans la fibre optique, et à terme dans le guide non linéaire, est une étape cruciale et potentiellement très impactante sur les performances de l'instrument, comme nous l'avons vu lors des tests de conversion à C2PU décrit partie 3.4.2.3 page 86.

La figure 5.6 page suivante est une photographie du montage que nous avons utilisé pour fabriquer un foyer dans l'enceinte du télescope S1 et injecter de la lumière provenant d'une étoile dans une fibre optique monomode à 1550 nm et à maintien de polarisation. Cette photographie représente le breadboard vertical, fixé sur le côté du télescope S1. La lumière de l'étoile descendant verticalement est interceptée par une parabole hors axe (focale de 658 mm) entre la dichroïque et le miroir M5. Le faisceau convergent est replié par un miroir plan vers la fibre optique placée sur un système de micro-positionnement trois axes.

Une translation motorisée permet de « ranger » la parabole sur le côté. Le faisceau poursuit

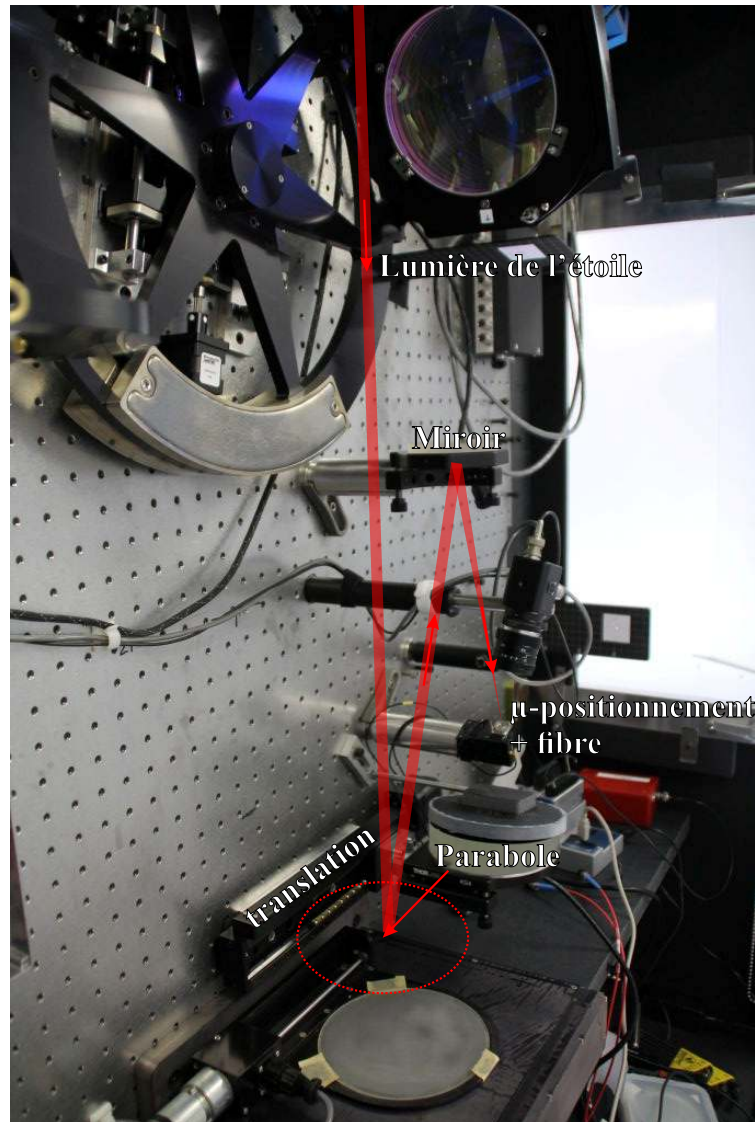


FIGURE 5.6 – Photographie du dispositif d'injection dans une fibre optique. La parabole est ici en position « rangée ». Pour réaliser une injection la parabole est déplacée vers la position indiquée par le cercle pointillé.

alors son chemin habituel vers le miroir M5, ce qui permet de ne pas entraver le cours normal des opérations de CHARA lorsque nous ne cherchons pas à injecter dans la fibre.

#### 5.3.4 Passage dans les lignes à retard

La compensation de la différence de temps de groupe dans un réseau de télescopes nécessite des lignes à retard de l'ordre de grandeur de la base utilisée. Ainsi même la plus petite base de CHARA (31 m) nécessite des lignes à retard bien plus grandes que celle potentiellement réalisable avec des fibres optiques [Simohamed 97], à quoi s'ajoutent les problèmes de dispersion chromatique différentielle empêchant de compenser une différence de chemin dans le vide ou l'air par une différence de chemin optique dans une fibre optique. Il est donc indispensable d'utiliser les lignes à retard en espace libre de CHARA.

Pour cela, deux modules de collimation et de réinjection ont été réalisés. Ceux-ci sont constitués



FIGURE 5.7 – Dispositif permettant le passage dans les lignes à retard de CHARA. En haut à gauche, le module de collimation, en haut à droite le chariot de la ligne à retard et au centre la ligne à retard proprement dite. Le module de réinjection est positionné sur une table optique hors champ.

d'un système de micropositionnement servant de support à une fibre optique et d'une parabole hors axe (focale de 101,6 mm). Comme indiqué par la figure 5.7, le module de collimation, placé directement sur les rails de la ligne à retard, renvoie un faisceau collimaté issu d'une fibre optique en direction du chariot et parallèlement à l'axe de déplacement de ce dernier. Le faisceau réfléchi par le chariot parcourt le même chemin dans le sens inverse jusqu'au module de réinjection, symétrique du module de collimation, qui réinjecte le faisceau dans une fibre optique monomode.

L'alignement a été effectué avec le chariot positionné à l'extrémité la plus éloignée des lignes à retard. Dans cette configuration nous avons pu obtenir une transmission de l'ordre de 73% à 1550 nm. La transmission du dispositif est définie comme le rapport entre la puissance injectée dans la fibre optique par le module de réinjection et la puissance à la sortie de la fibre du module de collimation. La figure 5.8 page suivante représente l'évolution du facteur de transmission du système en fonction de la position du chariot lors d'un trajet aller-retour sur la totalité de la course de la ligne à retard. On observe une diminution de seulement 25% de la transmission dans le pire des cas par rapport à la valeur de transmission maximale. Ce minimum est atteint à environ mi-course et correspond à une transmission de 55%. Cette valeur pourrait être significativement diminuée, soit par un meilleur alignement passif des modules de collimation/réinjection avec l'axe de déplacement du chariot, soit par un déplacement actif des fibres optiques en fonction de la position du chariot. Ces résultats sont cependant suffisants pour nos objectifs actuels. On remarque également la bonne répétabilité de la transmission entre l'aller et le retour, ce qui témoigne de la bonne stabilité des modules de collimation et de réinjection et surtout des lignes à retard de CHARA.

Il faudra cependant réitérer ces mesures à 810 nm, car, à cette longueur d'onde, nous risquons d'être plus sensibles aux défauts des optiques utilisées. En effet, les défauts de l'état de surface et

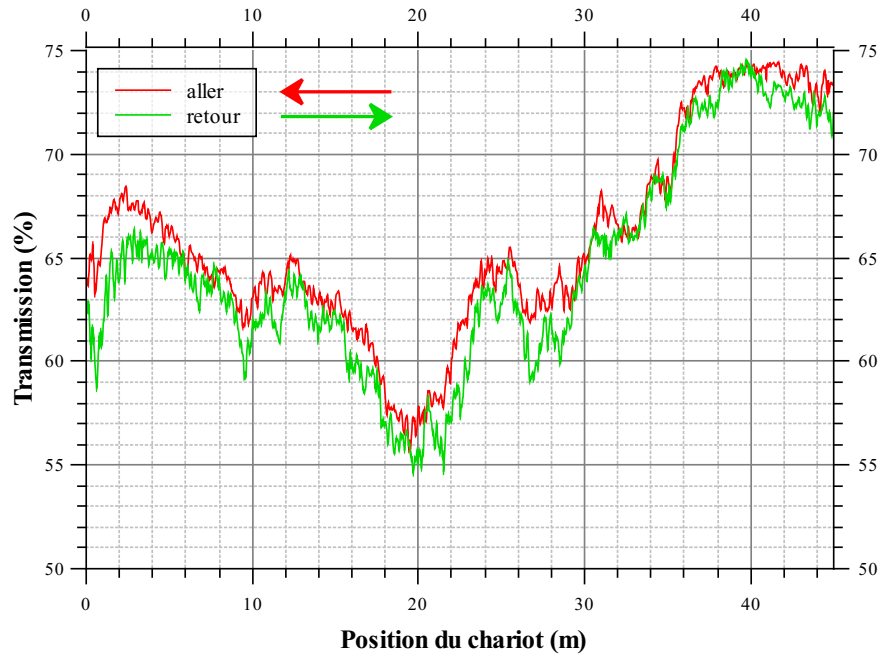


FIGURE 5.8 – Évolution du facteur de transmission du dispositif de passage dans les lignes à retard de CHARA en fonction de la position du chariot.

de la géométrie des miroirs entraînent une déformation de front d'onde et peuvent générer des pertes de réinjection d'autant plus importantes que la longueur d'onde du faisceau est faible.

### 5.3.5 Tests sur le ciel

L'ensemble du dispositif décrit dans cette partie (injection au niveau du télescope S1, transport par fibre optique, passage dans une ligne à retard puis détection) a été testé sur le ciel. Le détecteur utilisé était une photodiode avalanche InGaAs de sensibilité  $5 \times 10^{11}$  V/W et un NEP d'environ  $1 \text{ fW/Hz}^{1/2}$ . Pour chaque étoile, nous avons mesuré la différence de tension moyenne entre une série d'acquisitions sur le ciel et avec un cache. Le RSB de cette mesure était défini comme le rapport entre cette différence de tension moyenne et son erreur type :

$$RSB = \frac{\langle V_{\text{etoile}} \rangle - \langle V_{\text{dark}} \rangle}{\sqrt{\left(\frac{\sigma(V_{\text{etoile}})}{\sqrt{n_{\text{etoile}}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(V_{\text{dark}})}{\sqrt{n_{\text{dark}}}}\right)^2}} \quad (5.1)$$

où  $\langle x \rangle$  désigne la moyenne de  $x$ ,  $\sigma(x)$  son écart-type,  $n_x$  le nombre d'échantillons dans chaque configuration.

L'étoile la moins brillante que nous avons pu détecter avec ce dispositif possédait une magnitude 6 en bande H (RSB d'environ 20 pour trois minutes d'intégration). C'est un résultat très satisfaisant, d'autant plus que les conditions atmosphériques cette nuit-là étaient particulièrement catastrophiques (seeing de 2 cm à 530 nm, soit environ 7,5 cm à 1550 nm). Ainsi le flux maximum injecté dans la fibre optique au niveau du télescope était théoriquement de l'ordre de  $(7,5/100)^2 \approx 0,5\%$  du flux total collecté par le télescope. À noter que si ce seeing a grandement limité le flux disponible, il a également facilité l'injection du faisceau dans la fibre rendant celle-ci très peu sensible au

Étoile	$H_{\text{mag}}$	Temps d'intégration (s)		Tension (mV)	Puissance (fW)	RSB
		Étoile	Dark			
HD217906	-1,98	185	36	2064,90	4129	42,7
HD200905	0,13	15,1	2,5	200,11	400	20,0
HD205435	2,06	27,9	5,1	37,96	75,9	27,3
HD190603	4,41	29,2	32,3	6,71	13,4	26,1
HD191610	5,08	44,1	25,9	2,62	5,25	16,0
HD189687	5,54	59,5	28,2	2,48	4,96	16,4
HD208682	6,05	113,5	74,3	1,86	3,72	19,9

TABLEAU 5.2 – Résultat des tests sur le ciel

défaut d'alignement des optiques. Dans de meilleures conditions d'observation, cet alignement, et principalement le positionnement de la fibre optique collectrice, aurait été bien plus critique. Le tableau 5.2 regroupe le temps d'intégration, la puissance détectée et le RSB pour chaque étoile observée. À noter que le RSB évolue peu en fonction de l'étoile observée car pour les étoiles les plus brillantes l'incertitude de la mesure est dominée par les variations de  $V_{\text{étoile}}$  lié à la turbulence.





# Conclusion et perspectives

## Sommaire du présent chapitre

<b>6.1 Conclusion</b>	<b>139</b>
<b>6.2 Perspectives</b>	<b>141</b>
6.2.1 Perspectives détection . . . . .	141
6.2.2 Perspectives interférométrie . . . . .	143
6.2.3 Vers les grandes longueurs d'onde : 10 $\mu\text{m}$ . . . . .	146
6.2.4 Perspectives CHARA . . . . .	146
6.2.5 Perspective d'un instrument spatial utilisant la conversion de fréquence	148

## 6.1 Conclusion

Les travaux effectués au cours ces trois années sont le prolongement direct de plus d'une décennie de recherche pour la détection et l'interférométrie par conversion de fréquence dans le cadre du projet ALOHA. Ils s'inscrivent dans la continuité des travaux de thèse de L. Szemendera et de P. Darré, ayant, pour l'un, posé les premières pierres de l'interférométrie par conversion de fréquence dans le MIR et, pour l'autre, démontré la possibilité d'utiliser cette technique sur le ciel à 1550 nm en tirant parti de la technologie des guides ridge. Cette thèse, financée par CNES, Thales Alenia Space et le CNRS, constitue donc la jonction fructueuse de ces travaux antérieurs. Elle a été rendue possible par une collaboration avec l'institut Femto-ST et son centre de développement technologique Femto Engineering, ces derniers nous fournissant des guides PPLN ridge sur mesure pour notre application.

Nous avons ainsi montré dans le chapitre 2, que le fort confinement des champs ainsi que le bon recouvrement des modes de propagation aux différentes longueurs d'onde dans ce type de guide permettait d'atteindre des efficacités quantiques de conversion théoriques de l'ordre de 300% par Watt de pompe dans un guide de 20 mm de long. L'étude théorique de la génération de photons parasites par conversion de fréquence de l'émission de fluorescence paramétrique nous a également montré que, dans le cadre de la détection d'un flux provenant d'une source large bande,

les performances maximales d'un détecteur à conversion de fréquence étaient quasi indépendantes de la longueur du guide.

Dans le chapitre 3, après avoir décrit les différentes possibilités pour la réalisation d'un détecteur à conversion de fréquence et les contraintes technologiques ayant prévalu au choix de la configuration retenue, nous avons conçu un banc de test nous permettant de faire une sélection parmi les nombreux guides réalisés par Femto-ST. Les guides les plus performants ainsi sélectionnés nous ont permis d'atteindre des NEP de  $3 \text{ fW/Hz}^{1/2}$  sur 37 nm de largeur de bande autour de  $3,5 \mu\text{m}$ . Cela correspond à une efficacité de détection globale de 0,4% et un Dark Count de 22 kHz (obtenus à 192 mW de pompe) soit une efficacité quantique de conversion d'environ 85 %/W à l'intérieur du guide. L'importante différence entre l'efficacité de détection et le rendement interne de conversion s'explique par les pertes de transmission accumulées tout au long de la chaîne optique. Notons cependant que le NEP obtenu dans cette thèse est 50 fois inférieur à celui obtenu précédemment avec des guides à diffusion Titane [Szemendera 17b]. De plus, les guides ridge utilisés étant quatre fois plus courts, la bande de conversion est environ 12 fois plus large et l'amélioration des performances pour la détection d'une source large bande atteint alors un facteur 600. Ces résultats, ainsi que les conditions d'utilisation de la technologie ridge (travail à température ambiante, stabilité) montrent de façon très claire les avantages de cette technologie. Nous avons également testé ce détecteur sur le ciel en observant différentes sources stellaires à l'aide du télescope Est de C2PU (Observatoire de la Côte d'Azur). Malgré une transmission de l'ordre du pour cent entre le télescope et notre instrument, nous sommes parvenus à détecter le flux provenant d'étoiles jusqu'à une magnitude 2,77 en bande L en intégrant pendant 30 minutes. Cette magnitude correspond à un flux collecté par le miroir primaire de un mètre de diamètre d'environ  $22 \text{ fW nm}^{-1}$  autour de  $3,5 \mu\text{m}$  sur une polarisation.

Dans le chapitre 4, ce processus de conversion a été intégré dans chacun des bras d'un interféromètre de type Mach-Zehnder. La mesure du contraste des franges alors obtenue caractérise la similitude des processus de conversion de deux guides distincts et donc la répétabilité du procédé de fabrication. Lors de la caractérisation de l'interféromètre en « fort flux » (puissance MIR de l'ordre du nW) nous avons obtenu des contrastes de près de 80% en utilisant toute la largeur spectrale du processus de conversion. En réduisant cette dernière à l'aide d'un monochromateur (FWHM de 0,3 nm autour de 817 nm) le contraste atteint 94%. Un modèle polynomial d'ordre 3 de la phase spectrale différentielle de l'instrument nous a permis d'expliquer en grande partie la diminution du contraste dans le cas large bande. Ce modèle a été conforté par une mesure directe de la dérivée de cette phase spectrale différentielle. Nous avons également testé l'interféromètre pour des flux MIR bien plus faibles (30 fW par voie sur 37 nm de bande). Nous avons obtenu des contrastes similaires à ceux mesurés en fort flux avec un rapport signal à bruit moyen de 3,5 pour 4 minutes d'intégration. Les contrastes obtenus avec une source large bande sont deux fois plus élevés que ceux obtenus précédemment [Szemendera 17b] avec une bien meilleure répétabilité de la fonction de visibilité. Parallèlement, nous avons poursuivi une étude concernant l'élargissement de la bande spectrale convertie. À l'aide d'un interféromètre à conversion travaillant à 1550 nm développé lors d'une thèse précédente [Darré 16b], nous avons réalisé une démonstration de principe sur la possibilité de travailler simultanément sur plusieurs canaux spectraux en utilisant plusieurs lasers de pompe et une modulation différentielle de la phase de ces derniers.

Parallèlement, notre collaboration avec l'équipe du réseau de télescopes CHARA, nous a offert l'opportunité d'étudier les problématiques soulevées par une future mise en œuvre du projet ALOHA sur le site, décrites dans le chapitre 5. La conversion proprement dite ayant déjà été accomplie sur le ciel à C2PU, nous nous sommes concentrés sur l'utilisation de fibres optiques pour le transport cohérent de la lumière récoltée par les télescopes jusqu'au recombineur. Lors de la première mission sur le site de CHARA (octobre 2017) nous avons pu réaliser la stabilisation avec un écart-type de quelques nanomètres d'un interféromètre fibré de 2x200 m et mesurer l'amplitude des perturbations subies par celui-ci (1,2 mm pic à pic sur 2h45). Lors de la seconde mission (octobre 2018), nous avons réalisé l'interfaçage d'un télescope et d'une ligne à retard avec une fibre optique à 1550 nm. Nous avons ainsi validé un design préliminaire pour l'injection dans une fibre optique depuis l'enceinte des télescopes de l'instrument CHARA et surtout mesuré une transmission d'un passage fibre-ligne à retard-fibre entre 73% et 55% à 1550 nm sur les 92 m de la course de la ligne à retard (source du chariot de 46 m).

Ainsi, si cette thèse est loin d'avoir épuisé le sujet de la détection et de l'interférométrie par conversion de fréquence, elle rend plus tangible la possibilité de réaliser un interféromètre de très grande base dans le MIR en tirant parti du principe de conversion de fréquence et du transport par fibre optique. Elle ouvre également de nombreuses perspectives que ce soit sur l'amélioration des résultats présentés précédemment, l'analyse des processus physiques mis en jeu ou l'élargissement de son domaine d'application.

## 6.2 Perspectives

### 6.2.1 Perspectives détection

#### 6.2.1.1 Améliorations technologiques du module de conversion

Dans l'état actuel de notre projet, de nombreuses améliorations sont encore possibles. Concernant la chaîne de détection de flux MIR, trois améliorations principales sont à envisager à court terme en vue d'une augmentation des performances de notre instrument :

- La réalisation de couches antireflets sur les faces d'entrée et de sortie du guide PPLN pour améliorer la transmission globale de l'instrument ;
- La réalisation d'un packaging des composants non linéaires avec notamment une pigtailisation en sortie du guide ridge en vue d'un gain du coefficient global de transmission, mais aussi d'une facilité d'utilisation accrue ;
- Enfin, Femto-ST améliore continûment leur process de fabrication et nous pouvons espérer une amélioration globale des performances des prochaines générations de composant. Un gain d'un facteur trois sur le rendement de conversion est théoriquement possible.

#### 6.2.1.2 Analyse spectrale du processus SPDC

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, le processus à l'origine du DCO est la fluorescence paramétrique (SPDC). Il s'agit, pour rappel, d'un processus non linéaire spontané au cours duquel un photon de pompe à la fréquence  $\nu_p$  donne naissance à un photon signal à la fréquence  $\nu_s$  ainsi

qu'à un photon idler à la fréquence  $\nu_i = \nu_p - \nu_s$ . Dans la partie 2.1.2, nous avons supposé que ce processus était de densité spectrale constante autour de la fréquence centrale de conversion du processus SFG. Cette hypothèse mériterait d'être vérifiée expérimentalement.

Cependant, si le processus SPDC a un impact majeur sur les performances d'un détecteur à conversion de fréquence, il est dans l'absolu très peu efficace (de l'ordre de  $10^{-10}$ ) du fait de son écart avec l'accord de phase du processus SFG pour lequel les guides sont optimisés. De ce fait, l'analyse directe du spectre d'émission serait complexe à la fréquence  $\nu_s$  ( $3,5 \mu\text{m}$ ), mais semble envisageable à la fréquence  $\nu_i$  ( $1530 \text{ nm}$ ). Une densité spectrale constante sur une large plage autour de cette longueur d'onde confirmerait le modèle utilisé. Dans le cas contraire, la présence de pics d'émission dans le spectre du processus SPDC serait caractéristique d'accords de phase parasites et pourrait offrir de nouvelles perspectives pour réduire l'efficacité du processus (nombre de photons SPDC générés par unité de puissance de pompe).

Il pourrait également être intéressant de comparer les niveaux de flux SPDC entre différents guides ridge. Les travaux de [Pelc 10] suggèrent que, dans les guides RPE, une part significative de l'émission SPDC est due à des défauts quasi aléatoires du poling. Dans les guides ridges, les variations de géométrie des guides, déjà identifiées comme responsables de la déformation des courbes d'acceptance spectrale du processus de conversion, pourraient avoir un rôle similaire dans le processus SPDC. Il serait alors pertinent de vérifier la corrélation entre l'efficacité du processus SPDC et la déformation des courbes d'acceptance spectrale.

Enfin, il serait intéressant d'estimer la contribution relative des défauts quasi aléatoires du poling et des variations de géométrie des guides. Cela pourrait se faire de deux façons. Soit en comparant l'émission SPDC d'un guide polé (avec les deux types de défauts) et d'un guide non polé (avec uniquement des défauts de géométrie). Soit en mesurant directement les défauts quasi aléatoires du poling au microscope électronique à balayage, et en comparant l'émission SPDC d'un guide polé avec l'émission prévue par le modèle de [Pelc 10].

### 6.2.1.3 Analyse spatiale des modes de propagation dans un guide ridge

Au cours de cette thèse, nous avons également supposé que l'ensemble des processus non linéaires avait lieu entre les modes fondamentaux des guides aux différentes longueurs. Cette hypothèse mériterait également d'être vérifiée expérimentalement.

Au cours de cette thèse, j'ai eu l'occasion de participer au développement d'un banc non présenté dans ce document, financé par le CNES, pour la caractérisation des champs proches et lointains en fonction des conditions d'injection de bundle de fibres optiques<sup>1</sup>. Ce banc pourrait être adapté à l'analyse des modes de propagation des faisceaux pompe, converti et SPDC. Outre la vérification des hypothèses utilisées dans lors de notre étude théorique, la mesure expérimentale des diamètres des modes de propagation et de leurs ouvertures numériques pourrait nous permettre d'améliorer les conditions d'injection des différent faisceaux dans le guide ridge ou la réinjection du faisceau converti dans la fibre optique collectrice.

1. Bundle de fibres optiques multimodes de section carré de  $70 \mu\text{m}$  de côté pour des applications de spectroscopie Smart Slit [Allington-Smith 13].

## 6.2.2 Perspectives interférométrie

### 6.2.2.1 Améliorations techniques du banc interférométrique

Outre les améliorations des modules de conversion déjà évoquée dans la partie 6.2.1.1, plusieurs améliorations spécifiques au banc d'interférométrie sont possibles, la principale étant l'utilisation d'un coupleur avec deux voies de sortie qui doublerait le signal interférométrique disponible [Darré 16b]. Cela permettrait d'obtenir les mêmes RSB pour des flux MIR deux fois plus faibles ou quatre fois plus rapidement pour des niveaux de flux MIR identiques à ceux présentés ici. De plus, les lignes à retard fibrées pourraient être directement réalisées sur les voies d'entrée du coupleur ce qui supprimerait une connexion fibre-fibre monomode et donc réduirait à la fois les pertes de transmission non négligeables à 810 nm et les défauts de polarisation du banc.

### 6.2.2.2 Mesure directe de la phase spectrale différentielle et absolue des processus de conversion

La phase spectrale différentielle est la principale cause identifiée de la perte de contraste dans notre interféromètre à conversion de fréquence. Les bandes spectrales que nous utilisons étant trop étroites pour que la dispersion chromatique différentielle des fibres optiques soit significative, nous attribuons cette phase spectrale différentielle aux processus de conversion eux-mêmes. L'analyse théorique effectuée au chapitre 2, ne permet cependant pas de modéliser une phase spectrale d'ordre supérieur à 1 (équation 2.32 page 38). Tout comme pour la dégradation de la forme de la courbe d'acceptance spectrale du processus de conversion (partie 3.3.3 page 70), cette phase spectrale pourrait être due aux modifications des conditions d'accord de phase le long du guide générées par la variation de la géométrie transverse de ce dernier ou des défauts aléatoires du pas de poling. Une modélisation des effets de ces variations sur la phase spectrale ainsi qu'une mesure précise de cette dernière pourraient confirmer cette hypothèse.

Dans la partie 4.2.4 page 103, nous avons pu mesurer expérimentalement la dérivée de la phase spectrale différentielle entre les bras de l'interféromètre à conversion de fréquence. La mesure directe de la phase spectrale différentielle n'a pas été possible dans la configuration actuelle, car il aurait fallu pour cela suivre l'évolution de la phase des franges d'interférence en fonction du réglage du monochromateur. Cela aurait donc nécessité une stabilité de la longueur des bras du banc de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres pendant plusieurs minutes, soit une stabilité bien supérieure à ce que l'on peut atteindre passivement pour un interféromètre avec plusieurs mètres de chemin différentiel.

L'utilisation d'un coupleur avec deux voies de sortie permettrait de réaliser cette mesure. En effet, le système de franges mesuré à l'une des sorties peut servir de référence de phase pour la seconde sortie. Ainsi, en utilisant le monochromateur sur une seule des deux sorties, il est possible de mesurer l'évolution du déphasage entre les deux sorties de l'interféromètre en fonction du réglage du monochromateur. Cela correspond alors, à une constante près, à la phase spectrale différentielle de l'interféromètre.

Ce montage pourrait également permettre de reconstituer la phase spectrale absolue liée à chaque processus de conversion. Dans la partie 3.3.3 page 70, nous évoquons que la courbe

d'acceptance spectrale du processus de conversion se translate avec la température d'un facteur  $\alpha = 0,15 \text{ nm } ^\circ\text{C}^{-1}$  à 810 nm. En supposant que la phase spectrale absolue liée au processus de conversion suit le même processus, on peut écrire :

$$\phi_{i,T_1}(\nu) = \phi_{i,T_0}(\nu + \alpha(T_0 - T_1)) \quad (6.1)$$

où  $\phi_{i,T_j}(\nu)$  est la phase spectrale du guide du bras  $i$  à la température  $T_j$ .

La phase spectrale différentielle de l'interféromètre lorsque les deux guides sont à des températures  $T_0$  et  $T_1$  s'écrit alors :

$$\Delta\phi_{T_0,T_1}(\nu) = \phi_{1,T_0}(\nu) - \phi_{2,T_1}(\nu) \quad (6.2)$$

$$= \phi_{1,T_0}(\nu) - \phi_{2,T_0}(\nu - \alpha(T_0 - T_1)) \quad (6.3)$$

En mesurant la phase spectrale différentielle pour deux guides à la même température  $T_0$  et pour deux guides à des températures  $T_0$  et  $T_1$  proche (quelques degrés), on peut estimer la dérivée de la phase spectrale absolue de chaque guide :

$$\frac{\Delta\phi_{T_0,T_0}(\nu) - \Delta\phi_{T_0,T_1}(\nu)}{\alpha(T_0 - T_1)} = \frac{\phi_{2,T_0}(\nu - \alpha(T_0 - T_1)) - \phi_{2,T_0}(\nu)}{\alpha(T_0 - T_1)} \quad (6.4)$$

$$\approx \frac{d\phi_{2,T_0}(\nu)}{d\nu} \quad (6.5)$$

et

$$\frac{\Delta\phi_{T_0,T_0}(\nu - \alpha(T_0 - T_1)) - \Delta\phi_{T_0,T_1}(\nu)}{\alpha(T_0 - T_1)} = \frac{\phi_{1,T_0}(\nu - \alpha(T_0 - T_1)) - \phi_{1,T_0}(\nu)}{\alpha(T_0 - T_1)} \quad (6.6)$$

$$\approx \frac{d\phi_{1,T_0}(\nu)}{d\nu} \quad (6.7)$$

Si les mesures sont suffisamment précises, il est possible de reconstruire, à une constante près, la phase spectrale absolue de chaque guide par intégration des expressions précédentes.

### 6.2.2.3 Stabilisation de l'étage de pompe dans le mode multicanal spectral pour la mesure de phase différentielle

Dans la partie 4.4 page 107, nous avons décrit le mode multicanal spectral de notre interféromètre à conversion de fréquence. Dans celui-ci plusieurs lasers de pompe de fréquences différentes sont utilisés simultanément, chaque laser de pompe permettant de convertir un échantillon différent du spectre de l'objet étudié. Une modulation différentielle de la phase de chaque pompe permet alors de mesurer des contrastes et des phases différentielles entre les différents canaux spectraux. Contrairement à la phase spectrale différentielle du processus de conversion évoquée dans la section précédente, la phase différentielle dont nous parlons ici n'est pas d'un défaut de l'interféromètre, mais une observable astronomique caractérisant une modification des propriétés de l'objet observé en fonction de la longueur d'onde. Elle correspond à une différence de phase entre les systèmes de franges du signal converti par les différents lasers de pompe.

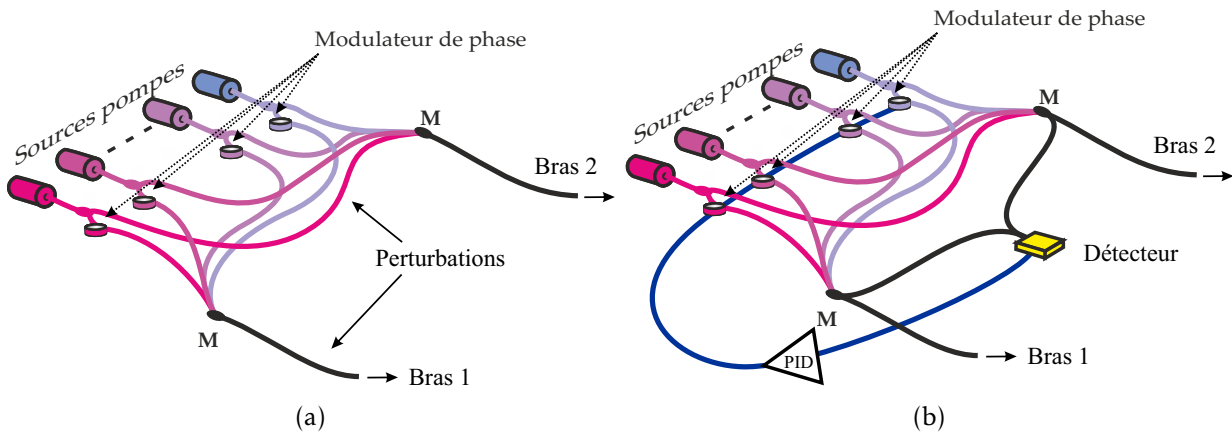


FIGURE 6.1 – (a) Étage de pompe du mode multicanal spectral non asservie. (b) Étage de pompe du mode multicanal spectral asservie.

Cependant, si une modulation de la phase différentielle des lasers de pompe permet de générer les différents systèmes de franges, toutes perturbations des phases différentielles de pompe entraînent également une modification de la phase différentielle mesurée par l'interféromètre. La mesure de cette phase différentielle de l'objet observé est ainsi très sensible aux perturbations (thermique, mécanique, vibration) que peut subir l'étage de pompe qui doit donc être stabilisé.

La figure 6.1a représente ce dernier pour  $N$  pompes. Le flux de chaque pompe est scindé en deux par un coupleur fibré dont une des voies de sortie est enroulée autour d'une céramique piézoélectrique permettant la modulation de phase différentielle. L'ensemble des pompes est ensuite recombinaison par deux multiplexeurs (M) dont les voies de sortie acheminent l'ensemble des pompes vers les deux bras de l'interféromètre. Les perturbations peuvent agir soit avant soit après recombinaison, avec des effets très différents sur la phase différentielle des pompes.

En effet, une élévation  $\delta$  d'une voie de sortie du coupleur de la pompe de fréquence  $\nu_{pi}$  entraîne un déphasage  $\phi = 2\pi\nu_{pi}\delta/c$  entre le système de franges généré par cette pompe et les systèmes de franges générés par les autres pompes. Par contre, une même élévation  $\delta$  sur la fibre de sortie du multiplexeur entraîne un déphasage entre tous les couples  $\{i, j\}$  de système de franges, mais d'amplitude beaucoup plus faible  $\phi_{ij} = 2\pi(\nu_{pi} - \nu_{pj})\delta/c$ . Ainsi pour des pompes de longueurs d'onde distinctes d'environ un nanomètre autour de 1064 nm, les perturbations après le multiplexeur sont environ mille fois moins impactantes que les perturbations avant ce dernier.

En laboratoire, la stabilité mécanique et thermique passive du banc peut permettre de négliger les perturbations après le multiplexeur, mais celles avant ce dernier doivent être activement stabilisées. La figure 6.1b représente un exemple d'architecture permettant de réaliser cette stabilisation active. Une partie du flux est prélevée après chaque multiplexeur et directement recombinaison. Un détecteur observe alors  $N$  systèmes de franges, un pour chaque pompe, dont le déphasage dépend des perturbations subies par le système. La mesure de ces déphasages peut alors servir de signal d'erreur pour un régulateur PID agissant sur la tension de commande des modulateurs de phase.

Dans le cas d'un interféromètre à conversion de fréquence sur site, les fibres optiques reliant l'étage de pompe au module de conversion des deux bras de l'interféromètre peuvent être très longues et les perturbations qu'elles subissent non négligeables. Cependant, comme nous le verrons partie 6.2.4, ces fibres optiques auront besoin d'un asservissement spécifique de leur longueur,



que se soit avec une seule pompe ou plusieurs. L'utilisation de plusieurs pompes dont la phase différentielle est modulée requiert seulement une adaptation de l'électronique d'asservissement.

### 6.2.3 Vers les grandes longueurs d'onde : 10 $\mu\text{m}$

De manière plus prospective et en bénéficiant de l'expérience accumulée lors de ce projet qui a abordé la problématique liée aux rayonnements thermiques, il serait particulièrement intéressant d'étendre le principe de la détection par conversion de fréquence à des domaines de longueurs d'onde plus grandes (10  $\mu\text{m}$ ). Nous avons déjà évoqué cette possibilité partie 3.1.4, mais nous avons reporté ce travail afin de nous concentrer sur la détection à 3,5  $\mu\text{m}$ , principalement à cause des difficultés d'approvisionnement du compteur de photons et du cristal non linéaire adaptés à cette application. Ces deux problèmes sont en passe d'être résolus, puisque nous sommes entrés en contact, d'une part, avec la compagnie Micro Photon Devices liée à l'institut polytechnique de Milan capable de nous fournir des détecteurs à comptage de photons en InGaAs/InP très performant à 1350 nm et, d'autre part, avec une compagnie commercialisant des cristaux non linéaires en OP:GaAs (PSICorp). Dans les deux cas, l'approvisionnement de composants fiables est maintenant envisageable pour effectuer des tests préliminaires fortement similaires à ceux réalisés à 3,5  $\mu\text{m}$ .

Ces cristaux étant massifs, les efficacités de conversion que nous sommes susceptibles d'atteindre risquent d'être significativement plus faibles que ceux obtenus avec des guides PPLN, malgré un coefficient non linéaire quatre fois plus important ( $d_{14} = 94 \text{ pm V}^{-1}$  pour l'OP:GaAs contre  $d_{33} = 25,2 \text{ pm V}^{-1}$  pour le PPLN). Ce faible rendement de conversion risque d'être d'autant plus problématique que le Dark Count électronique du détecteur à comptage de photons à InGaAs/InP est significativement plus élevé que celui des détecteurs à comptage de photons utilisé dans cette thèse (quelques milliers de coups par seconde contre moins d'une centaine). Ces deux effets, faible rendement de conversion et Dark Count électronique important, pourrait rendre ce dernier la source prédominante de signal parasite. Il pourrait alors être envisageable d'utiliser un laser de pompe pulsé. À puissance moyenne constante, un laser pulsé permettrait de diminuer le Dark Count électronique d'un facteur égal au rapport cyclique du laser, sans impacter le nombre de photons convertis.

## 6.2.4 Perspectives CHARA

### 6.2.4.1 Prochaines étapes de ALOHA@CHARA à 3,5 $\mu\text{m}$

Le prochain jalon du projet ALOHA@CHARA sera de réaliser un interféromètre fibré, stabilisé, et reliant les enceintes des télescopes et les lignes à retard de l'instrument CHARA. La figure 6.2 page suivante présente un schéma général de cette expérience. Un faisceau laser de métrologie à 1064 nm, qui servira à terme de laser de pompe, est réparti dans deux fibres optiques monomodes à maintien de polarisation à 1064 nm d'une trentaine de mètres et acheminé jusqu'aux tables optiques (décrites partie 5.3.1 page 131) de deux télescopes. Ce signal est ensuite injecté dans des fibres optiques monomodes à maintien de polarisation à 810 nm de 230 m qui repart ensuite vers les lignes à retard de CHARA. À l'entrée de celles-ci, des lames dichroïques redirigent le signal

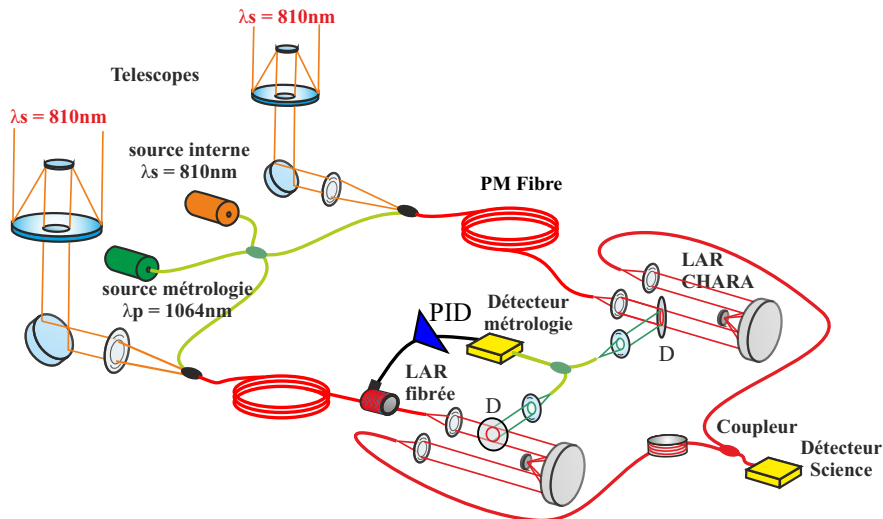


FIGURE 6.2 – Schéma d'un interféromètre fibré et stabilisé passant par les télescopes et les lignes à retard de CHARA. D : dichroïque haute réflexion à 1064 nm et antiréflexion à 810 nm.

de métrologie vers un coupleur fibré. Le signal interférométrique ainsi généré est détecté et sert à asservir la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre. Le signal science quant à lui traverse les lignes à retard, avant d'être réinjecté dans une fibre optique monomode à 810 nm de quelques mètres puis recombinaison et détecté.

Dans un premier temps, le signal science proviendra d'une source interne et suivra le même trajet que le signal de métrologie jusqu'aux lignes à retard. Dans cette configuration, le chemin différentiel entre le signal science et le signal métrologie sera limité à ce qui se situe en aval des lignes à retard. Ce chemin différentiel étant confiné dans un laboratoire, il ne devrait pas impacter la stabilité du paquet de franges de manière significative.

Dans un second temps, ce dispositif pourra être utilisé avec des sources astronomiques sans conversion. Dans ce cas, les fibres acheminant le laser de pompe/métrologie jusqu'aux télescopes constitueront un chemin différentiel entre le signal science et le signal métrologie qu'il pourra s'avérer nécessaire d'asservir de façon spécifique.

Dans un troisième temps, il sera possible d'intégrer le processus de conversion de fréquence au niveau de chaque télescope, sans modification du reste du dispositif.

Le choix des télescopes sur lesquels réaliser ces tests s'est porté sur les télescopes S1 et S2. Il s'agit de la plus petite base de l'instrument CHARA (34 m) ce qui permet, d'une part, de disposer de cibles à la fois brillantes et non résolues, primordiales à la caractérisation du dispositif et, d'autre part, cette courte base nous dispense de l'utilisation des POPs, indisponibles dans notre configuration, même pour des cibles basses sur l'horizon.

La mise en œuvre de la conversion de fréquence dans l'enceinte des télescopes nécessitera d'importants efforts dans le packaging, la miniaturisation et la pigtailisation des modules de conversion.

#### 6.2.4.2 CHARA Michelson Array

Nos essais de transport fibré et de stabilisation des longueurs de fibres optiques ont également contribué à inspirer le projet CHARA Michelson Array à l'équipe du Mont Wilson [Gies 19]. Ce projet propose d'étendre le réseau actuel de six télescopes en construisant cinq nouveaux télescopes, permettant d'obtenir des bases kilométriques. Le sommet du mont Wilson étant très accidenté, il est prévu de relier les futurs télescopes au bâtiment de recombinaison à l'aide de tronçons de fibre optique au lieu des tubes sous vide utilisés pour les télescopes actuels. À terme, les six télescopes déjà existants pourraient également être reliés par fibres optiques pour former un réseau de onze télescopes. Ce projet a été soumis en juillet 2019 lors du *Decadal Survey on Astronomy and Astrophysics* (Astro2020) organisé par la National Academies of Sciences.

#### 6.2.5 Perspective d'un instrument spatial utilisant la conversion de fréquence

La conversion de fréquence pourrait également avoir un intérêt dans la cadre de missions spatiales. En effet, si les missions spatiales peuvent être entièrement cryogénisées pour rendre les détecteurs MIR classiques très performants, cela accroît la complexité et donc le coût des missions. Cependant, le détecteur à conversion de fréquence présenté dans cette thèse étant monomode spatial, il s'adapte mal à des missions d'observation par imagerie directe pour lesquelles d'autres architectures seraient à explorer [Dam 12].

L'architecture présentée dans cette thèse pourrait néanmoins avoir un intérêt dans le cadre d'un dispositif spatial d'imagerie par synthèse d'ouverture sans cryogénie, particulièrement pour des conceptions s'appuyant sur des optiques fibrées. C'est le cas du projet OAST (*Optical Aperture Synthesis Thechnologies*) de l'Agence Spatiale Européenne qui proposait au début des années 2000 un concept d'interféromètre spatial basé sur un réseau de trois télescopes reconfigurables relié par fibre optique à une station de mélange [Delage 00]. L'utilisation de fibres optiques pour le transport et la recombinaison facilite à la fois le design et la reconfiguration du réseau. Le banc de test à 630 nm mis en œuvre dans le cadre de ce projet a permis de démontrer la possibilité de reconstruire des scènes astronomiques complexes en utilisant quatre configurations différentes et neuf rotations de chaque configuration (soit 108 mesures de contraste et 36 termes de clôture de phase). L'utilisation de la conversion de fréquence pourrait permettre d'étendre ce type de projet à des longueurs d'onde plus élevées, au-delà de la fenêtre de transparence de la silice.

Enfin, l'un des principaux obstacles aux projets d'interféromètres spatiaux tels que OAST ou Darwin [Cockell 09] a longtemps été l'imaturité des technologies nécessaires à leur réalisation et l'absence de mission *pathfinder* de plus petite envergure permettant d'étudier les problématiques techniques que soulèvent de tels projets. Ce problème est en passe d'être résolu avec l'émergence de missions basées sur des CubeSat pouvant lever un certain nombre de verrous technologiques. On peut ainsi citer la mission FIRST-S [Lapeyrère 18] dont le but est d'utiliser la technique du nulling pour étudier l'émission exozodiacale des étoiles proches dans le visible. Cet interféromètre spatial disposera de deux télescopes de 9 cm de diamètre formant une base de 60 cm. Le nuller sera basé sur l'utilisation de fibre optique monomode pour le transport et d'une optique intégrée en Niobate de Lithium pour la recombinaison et la modulation de phase. L'ensemble sera embarqué dans un CubeSat de dimension 6U.

Une mission similaire orientée vers l'interférométrie par conversion de fréquence pourrait permettre d'étudier les problématiques spécifiques au spatial liées à cette technologie et aussi envisager d'augmenter le niveau TRL (Technology Readiness Level) des modules de conversion. Tout comme cela a été fait au sol, les premiers démonstrateurs seront vraisemblablement dans le proche infrarouge avant une augmentation progressive de la longueur d'onde convertie associée à une l'augmentation du niveau TRL des composants. Une amorce de projet est en cours dans le cadre d'une collaboration entre Xlim, Thales Alenia Space et l'OCA. L'objectif scientifique principal de cette mission sera de mesurer le diamètre du soleil dans le proche infrarouge avec une précision absolue de 100 milliarcsecondes (mas). Le diamètre angulaire du soleil étant de  $0,5^\circ$ , cet objectif correspond à une précision relative d'environ  $5 \times 10^{-5}$ . Ce type de mesure par méthode interférométrique requiert une très grande précision absolue sur la mesure du contraste (également de l'ordre de  $5 \times 10^{-5}$ ). Cependant, en choisissant judicieusement la base de l'interféromètre de sorte à échantillonner la zone du premier zéro de la fonction de visibilité<sup>2</sup>, cette incertitude absolue correspond à une incertitude relative de l'ordre du pourcent. Le soleil étant un objet angulairement étendu, ce premier zéro est atteint pour des bases très courtes, de l'ordre de 200  $\mu\text{m}$  à une longueur d'onde de 1550 nm, ce qui limite grandement les optiques utilisables. Fort heureusement, le soleil est suffisamment intense pour qu'un flux important soit collecté par le cœur d'un fibre monomode nue (environ 15 pW  $\text{nm}^{-1}$  autour de 1550 nm sur les deux modes de polarisation). Deux mises en œuvre du processus de conversion de fréquence dans cette mission sont possibles : soit une intégration dans chaque bras de l'interféromètre, soit après la recombinaison interférométrique. La première possibilité permettrait une démonstration complète du concept ALOHA dans l'espace mais limiterait l'interféromètre à deux voies de façon réaliste et complexifierait significativement l'intégration du satellite. La seconde possibilité limiterait la démonstration technologique à la détection par conversion de fréquence mais simplifierait grandement le design de l'instrument. Cette solution permettrait également d'envisager d'un interféromètre à un plus grand nombre de voies (typiquement quatre voies) ce qui faciliterait l'atteinte des objectifs scientifiques de la mission en relâchant certaines contraintes techniques, notamment l'incertitude sur le contraste instrumental de l'instrument.

---

2. La fonction de visibilité est définie ici comme le contraste en fonction de la base.



# Bibliographie

- [Albota 04] Marius A. Albota & Franco N. C. Wong. *Efficient Single-Photon Counting at 1550  $\mu\text{m}$  by Means of Frequency Upconversion*. *Optics Letters*, vol. 29, no. 13, page 1449, 2004.
- [Allington-Smith 13] J. Allington-Smith, C. Dunlop, U. Lemke & G. Murray. *End Effects in Optical Fibres*. *Monthly notices of the Royal Astronomical Society.*, vol. 436, pages 3492–3499, 2013.
- [Andrews 70] R. Andrews. *IR Image Parametric Up-Conversion*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 6, no. 1, pages 68–80, 1970.
- [Armstrong 98] J. T. Armstrong, D. Mozurkewich, L. J. Rickard, D. J. Hutter, J. A. Benson, P. F. Bowers, N. M. Elias II, C. A. Hummel, K. J. Johnston, D. F. Buscher, J. H. Clark III, L. Ha, L.-C. Ling, N. M. White & R. S. Simon. *The Navy Prototype Optical Interferometer*. *The Astrophysical Journal*, vol. 496, pages 550–571, 1998.
- [Ashraf 97] Naeem Ashraf. *Up conversion of far infrared radiation to the silica fiber transmission window*. Master's thesis, Université de Limoges, 1997.
- [Baudoin 14] 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*. phdthesis, Université de Limoges, 2014.
- [Bortz 94] Micheael Bortz. *Quasi-Phasematched Optical Frequency Conversion in Lithium Niobate Waveguides | Fejer Group*. PhD thesis, Standford, 1994.
- [Boya 04] Luis J. Boya. *The Thermal Radiation Formula of Planck (1900)*. arXiv, 2004.
- [Boyd 77] R. W. Boyd & C. H. Townes. *An Infrared Upconverter for Astronomical Imaging*. *Applied Physics Letters*, vol. 31, no. 7, pages 440–442, 1977.
- [Brustlein 08] S. Brustlein, L. Del Rio, A. Tonello, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann & W. Sohler. *Laboratory Demonstration of an Infrared-to-Visible Up-Conversion Interferometer for Spatial Coherence Analysis*. *Physical Review Letters*, vol. 100, no. 15, page 153903, 2008.

- [Büchter 09] Kai-Daniel F. Büchter, Harald Herrmann, Carsten Langrock, Martin M. Fejer & Wolfgang Sohler. *All-Optical Ti :PPLN Wavelength Conversion Modules for Free-Space Optical Transmission Links in the Mid-Infrared*. Optics Letters, vol. 34, no. 4, pages 470–472, 2009.
- [Ceus 11] Damien Ceus, Alessandro Tonello, Ludovic Grossard, Laurent Delage, François Reynaud, Harald Herrmann & Wolfgang Sohler. *Phase Closure Retrieval in an Infrared-to-Visible Upconversion Interferometer for High Resolution Astronomical Imaging*. Optics Express, vol. 19, no. 9, page 8616, 2011.
- [Ceus 13] D. Ceus, L. Delage, L. Grossard, F. Reynaud, H. Herrmann & W. Sohler. *Contrast and Phase Closure Acquisitions in Photon Counting Regime Using a Frequency Upconversion Interferometer for High Angular Resolution Imaging*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2013.
- [Chauvet 16] Mathieu Chauvet, Fabien Henrot, Florent Bassignot, Fabrice Devaux, Ludovic Gauthier-Manuel, Vincent Pêcheur, Hervé Maillotte & Brahim Dahmani. *High efficiency frequency doubling in fully diced LiNbO<sub>3</sub> ridge waveguides on silicon*. Journal of Optics, vol. 18, no. 8, page 085503, 2016.
- [Chen 18] Li Chen, Dirk Schwarzer, Jascha A. Lau, Varun B. Verma, Martin J. Stevens, Francesco Marsili, Richard P. Mirin, Sae Woo Nam & Alec M. Wodtke. *Ultra-Sensitive Mid-Infrared Emission Spectrometer with Sub-Ns Temporal Resolution*. Optics Express, vol. 26, no. 12, page 14859, 2018.
- [Cockell 09] C.s. Cockell, A. Léger, M. Fridlund, T.m. Herbst, L. Kaltenegger, O. Absil, C. Beichman, W. Benz, M. Blanc, A. Brack, A. Chelli, L. Colangeli, H. Cottin, F. Coudé du Foresto, W.c. Danchi, D. Defrère, J.-W. den Herder, C. Eiroa, J. Greaves, T. Henning, K.j. Johnston, H. Jones, L. Labadie, H. Lammer, R. Launhardt, P. Lawson, O.p. Lay, J.-M. LeDuigou, R. Liseau, F. Malbet, S.r. Martin, D. Mawet, D. Mourard, C. Moutou, L.m. Mugnier, M. Ollivier, F. Paresce, A. Quirrenbach, Y.d. Rabbia, J.a. Raven, H.j.a. Rottgering, D. Rouan, N.c. Santos, F. Selsis, E. Serabyn, H. Shibai, M. Tamura, E. Thiébaud, F. Westall & G.j. White. *Darwin—A Mission to Detect and Search for Life on Extrasolar Planets*. Astrobiology, vol. 9, no. 1, pages 1–22, 2009.
- [Component 17] Laser Component. *Module de Comptage à Photon Unique - COUNT®*, 2017.
- [Coudé Du Foresto 92] Vincent Coudé Du Foresto & Stephen T. Ridgway. *FLUOR - a Stellar Interferometer Using Single-Mode Infrared Fibers*. In ESO Conference on High-Resolution Imaging by Interferometry II. Ground-Based Interferometry at Visible and Infrared Wavelengths, volume 39 of *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, page 731. {Beckers}, J.~M. and {Merkle}, F., 1992.

- [Couteau 18] Christophe Couteau. *Spontaneous Parametric Down-Conversion*. arXiv, page 22, 2018.
- [Dam 12] Jeppe Seidelin Dam, Peter Tidemand-Lichtenberg & Christian Pedersen. *Room-Temperature Mid-Infrared Single-Photon Spectral Imaging*. *Nature Photonics*, vol. 6, no. 11, pages 788–793, 2012.
- [Darré 15] Pascaline Darré, Ludovic Szemendera, Ludovic Grossard, Laurent Delage & François Reynaud. *Effect of Spectral Sampling on the Temporal Coherence Analysis of a Broadband Source in a SFG Interferometer*. *Optics Express*, vol. 23, no. 20, page 25450, 2015.
- [Darré 16a] P. Darré, R. Baudoin, J.-T. Gomes, N. J. Scott, L. Delage, L. Grossard, J. Sturmman, C. Farrington, F. Reynaud & T. A. Ten Brummelaar. *First On-Sky Fringes with an Up-Conversion Interferometer Tested on a Telescope Array*. *Physical Review Letters*, vol. 117, no. 23, 2016.
- [Darré 16b] Pascaline Darré. *L'interféromètre à somme de fréquences ALOHA en bande H : Des tests en laboratoire jusqu'aux premières franges sur le ciel*. phdthesis, Université de Limoges, 2016.
- [Defrère 18] Denis Defrère, Conny Aerts, Makoto Kishimoto & Pierre Léna. *A Recent History of Science Cases for Optical Interferometry*. *Experimental Astronomy*, vol. 46, no. 3, pages 389–399, 2018.
- [Del Rio 09] Louis Del Rio. *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*. PhD thesis, Université de Limoges, 2009.
- [Delage 00] Laurent Delage, François Reynaud & André Lannes. *Laboratory Imaging Stellar Interferometer with Fiber Links*. *Applied Optics*, vol. 39, no. 34, pages 6406–6420, 2000.
- [Dmitriev 99] Valentin G. Dmitriev, Gagik G. Gurzadyan & David N. Nikogosyan. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer Series in Optical Sciences. Springer-Verlag, 3 edition, 1999.
- [Fejer 92] M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt & R.L. Byer. *Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation : Tuning and Tolerances*. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 28, no. 11, pages 2631–2654, 1992.
- [Fizeau 68] H. Fizeau. *Rapport sur le prix Bordin*. *Comptes Rendus Hebdomadaires Des Séances de l'Académie Des Sciences*, vol. 66, pages 932–934, 1868.
- [Gies 19] Douglas Gies, Theo ten Brummelaar, Gail Schaefer, Fabien Baron & Russel White. *The CHARA Michelson Array : A Kilometer-Sized Optical/Infrared Interferometer*. In *The Decadal Survey on Astronomy and Astrophysics (Astro2020)*, page 12, 2019.



- [Gillessen 10] Stefan Gillessen, F. Eisenhauer, G. Perrin, W. Brandner, C. Straubmeier, K. Perraut, A. Amorim, M. Schöller, C. Araujo-Hauck & H. Bartko. *GRAVITY : a four telescope beam combiner instrument for the VLTI*. In *Optical and Infrared Interferometry II*, volume 7734, page 77340Y. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [Glindemann 00] Andreas Glindemann, Roberto Abuter, Franco Carbognani, Françoise Delplancke, Frederic Derie, Alberto Gennai, Philippe B. Gitton, Pierre Kervella, Bertrand Koehler, Samuel A. Leveque, Serge Menardi, Alain Michel, Francesco Paresce, Than Phan Duc, Andrea Richichi, Markus Schoeller, Massimo Tarenghi, Anders Wallander & Rainer Wilhelm. *The VLT Interferometer : A Unique Instrument for High-Resolution Astronomy*. In *Interferometry in Optical Astronomy*, volume 4006, pages 2–12. International Society for Optics and Photonics, 2000.
- [Gomes 13] Jean-Thomas Gomes, Ludovic Grossard, Damien Ceus, Sébastien Vergnole, Laurent Delage, François Reynaud, Harald Herrmann & Wolfgang Sohler. *Demonstration of a Frequency Spectral Compression Effect through an Up-Conversion Interferometer*. *Optics Express*, vol. 21, no. 3, page 3073, 2013.
- [Gomes 14a] J.-T. Gomes, L. Delage, R. Baudoin, L. Grossard, L. Bouyeron, D. Ceus, F. Reynaud, H. Herrmann & W. Sohler. *Laboratory Demonstration of Spatial-Coherence Analysis of a Blackbody through an Up-Conversion Interferometer*. *Physical Review Letters*, vol. 112, no. 14, page 143904, 2014.
- [Gomes 14b] JT. Gomes. *Étude d'un interféromètre à somme de fréquences fonctionnant en régime de comptage de photons*. Rapport technique DA N° 10096649, Rapport final de contrat R & T CNES R-S13/SU-0002-042, 2014.
- [Gurski 74] Thomas R. Gurski, Harland W. Epps & Stephen P. Maran. *Astronomical Demonstration of an Infrared Upconverter*. *Nature*, vol. 249, no. 638, pages 638–639, 1974.
- [Hudson 69] R.D. Hudson. *Infrared system engineering*. Wiley series in pure and applied optics. Wiley-Interscience, 1969.
- [Huss 03] G. Huss, E. Longueteau, L. Delage & F. Reynaud. *Phase Closure Bias versus Dispersion in a Stellar Interferometer*. *Optics Communications*, vol. 216, no. 4, pages 329–334, 2003.
- [Junaid 18] Saher Junaid, Jan Tomko, Mykhaylo P. Semtsiv, Jan Kischkat, W. Ted Maselink, Christian Pedersen & Peter Tidemand-Lichtenberg. *Mid-Infrared Upconversion Based Hyperspectral Imaging*. *Optics Express*, vol. 26, no. 3, pages 2203–2211, 2018.

- [Jundt 97] Dieter H. Jundt. *Temperature-Dependent Sellmeier Equation for the Index of Refraction,  $n_e$ , in Congruent Lithium Niobate*. Optics Letters, vol. 22, no. 20, pages 1553–1555, 1997.
- [Kehlet 15] Louis Martinus Kehlet, Peter Tidemand-Lichtenberg, Jeppe Seidelin Dam & Christian Pedersen. *Infrared Upconversion Hyperspectral Imaging*. Optics Letters, vol. 40, no. 6, page 938, 2015.
- [Korneev 05] A. Korneev, V. Matvienko, O. Minaeva, I. Milostnaya, I. Rubtsova, G. Chulkova, K. Smirnov, V. Voronov, G. Gol'tsman, W. Slysz, A. Pearlman, A. Verevkin & R. Sobolewski. *Quantum Efficiency and Noise Equivalent Power of Nanostructured, NbN, Single-Photon Detectors in the Wavelength Range From Visible to Infrared*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 15, no. 2, pages 571–574, 2005.
- [Kuo 13] Paulina S. Kuo, Jason S. Pelc, Oliver Slattery, Yong-Su Kim, M. M. Fejer & Xiao Tang. *Reducing noise in single-photon-level frequency conversion*. Optics Letters, vol. 38, no. 8, page 1310, 2013.
- [Kurimura 06] Sunao Kurimura, Yuji Kato, Masayuki Maruyama, Yusuke Usui & Hirochika Nakajima. *Quasi-phase-matched adhered ridge waveguide in LiNbO<sub>3</sub>*. Applied Physics Letters, vol. 89, no. 19, page 191123, 2006.
- [Labeyrie 75] A. Labeyrie. *Interference Fringes Obtained on Vega with Two Optical Telescopes*. The Astrophysical Journal, vol. 196, page L71, 1975.
- [Langrock 05] Carsten Langrock, Eleni Diamanti, Rostislav V. Roussev, Yoshihisa Yamamoto, Martin M. Fejer & Hiroki Takesue. *Highly Efficient Single-Photon Detection at Communication Wavelengths by Use of Upconversion in Reverse-Proton-Exchanged Periodically Poled LiNbO<sub>3</sub> Waveguides*. Optics letters, vol. 30, no. 13, pages 1725–1727, 2005.
- [Lapeyrère 18] Vincent Lapeyrère, Sylvestre Lacour, Mathurin Grenot, Mathias Nowak, Lester David & Antoine Crouzier. *A Space Interferometer on a 6U Cubesat : FIRST-S*. In Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave, volume 10698, page 106981W. International Society for Optics and Photonics, 2018.
- [Leinert 03] Ch. Leinert, U. Graser, F. Przygodda, L.B.F.M. Waters, G. Perrin, W. Jaffe, B. Lopez, E.J. Bakker, A. Böhm, O. Chesneau, W.D. Cotton, S. Damstra, J. de Jong, A.W. Glazenberg-Kluttig, B. Grimm, H. Hanenburg, W. Laun, R. Lenzen, S. Ligi, R.J. Mathar, J. Meisner, S. Morel, W. Morr, U. Neumann, J.-W. Pel, P. Schuller, R.-R. Rohloff, B. Stecklum, C. Storz, O. von der Lühe & K. Wagner. *MIDI – the 10 Mm Instrument on the VLTI*. Astrophysics and Space Science, vol. 286, no. 1, pages 73–83, 2003.

- [Lopez 14] B. Lopez, S. Lagarde, W. Jaffe, R. Petrov, M. Schöller, P. Antonelli, U. Beckmann, P. Berio, F. Bettonvil, A. Glindemann, J.-C. Gonzalez, U. Graser, K.-H. Hofmann, F. Millour, S. Robbe-Dubois, L. Venema, S. Wolf, T. Henning, T. Lanz, G. Weigelt, T. Agocs, C. Bailet, Y. Bresson, P. Bristow, M. Dugué, M. Heininger, G. Kroes, W. Laun, M. Lehmitz, U. Neumann, J.-C. Augereau, G. Avila, J. Behrend, G. van Belle, J.-P. Berger, R. van Boekel, S. Bonhomme, P. Bourget, R. Brast, J.-M. Clause, C. Connot, R. Conzelmann, P. Cruzalèbes, G. Csepány, W. Danchi, M. Delbo, F. Delplancke, C. Dominik, A. van Duin, E. Elswijk, Y. Fantei, G. Finger, A. Gabasch, J. Gay, P. Girard, V. Girault, P. Gitton, A. Glazenberg, F. Gonté, F. Guitton, S. Guniat, M. De Haan, P. Haguenaer, H. Hanenburg, M. Hogerheijde, R. ter Horst, J. Hron, Y. Hugues, C. Hummel, J. Idserda, D. Ives, G. Jakob, A. Jasko, P. Jolley, S. Kiraly, R. Köhler, J. Kragt, T. Kroener, S. Kuindersma, L. Labadie, C. Leinert, R. Le Poole, J.-L. Lizon, C. Lucuix, A. Marcotto, F. Martinache, G. Martinot-Lagarde, R. Mathar, A. Matter, N. Mauclert, L. Mehrgan, A. Meilland, K. Meisenheimer, J. Meisner, M. Mellein, S. Menardi, J.-L. Menut, A. Merand, S. Morel, L. Mosoni, R. Navarro, E. Nussbaum, S. Ottogalli, R. Palsa, J. Panduro, E. Pantin, T. Parra, I. Percheron, T. P. Duc, J.-U. Pott, E. Pozna, F. Przygodda, Y. Rabbia, A. Richichi, F. Rigal, R. Roelfsema, G. Rupprecht, D. Schertl, C. Schmidt, N. Schuhler, M. Schuil, A. Spang, J. Stegmeier, L. Thiam, N. Tromp, F. Vakili, M. Vannier, K. Wagner & J. Woillez. *An Overview of the MATISSE Instrument – Science, Concept and Current Status*. The Messenger, vol. 157, pages 5–12, September 2014.
- [Martini 08] R. Martini & E. A. Whittaker. *Quantum Cascade Laser-Based Free Space Optical Communications*. In Arun K. Majumdar & Jennifer C. Ricklin, éditeurs, *Free-Space Laser Communications : Principles and Advances*, Optical and Fiber Communications Reports, pages 393–406. Springer New York, 2008.
- [Mason 08] Paul D. Mason & Laurent F. Michaille. *Review of the Development of Nonlinear Materials for Mid-IR Generation*. In *Technologies for Optical Countermeasures V*, volume 7115, page 71150N. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [Michelson 91] A. A. Michelson. *Measurement of Jupiter's Satellites by Interference*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, vol. 3, pages 274–278, 1891.
- [Michelson 21] A. A. Michelson & F. G. Pease. *Measurement of the Diameter of Alpha Orionis with the Interferometer*. The Astrophysical Journal, vol. 53, page 249, 1921.
- [Milton 72] A. Fenner Milton. *Upconversion—a Systems View*. Applied Optics, vol. 11, no. 10, page 2311, 1972.

- [Monnier 04] John D. Monnier, Jean-Philippe Berger, Rafael Millan-Gabet & Theo A. ten Brummelaar. *The Michigan Infrared Combiner (MIRC) : IR imaging with the CHARA Array*. In Wesley A. Traub, editeur, *New Frontiers in Stellar Interferometry*, volume 5491, page 1370, 2004.
- [Monnier 18] John D. Monnier, Stefan Kraus, Michael J. Ireland, Fabien Baron, Amelia Bayo, Jean-Philippe Berger, Michelle Creech-Eakman, Ruobing Dong, Gaspard Duchêne, Catherine Espaillat, Chris Haniff, Sebastian Hönig, Andrea Isella, Attila Juhasz, Lucas Labadie, Sylvestre Lacour, Stephanie Leifer, Antoine Merand, Ernest Michael, Stefano Minardi, Christoph Mordasini, David Mozurkewich, Johan Olofsson, Claudia Paladini, Romain Petrov, Jörg-Uwe Pott, Stephen Ridgway, Stephen Rinehart, Keivan Stassun, Jean Surdej, Theo ten Brummelaar, Neal Turner, Peter Tuthill, Kerry Vahala, Gerard van Belle, Gautam Vasisht, Ed Wishnow, John Young & Zhaohuan Zhu. *The Planet Formation Imager*. *Experimental Astronomy*, vol. 46, pages 517–529, 2018.
- [Parameswaran 02] Krishnan R. Parameswaran, Roger K. Route, Jonathan R. Kurz, Rostislav V. Roussev, Martin M. Fejer & Masatoshi Fujimura. *Highly Efficient Second-Harmonic Generation in Buried Waveguides Formed by Annealed and Reverse Proton Exchange in Periodically Poled Lithium Niobate*. *Optics Letters*, vol. 27, no. 3, pages 179–181, 2002.
- [Pedersen 09] Christian Pedersen, Emir Karamehmedović, Jeppe Seidelin Dam & Peter Tidemand-Lichtenberg. *Enhanced 2D-Image Upconversion Using Solid-State Lasers*. *Optics Express*, vol. 17, no. 23, page 20885, 2009.
- [Pelc 10] J. S. Pelc, C. Langrock, Q. Zhang & M. M. Fejer. *Influence of Domain Disorder on Parametric Noise in Quasi-Phase-Matched Quantum Frequency Converters*. *Optics Letters*, vol. 35, no. 16, page 2804, 2010.
- [Perrin 06] G. Perrin, J. Woillez, O. Lai, J. Guérin, T. Kotani, P. L. Wizinowich, D. Le Mignant, M. Hrynevych, J. Gathright, P. Léna, F. Chaffee, S. Vergnole, L. Delage, F. Reynaud, A. J. Adamson, C. Berthod, B. Brient, C. Collin, J. Crétenet, F. Dauny, C. Deléglise, P. Fédou, T. Goeltzenlichter, O. Guyon, R. Hulin, C. Marlot, M. Marteaud, B.-T. Melse, J. Nishikawa, J.-M. Reess, S. T. Ridgway, F. Rigaut, K. Roth, A. T. Tokunaga & D. Ziegler. *Interferometric Coupling of the Keck Telescopes with Single-Mode Fibers*. *Science*, vol. 311, no. 5758, pages 194–194, 2006.
- [Petrov 07] R. G. Petrov, F. Malbet, G. Weigelt, P. Antonelli, U. Beckmann, Y. Bresson, A. Chelli, M. Dugué, G. Duvert, S. Gennari, L. Glück, P. Kern, S. Lagarde, E. Le Coarer, F. Lisi, F. Millour, K. Perraut, P. Puget, F. Rantakyro, 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, J.-M. Clause, J. Colin, C. Connot, A. Delboulbé, 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. Mège, 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. Schölller, W. Solscheid, A. Spang, P. Stee, P. Stefanini, M. Tallon, I. Tallon-Bosc, D. Tasso, L. Testi, F. Vakili, O. von der Lüche, J.-C. Valtier, M. Vannier & N. Ventura. *AMBER, the near-infrared spectro-interferometric three-telescope VLTI instrument*. *Astronomy & Astrophysics*, vol. 464, no. 1, pages 1–12, 2007.
- [Qantique 15] ID Qantique. *ID220 NIR free-running SPAD*, 2015.
- [Reynaud 92] F. Reynaud, J. J. Alleman & P. Connes. *Interferometric Control of Fiber Lengths for a Coherent Telescope Array*. *Applied Optics*, vol. 31, no. 19, pages 3736–3743, 1992.
- [Rogalski 14] A. Rogalski & K. Chrzanowski. *Infrared Devices And Techniques (Revision)*. *Metrology and Measurement Systems*, vol. 21, no. 4, 2014.
- [Rogstad 68] D. H. Rogstad. *A Technique for Measuring Visibility Phase with an Optical Interferometer in the Presence of Atmospheric Seeing*. *Applied Optics*, vol. 7, no. 4, pages 585–588, 1968.
- [Schunemann 15] Peter G. Schunemann. *High Gain Nonlinear Optical Materials for the Mid-Infrared*. In *Advanced Photonics 2015 (2015)*, Paper NS2A.1, page NS2A.1. Optical Society of America, 2015.
- [Scott 13] N. J. Scott, R. Millan-Gabet, E. Lhomé, T. A. Ten Brummelaar, V. Coudé Du Foresto, J. Sturmman & L. Sturmman. *Jouvence of fluor : upgrades of a fiber beam combiner at the chara array*. *Journal of Astronomical Instrumentation*, vol. 02, no. 2, page 1340005, 2013.
- [Shoji 97] Ichiro Shoji, Takashi Kondo, Ayako Kitamoto, Masayuki Shirane & Ryoichi Ito. *Absolute Scale of Second-Order Nonlinear-Optical Coefficients*. *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 14, no. 9, page 2268, 1997.
- [Simohamed 97] L. M. Simohamed & F. Reynaud. *A 2 m Stroke Optical Fibre Delay Line*. *Pure and Applied Optics : Journal of the European Optical Society Part A*, vol. 6, no. 4, page L37, 1997.
- [Suhara 03] Toshiaki Suhara & Masatoshi Fujimura. *Waveguide Nonlinear-Optic Devices*. *Springer Series in Photonics*. Springer-Verlag, 2003.

- [Sun 18] Xiaoli Sun, James B. Abshire, Michael A. Krainak, Jeff Beck, William W. Sullivan, Pradip Mitra, Dick Rawlings, Wei Lu, Renny A. Fields, David A. Hinkley & Bradley Hirasuna. *Single Photon HgCdTe Avalanche Photodiode and Integrated Detector Cooler Assemblies for Space Lidar Applications*. In Mark A. Itzler & Joe C. Campbell, editeurs, *Advanced Photon Counting Techniques XII*, page 12. SPIE, 2018.
- [System 17] Vigo System. *VIGO SYSTEM S.A. - The most advanced Infrared Detectors, Measurement Equipment, IR Cameras - PVI-4TE*, 2017.
- [Szemendera 16] L. Szemendera, P. Darré, R. Baudoin, L. Grossard, L. Delage, H. Herrmann, C. Silberhorn & F. Reynaud. *In-Lab ALOHA Mid-Infrared up-Conversion Interferometer with High Fringe Contrast @ $\lambda = 3.39$  Mm*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 457, no. 3, pages 3115–3118, 2016.
- [Szemendera 17a] L. Szemendera, L. Grossard, L. Delage & F. Reynaud. *In-Laboratory ALOHA Mid-Infrared up-Conversion Interferometer in the Photon Counting Regime at  $\lambda = 3.39$  Mm*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 468, no. 3, pages 3484–3488, 2017.
- [Szemendera 17b] Ludovic Szemendera. *Interféromètre à somme de fréquences dédié à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie en bande L*. phdthesis, Université de Limoges, 2017.
- [Tan 18] Chee Leong Tan & Hooman Mohseni. *Emerging Technologies for High Performance Infrared Detectors*. *Nanophotonics*, vol. 7, no. 1, pages 169–197, 2018.
- [Temporao 08] Guilherme Temporao, Hugo Zbinden, Jean-Sébastien Tanzilli, Nicolas Gisin, Thierry Aellen, Marcella Edith Giovannini, Jérôme Faist & Jean Pierre Von der Weid. *Feasibility Study of Free-Space Quantum Key Distribution in the Mid-Infrared*. *Quantum Information and Computation*, vol. 8, no. 1-2, pages 1–11, 2008.
- [ten Brummelaar 05] T. A. ten Brummelaar, H. A. McAlister, S. T. Ridgway, Jr W. G. Bagnuolo, N. H. Turner, L. Sturmman, J. Sturmman, D. H. Berger, C. E. Ogden, R. Cadman, W. I. Hartkopf, C. H. Hopper & M. A. Shure. *First Results from the CHARA Array. II. A Description of the Instrument*. *The Astrophysical Journal*, vol. 628, no. 1, page 453, 2005.
- [Thiébaud 17] Éric Thiébaud & John Young. *Principles of Image Reconstruction in Optical Interferometry : Tutorial*. *JOSA A*, vol. 34, no. 6, pages 904–923, 2017.
- [Umeki 10] Takeshi Umeki, Osamu Tadanaga & Masaki Asobe. *Highly Efficient Wavelength Converter Using Direct-Bonded PPZnLN Ridge Waveguide*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, no. 8, pages 1206–1213, 2010.

- [Vergnole 05] Sébastien Vergnole. *Nouveaux interféromètres large bande pour l'imagerie haute résolution : interféromètre fibré hectométrique : utilisation des Fibres à Cristaux Photoniques*. thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005.
- [Woillez 17] Julien Woillez, Olivier Lai, Guy Perrin, François Reynaud, Marc Baril, Yue Dong & Pierre Fédou. *AGILIS : Agile Guided Interferometer for Longbaseline Imaging Synthesis - Demonstration and concepts of reconfigurable optical imaging interferometers*. *Astronomy & Astrophysics*, vol. 602, page A116, 2017.

# Listes des publications et communications

## Présentations orales

*ALOHA@CHARA : Experimental developments*, The CHARA Array Science meeting, 12/03/2018, Meudon, France.

*Détecteur hybride en régime de comptage de photon dans le MIR et le FIR*, Thales Alenia Space, 05/04/2018, Cannes, France.

## Posters

*Comment l'utilisation de PPLN guidés peut révolutionner l'astronomie moyen infrarouge*, Journées Nationales d'Optique Guidée, Limoges, France, Juillet 2017.

*Up-conversion mid-infrared detector applied to astronomical interferometry*, Workshop Xlim, Limoges, France, Novembre 2018.

## Publications à comité de lectures

P. Darré, L. Lehmann, L. Grossard, L. Delage, F. Reynaud, *Control of the coherence behavior in a SFG interferometer through the multipump phases command*, Optics Express. 26 (2018) 7098. doi :10.1364/OE.26.007098.

L. Lehmann, P. Darré, H. Boulogne, L. Delage, L. Grossard, F. Reynaud, *Multichannel spectral mode of the ALOHA up-conversion interferometer*, Mon Not R Astron Soc. 477 (2018) 190–194. doi :10.1093/mnras/sty648.

L. Lehmann, P. Darré, L. Szemendera, J.T. Gomes, R. Baudoin, D. Ceus, S. Brustlein, L. Delage, L. Grossard, F. Reynaud, *ALOHA—Astronomical Light Optical Hybrid Analysis*, Exp Astron. 46 (2018) 447–456. doi :10.1007/s10686-018-9585-2.

L. Lehmann, L. Delage, L. Grossard, F. Reynaud, S. Golden, C. Woods, L. Webster, J. Sturmman, T. ten Brummelaar, *Environmental characterisation and stabilisation of a 2×200-meter outdoor fibre interferometer at the CHARA Array*, Exp Astron. 47 (2019) 303–312. doi :10.1007/s10686-019-09627-x.

L. Lehmann, L. Grossard, L. Delage, F. Reynaud, M. Chauvet, F. Bassignot, *Single photon MIR upconversion detector at room temperature with a PPLN ridge waveguide*, Opt. Express. 27 (2019) 19233. doi :10.1364/OE.27.019233.



**L. Lehmann**, L. Grossard, L. Delage, F. Reynaud, M. Chauvet, F. Bassignot, F. Martinache, F. Morand, J.-P. Rivet, F.-X. Schmider, D. Vernet, *Towards a mid-infrared L band up-conversion interferometer : first on-sky sensitivity test on a single arm*, Mon Not R Astron Soc. 485 (2019) 3595–3599. doi :10.1093/mnras/stz729.

## **Rapport de contrat CNES**

**L. Lehmann**, L. Grossard, L. Delage, F. Reynaud, *Détection hybride d'un flux lumineux moyen et lointain infrarouge de très faible niveau*, Contrat R&T R-S16/SU-0002-042, Décembre 2018.

# Analyse statistique des trames d'acquisition

## Sommaire du présent chapitre

<b>B.1 Analyse statistique de la fréquence nulle <math>f = 0</math></b>	<b>164</b>
B.1.1 Cas sans modulation : $C = 0$ . . . . .	164
B.1.2 Cas avec modulation : $C \neq 0$ . . . . .	165
<b>B.2 Analyse statistique des autres fréquences <math>f \neq 0</math></b>	<b>166</b>
B.2.1 Fonction de répartition de $Y$ . . . . .	167
B.2.2 Fonction de répartition de $Z$ . . . . .	169
<b>B.3 Analyse des moyennes cohérentes et incohérentes de <math>\tilde{X}(f)</math></b>	<b>170</b>
B.3.1 Analyse du signal : $f = f_{mod}$ : . . . . .	170
B.3.2 Analyse du bruit : $f \neq f_{mod}$ : . . . . .	173

Soit une trame d'une durée  $T$  constituée d'une succession de photoévénements. Représentons chaque photoévénement par une impulsion de Dirac, notée  $\delta(t)$  où  $t$  est la date du photoévénement. On peut alors écrire la trame de la façon suivante :

$$X = \sum_{i=0}^{N-1} \delta(t_i) \tag{B.1}$$

où  $N$  est le nombre de photoévénements.

Les  $t_i$  correspondent à différents tirages de la variable aléatoire  $t$ , définie sur le domaine  $[0, T]$  et dont la loi de probabilité dépend du signal observé. Nous considérerons ici que le signal est constitué d'un flux de photons partiellement modulé à une fréquence  $f_{mod} = \frac{\ell}{T}$ , avec  $\ell$  un entier positif non nul. Dans ces conditions, la densité de probabilité de la variable  $t$  est :

$$f_t(x) = \frac{1 + C \cos(2\pi \frac{\ell}{T} x + \phi)}{T} \tag{B.2}$$

où  $\phi$  un terme de phase et  $C = \frac{n_{utile}}{n}$  est le rapport entre le nombre moyen de photons utiles (« moduls ») et le nombre moyen de photons total par trame. Dans le cas d'une mesure interférométrique,  $n_{utile}$  correspond au produit du nombre de photons « signal » et du contraste interférométrique.

Notons  $\tilde{X}$  la transformée de Fourier de la trame  $X$  :

$$\tilde{X}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(t)e^{2j\pi ft} dt \quad (\text{B.3})$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{i=0}^{N-1} \delta(t_i)e^{2j\pi ft} dt \quad (\text{B.4})$$

$$= \sum_{i=0}^{N-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t_i)e^{2j\pi ft} dt \quad (\text{B.5})$$

$$= \sum_{i=0}^{N-1} e^{2j\pi ft_i} \quad (\text{B.6})$$

en considérant que :  $\int \delta(a)f(t)dt = f(a)$ .

Nous nous intéressons à  $\tilde{X}$  dans trois cas :  $f = 0$ ,  $f = f_{mod}$  et  $f \neq f_{mod} \neq 0$ .

## B.1 Analyse statistique de la fréquence nulle $f = 0$

Traisons tout d'abord au cas  $f = 0$ .

$$\tilde{X}(0) = \sum_{i=0}^{N-1} 1 \quad (\text{B.7})$$

$$= N \quad (\text{B.8})$$

Le nombre de photoévénements  $N$  est une variable aléatoire dont nous allons décrire les propriétés d'abord sans modulation du signal utile puis dans le cas général.

### B.1.1 Cas sans modulation : $C = 0$

Pour  $C = 0$ , les photoévénements ont une probabilité d'occurrence constante au cours de la trame  $T$  et la variable aléatoire  $N$  suit donc, par définition, une loi de Poisson de paramètre  $n$ , où  $n$  est le nombre moyen de photons par trame.

On peut ainsi montrer que  $\mathbb{E}[\tilde{X}(0)] = n$ ,  $\text{Var}[\tilde{X}(0)] = n$ .

D'après le théorème central limite (TCL), la moyenne  $\langle \tilde{X}(0) \rangle$  de  $\tilde{X}(0)$  sur un grand nombre  $N_t$  de trames suit une loi Normale de paramètre  $(n, n/N_t)$  (espérance, variance).

On peut également s'intéresser à la DSP de  $X(0)$ ,  $|X(0)|^2 = N^2$ , soit le carré d'une loi de Poisson. Or le moment d'ordre  $k$  d'une loi de poisson est :  $\mathbb{E}[N^k] = \sum_{i=0}^k n^i \left\{ \begin{matrix} k \\ i \end{matrix} \right\}$ , où  $\left\{ \begin{matrix} k \\ i \end{matrix} \right\}$  est le nombre de Stirling de seconde espèce.

L'espérance de la DSP à la fréquence nulle est donc :

$$\mathbb{E}[|\tilde{X}(0)|^2] = \mathbb{E}[N^2] = n^2 + n \quad (\text{B.9})$$

et sa variance :

$$\text{Var}[|\tilde{X}(0)|^2] = \mathbb{E}[(|\tilde{X}(0)|^2)^2] - \mathbb{E}[|\tilde{X}(0)|^2]^2 \quad (\text{B.10})$$

$$= \mathbb{E}[N^4] - (\mathbb{E}[N^2])^2 \quad (\text{B.11})$$

$$= (n^4 + 6n^3 + 7n^2 + n) - (n^4 + 2n^3 + n^2) \quad (\text{B.12})$$

$$= 4n^3 + 6n^2 + n \quad (\text{B.13})$$

D'après le TCL, la moyenne  $\langle |\tilde{X}(0)|^2 \rangle$  de  $|\tilde{X}(0)|^2$  sur un grand nombre  $N_t$  de trames suit une loi Normale de paramètres  $(n^2 + n, (4n^3 + 6n^2 + n)/N_t)$ .

### B.1.2 Cas avec modulation : $C \neq 0$

Dans un premier temps, discrétisons le problème. On découpe la trame  $T$  en une succession d'instant  $i$  de durée  $\Delta t$ . Appelons  $A_i$  la variable aléatoire indiquant le nombre de photoévénements à l'instant  $i$ . Pour  $\Delta t$  suffisamment petit,  $A_i$  ne peut avoir que deux valeurs possibles, 0 ou 1, et :

$$P[A_i = 1] = 1 - P[A_i = 0] = \frac{1 + C \cos(2\pi \frac{\ell}{T} i \Delta t + \phi)}{T} n \Delta t \quad (\text{B.14})$$

Chaque variable  $A_i$  correspond donc à une épreuve de Bernoulli indépendante, mais non identiquement distribuée.

Soit  $S$  la somme des variables  $A_i$  :

$$S = \sum_{i=1}^{T/\Delta t} A_i \quad (\text{B.15})$$

et  $S$  suit donc, par définition, une loi Poisson binomiale.

Le nombre de photoévénements  $N$  par trame est la limite de  $S$  lorsque  $\Delta t$  temps vers 0.

L'espérance de  $S$  est égale à la somme des espérances des variables  $A_i$  :

$$\mathbb{E}[S] = \sum_{i=1}^{T/\Delta t} \mathbb{E}[A_i] \quad (\text{B.16})$$

$$= \sum_{i=1}^{T/\Delta t} (1 \times P[A_i = 1] + 0 \times P[A_i = 0]) \quad (\text{B.17})$$

$$= \sum_{i=1}^{T/\Delta t} \frac{1 + C \cos(2\pi \frac{\ell}{T} i \Delta t + \phi)}{T} n \Delta t \quad (\text{B.18})$$

On peut en déduire l'espérance de  $N$  par passage à la limite :

$$\mathbb{E}[N] = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \mathbb{E}[S] \quad (\text{B.19})$$

$$= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \sum_{i=1}^{T/\Delta t} \frac{1 + C \cos(2\pi \frac{\ell}{T} i \Delta t + \phi)}{T} n \Delta t \quad (\text{B.20})$$

$$= \int_0^T \frac{1 + C \cos(2\pi \frac{\ell}{T} t + \phi)}{T} n dt \quad (\text{B.21})$$

$$= n \quad (\text{B.22})$$

De même, les variables  $A_i$  étant indépendantes, la variance de  $S$  est la somme des variances des

variables  $A_i$  :

$$\text{Var}[S] = \sum_{i=1}^{T/\Delta t} \text{Var}[A_i] \quad (\text{B.23})$$

$$= \sum_{i=1}^{T/\Delta t} (P[A_i = 1] - P[A_i = 1]^2) \quad (\text{B.24})$$

$$= \mathbb{E}[S] - \sum_{i=1}^{T/\Delta t} \left( \frac{1 + C \cos(2\pi \frac{\ell}{T} i \Delta t + \phi)}{T} n \Delta t \right)^2 \quad (\text{B.25})$$

Par passage à la limite, on trouve la variance de  $N$  :

$$\text{Var}[N] = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \text{Var}[S] \quad (\text{B.26})$$

$$= \mathbb{E}[N] - \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \Delta t \sum_{i=1}^{T/\Delta t} \left( \frac{1 + C \cos(2\pi \frac{\ell}{T} i \Delta t + \phi)}{T} n \right)^2 \Delta t \quad (\text{B.27})$$

$$= n - 0 \times \int_0^T \left( \frac{1 + C \cos(2\pi \frac{\ell}{T} i \Delta t + \phi)}{T} n \right)^2 dt \quad (\text{B.28})$$

$$= n - 0 \times n^2/T = n \quad (\text{B.29})$$

De ces deux résultats, on peut déduire l'espérance de  $N^2$  :

$$\mathbb{E}[N^2] = \text{Var}[N] + \mathbb{E}[N]^2 = n + n^2 \quad (\text{B.30})$$

soit les mêmes résultats que dans le cas  $C = 0$ .

## B.2 Analyse statistique des autres fréquences $f \neq 0$

Nous ne nous intéresserons qu'aux cas  $f = k/T$ , avec  $k$  un entier relatif non nul, ce qui correspond aux fréquences calculables par l'algorithme de la transformée de Fourier rapide (FFT).

$$\tilde{X}(f) = \sum_{i=0}^{N-1} e^{2j\pi f t_i} \quad (\text{B.31})$$

$$= \sum_{i=0}^{N-1} \cos(2\pi k t_i / T) + j \sum_{i=0}^{N-1} \sin(2\pi k t_i / T) \quad (\text{B.32})$$

$$= \sum_{i=0}^{N-1} Y_i + j \sum_{i=0}^{N-1} Z_i \quad (\text{B.33})$$

avec  $Y_i$  et  $Z_i$  des tirages de deux variables aléatoires  $Y$  et  $Z$  dont nous chercherons les fonctions de répartition puis l'espérance et la variance. Ces valeurs nous permettront de calculer les propriétés statistiques des parties réelles et imaginaires de  $\tilde{X}(f)$ , la transformée de Fourier du signal, ainsi que celle de sa densité spectrale de puissance  $|\tilde{X}(f)|^2$ .

### B.2.1 Fonction de répartition de $Y$

De manière générale, pour toute variable aléatoire  $Y = f(X)$ , la fonction de répartition  $f_Y(y)$  de  $Y$  s'écrit :

$$f_Y(y) = \sum_{f(x)=y} f_X(x) \left| \frac{dx}{dy} \right| \quad (\text{B.34})$$

où  $f_X(x)$  est la fonction de répartition de  $X$ .

Dans notre cas,  $X = t_i$  et  $f(x) = \cos(2\pi kx/T)$  d'où :

$$f(x) = y \Leftrightarrow \cos(2\pi kx/T) = y \quad (\text{B.35})$$

$$\Leftrightarrow 2\pi kx/T + 2m\pi = \begin{cases} \cos^{-1}(y), & 0 \leq m \leq k-1 \\ -\cos^{-1}(y), & 1 \leq m \leq k \end{cases} \quad (\text{B.36})$$

$$\Leftrightarrow x = \begin{cases} \frac{T}{2k\pi}(\cos^{-1}(y) - 2m\pi), & 0 \leq m \leq k-1 \\ \frac{T}{2k\pi}(-\cos^{-1}(y) - 2m\pi), & 1 \leq m \leq k \end{cases} \quad (\text{B.37})$$

et

$$\left| \frac{dx}{dy} \right| = \left| \frac{d \frac{T}{2k\pi}(\pm \cos^{-1}(y) - 2m\pi)}{dy} \right| \quad (\text{B.38})$$

$$= \frac{T}{2k\pi\sqrt{1-y^2}} \quad (\text{B.39})$$

En substituant les résultats des eq. B.39 et B.37 dans l'équation B.34, on trouve :

$$f_Y(y) = \sum_{m=0}^{k-1} \frac{T}{2k\pi\sqrt{1-y^2}} \frac{1 + C \cos \left[ \frac{2\ell\pi}{T} \left( \frac{T}{2k\pi}(\cos^{-1}(y) - 2m\pi) + \phi \right) \right]}{T} + \sum_{m=1}^k \frac{T}{2k\pi\sqrt{1-y^2}} \frac{1 + C \cos \left[ \frac{2\ell\pi}{T} \left( \frac{T}{2k\pi}(-\cos^{-1}(y) - 2m\pi) + \phi \right) \right]}{T} \quad (\text{B.40})$$

Après simplification, la formulation générale de la fonction de répartition de  $Y$  est :

$$f_Y(y) = \frac{1}{\pi\sqrt{1-y^2}} + \frac{C}{2k\pi\sqrt{1-y^2}} \left( \sum_{m=0}^{k-1} \cos \left[ \frac{\ell}{k}(\cos^{-1}(y) - 2m\pi) + \phi \right] + \sum_{m=1}^k \cos \left[ \frac{\ell}{k}(-\cos^{-1}(y) - 2m\pi) + \phi \right] \right) \quad (\text{B.41})$$

Nous allons étudier séparément cette fonction dans le cas  $k \neq \ell$  ( $f \neq f_{mod}$ , hors du pic de modulation) et la cas  $k = \ell$  ( $f = f_{mod}$ , au niveau du pic de modulation).

### B.2.1.1 cas $k \neq \ell$

On remarque que

$$\sum_{m=0}^{k-1} \cos \left[ \frac{\ell}{k} (\cos^{-1}(y) - 2m\pi) + \phi \right] + \sum_{m=1}^k \cos \left[ \frac{\ell}{k} (-\cos^{-1}(y) - 2m\pi) + \phi \right] = \Re \left[ \sum_{m=0}^{k-1} e^{j \frac{\ell}{k} (\cos^{-1}(y) - 2m\pi) + \phi} + \sum_{m=1}^k e^{j \frac{\ell}{k} (-\cos^{-1}(y) - 2m\pi) + \phi} \right] \quad (\text{B.42})$$

Montrons que :  $S = \sum_{m=0}^{k-1} e^{j \frac{\ell}{k} (\cos^{-1}(y) - 2m\pi) + \phi} + \sum_{m=1}^k e^{j \frac{\ell}{k} (-\cos^{-1}(y) - 2m\pi) + \phi} = 0$

$$S = \sum_{m=0}^{k-1} e^{j \frac{\ell}{k} \cos^{-1}(y)} e^{-j \frac{\ell}{k} 2m\pi} e^{j\phi} + \sum_{m=1}^k e^{-j \frac{\ell}{k} \cos^{-1}(y)} e^{-j \frac{\ell}{k} 2m\pi} e^{j\phi} \quad (\text{B.43})$$

$$= e^{j\phi} \left( \sum_{m=0}^{k-1} e^{j \frac{\ell}{k} \cos^{-1}(y)} e^{-j \frac{\ell}{k} 2m\pi} + \sum_{m=0}^{k-1} e^{-j \frac{\ell}{k} \cos^{-1}(y)} e^{-j \frac{\ell}{k} 2m\pi} e^{-j \frac{\ell}{k} 2\pi} \right) \quad (\text{B.44})$$

$$= e^{j\phi} \left( e^{j \frac{\ell}{k} \cos^{-1}(y)} + e^{-j \frac{\ell}{k} \cos^{-1}(y)} e^{-j \frac{\ell}{k} 2\pi} \right) \left( \sum_{m=0}^{k-1} e^{-j \frac{\ell}{k} 2m\pi} \right) \quad (\text{B.45})$$

On reconnaît la somme d'une suite géométrique de raison  $q = e^{-j \frac{\ell}{k} 2\pi}$  et de premier terme  $u_0 = e^{j\phi} (e^{j \frac{\ell}{k} \cos^{-1}(y)} + e^{-j \frac{\ell}{k} \cos^{-1}(y)} e^{-j \frac{\ell}{k} 2\pi})$ . D'où :

$$S = u_0 \frac{1 - q^k}{1 - q} \quad (\text{B.46})$$

$$= u_0 \frac{1 - e^{-j 2\ell\pi}}{1 - e^{-j \frac{\ell}{k} 2\pi}} = 0 \quad (\text{B.47})$$

La fonction de répartition de  $Y$  dans le cas  $l \neq k$  est donc :

$$f_Y(y) = \frac{1}{\pi \sqrt{1 - y^2}} \quad (\text{B.48})$$

Il s'agit de la même fonction de répartition que dans le cas non modulé ( $C = 0$ ).

On peut alors calculer la variance et l'espérance de  $Y$  :

$$\mathbb{E}[Y] = \int_{-1}^1 y f_Y(y) dy = 0 \quad (\text{B.49})$$

$$\text{Var}[Y] = \mathbb{E}[Y^2] - \mathbb{E}[Y]^2 = \int_{-1}^1 y^2 f_Y(y) dy = \frac{1}{2} \quad (\text{B.50})$$

**B.2.1.2 cas  $k = \ell$** 

On peut alors simplifier la fonction de répartition de  $Y$  :

$$f_Y(y) = \frac{1}{\pi\sqrt{1-y^2}} + \frac{C}{2k\pi\sqrt{1-y^2}} \left( \sum_{m=0}^{k-1} \cos[\cos^{-1}(y) + \phi] + \sum_{m=1}^k \cos[-\cos^{-1}(y) + \phi] \right) \quad (\text{B.51})$$

$$= \frac{1}{\pi\sqrt{1-y^2}} + \frac{kC}{2k\pi\sqrt{1-y^2}} (\cos[\cos^{-1}(y) + \phi] + \cos[-\cos^{-1}(y) + \phi]) \quad (\text{B.52})$$

$$= \frac{1 + Cy \cos(\phi)}{\pi\sqrt{1-y^2}} \quad (\text{B.53})$$

en utilisant  $\cos(a+b) + \cos(a-b) = 2\cos(a)\cos(b)$ .

On peut alors calculer la variance et l'espérance de  $Y$  :

$$\mathbb{E}[Y] = \int_{-1}^1 y f_Y(y) dy = \frac{C}{2} \cos(\phi) \quad (\text{B.54})$$

$$\text{Var}[Y] = \mathbb{E}[Y^2] - \mathbb{E}[Y]^2 \quad (\text{B.55})$$

$$= \int_{-1}^1 y^2 f_Y(y) dy - \left(\frac{C}{2} \cos(\phi)\right)^2 \quad (\text{B.56})$$

$$= \frac{1}{2} - \frac{C^2}{4} \cos(\phi)^2 \quad (\text{B.57})$$

**B.2.2 Fonction de répartition de  $Z$** 

Le calcul de la fonction de distribution de  $Z$  est semblable à celui de  $Y$ . En posant  $Z = f(X) = \sin(2\pi kt_i/T)$  on trouve la fonction de répartition :

$$f_Z(z) = \frac{1}{\pi\sqrt{1-z^2}} + \frac{C}{2k\pi\sqrt{1-z^2}} \left( \sum_{m=0}^{k-1} \cos\left[\frac{\ell}{k}(\sin^{-1}(z) - 2m\pi) + \phi\right] + \sum_{m=1}^k \cos\left[\frac{\ell}{k}(\pi - \sin^{-1}(z) - 2m\pi) + \phi\right] \right) \quad (\text{B.58})$$

On peut alors analyser cette fonction dans les deux cas qui nous intéressent.

**B.2.2.1 cas  $k \neq \ell$** 

En suivant le même raisonnement que pour  $Y$  on trouve que la fonction de répartition de  $Z$  sous cette hypothèse est :

$$f_Z(z) = \frac{1}{\pi\sqrt{1-z^2}} \quad (\text{B.59})$$

On peut alors calculer la variance et l'espérance de  $Z$  :

$$\mathbb{E}[Z] = \int_{-1}^1 z f_Z(z) dz = 0 \quad (\text{B.60})$$

$$\text{Var}[Z] = \mathbb{E}[Z^2] - \mathbb{E}[Z]^2 = \int_{-1}^1 z^2 f_Z(z) dz = \frac{1}{2} \quad (\text{B.61})$$



### B.2.2.2 cas $k = \ell$

La simplification de  $f_Z(z)$  nous donne :

$$f_Z(z) = \frac{1}{\pi\sqrt{1-z^2}} + \frac{C}{2k\pi\sqrt{1-z^2}} \left( \sum_{m=0}^{k-1} \cos[\sin^{-1}(z) + \phi] + \sum_{m=1}^k \cos[\pi - \sin^{-1}(z) + \phi] \right) \quad (\text{B.62})$$

$$= \frac{1}{\pi\sqrt{1-z^2}} + \frac{kC}{2k\pi\sqrt{1-z^2}} \left( \cos[\sin^{-1}(z) + \phi] + \cos[\phi - \sin^{-1}(z) + \pi] \right) \quad (\text{B.63})$$

$$= \frac{1 - Cz \sin(\phi)}{\pi\sqrt{1-z^2}} \quad (\text{B.64})$$

en utilisant  $\cos(a+b) + \cos(a+b+\pi) = \cos(a+b) - \cos(a+b) = -2\sin(a)\sin(b)$ .

d'où :

$$\mathbb{E}[Z] = \int_{-1}^1 z f_Z(z) dz = -\frac{C}{2} \sin(\phi) \quad (\text{B.65})$$

$$\text{Var}[Z] = \mathbb{E}[Z^2] - \mathbb{E}[Z]^2 \quad (\text{B.66})$$

$$= \int_{-1}^1 z^2 f_Z(z) dz - \left(\frac{C}{2} \sin(\phi)\right)^2 \quad (\text{B.67})$$

$$= \frac{1}{2} - \frac{C^2}{4} \sin(\phi)^2 \quad (\text{B.68})$$

## B.3 Analyse des moyennes cohérentes et incohérentes de $\tilde{X}(f)$

Nous avons trouvé eq. B.33 page 166 :

$$\tilde{X}(f) = \sum_{i=0}^{N-1} Y_i + j \sum_{i=0}^{N-1} Z_i \quad (\text{B.69})$$

avec  $Y_i$  et  $Z_i$  des tirages de variables aléatoires dont on connaît maintenant les espérances et les variances. En utilisant le TCL, on obtient :

$$\tilde{X}(f) = \mathcal{N}_{\Re} (N\mathbb{E}[Y], N\text{Var}[Y]) + j \mathcal{N}_{\Im} (N\mathbb{E}[Z], N\text{Var}[Z]) \quad (\text{B.70})$$

avec  $\mathcal{N}_i(m, \sigma^2)$  des variables aléatoires que l'on considérera comme indépendantes et suivant des lois normales d'espérance  $m$  et de variance  $\sigma^2$ .

### B.3.1 Analyse du signal : $f = f_{mod}$ :

Les équations B.54, B.57, B.65, et B.68 nous permettent de simplifier l'eq. B.70 de la façon suivante :

$$\tilde{X}(f = f_{mod}) = \mathcal{N}_{\Re} \left( \frac{NC}{2} \cos(\phi), \frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4} \cos(\phi)^2 \right) + j \mathcal{N}_{\Im} \left( -\frac{C}{2} \sin(\phi), \frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4} \sin(\phi)^2 \right) \quad (\text{B.71})$$

#### B.3.1.1 Moyenne cohérente : $\phi = cst = 0$

Sous cette hypothèse l'équation précédente devient :

$$\tilde{X}(f = f_{mod}) = \mathcal{N}_{\Re} \left( \frac{NC}{2}, \frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4} \right) + j \mathcal{N}_{\Im} \left( 0, \frac{N}{2} \right) \quad (\text{B.72})$$

Traitons indépendamment la parte réelle et la partie imaginaire, en commençant par la partie imaginaire :

$$\text{Im}(\tilde{X}(f_{mod})) = \mathcal{N}_{\text{Im}}(0, \frac{N}{2}) = \sqrt{\frac{N}{2}} \mathcal{N}_{\text{Im}}(0, 1) \quad (\text{B.73})$$

Calculons l'espérance et la variance de cette grandeur :

$$\mathbb{E}[\text{Im}(\tilde{X}(f_{mod}))] = \mathbb{E}[\sqrt{\frac{N}{2}}] \mathbb{E}[\mathcal{N}_{\text{Im}}(0, 1)] = 0 \quad (\text{B.74})$$

et

$$\text{Var}[\text{Im}(\tilde{X}(f_{mod}))] = \mathbb{E}[\text{Im}(\tilde{X}(f_{mod}))^2] - \mathbb{E}[\text{Im}(\tilde{X}(f_{mod}))]^2 \quad (\text{B.75})$$

$$= \mathbb{E}[\frac{N}{2} \mathcal{N}_{\text{Im}}(0, 1)^2] - 0 \quad (\text{B.76})$$

$$= \mathbb{E}[\frac{N}{2}] \mathbb{E}[\chi^2(1)] \quad (\text{B.77})$$

$$= \frac{n}{2} \quad (\text{B.78})$$

où  $\chi^2(k) = \sum_{i=1}^k \mathcal{N}_i(0, 1)^2$  est, par définition, une variable aléatoire suivant une loi du Khi-2 à  $k$  degrés de liberté. De plus, on a  $\mathbb{E}[\chi^2(k)] = k$  et  $\text{Var}[\chi^2(k)] = 2k$ .

Considérons maintenant la partie réelle de l'eq. B.72 :

$$\Re(\tilde{X}(f_{mod})) = \mathcal{N}_{\Re}(\frac{NC}{2}, \frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4}) \quad (\text{B.79})$$

$$= \sqrt{N} \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{C^2}{4}} \mathcal{N}_{\Re}(0, 1) + \frac{NC}{2} \quad (\text{B.80})$$

dont l'espérance est :

$$\mathbb{E}[\Re(\tilde{X}(f_{mod}))] = \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{C^2}{4}} \mathbb{E}[\sqrt{N}] \mathbb{E}[\mathcal{N}_{\Re}(0, 1)] + \mathbb{E}[\frac{NC}{2}] \quad (\text{B.81})$$

$$= \frac{nC}{2} \quad (\text{B.82})$$

et la variance :

$$\text{Var}[\Re(\tilde{X}(f_{mod}))] = \mathbb{E}[\Re(\tilde{X}(f_{mod}))^2] - \mathbb{E}[\Re(\tilde{X}(f_{mod}))]^2 \quad (\text{B.83})$$

Nous avons donc besoin de l'espérance de  $\Re(\tilde{X}(f_{mod}))^2$ , or :

$$\Re(\tilde{X}(f_{mod}))^2 = \left( \sqrt{N} \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{C^2}{4}} \mathcal{N}_{\Re}(0, 1) + \frac{NC}{2} \right)^2 \quad (\text{B.84})$$

$$= N \left( \frac{1}{2} - \frac{C^2}{4} \right) \chi^2(1) + \frac{N^2 C^2}{2} + 2 \frac{NC}{2} \sqrt{N} \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{C^2}{4}} \mathcal{N}_{\Re}(0, 1) \quad (\text{B.85})$$

d'où une espérance égale à :

$$\mathbb{E}[\Re(\tilde{X}(f_{mod}))^2] = \mathbb{E}[N]\left(\frac{1}{2} - \frac{C^2}{4}\right)\mathbb{E}[\chi^2(1)] + \mathbb{E}\left[\frac{N^2 C^2}{2}\right] + \mathbb{E}\left[2\frac{NC}{2}\sqrt{N}\sqrt{\frac{1}{2} - \frac{C^2}{4}}\mathcal{N}_{\Re}(0,1)\right] \quad (\text{B.86})$$

$$= n\left(\frac{1}{2} - \frac{C^2}{4}\right) + \frac{(n^2 + n)C^2}{2} \quad (\text{B.87})$$

On peut maintenant calculer la variance de  $\Re(\tilde{X}(f_{mod}))$  :

$$\text{Var}[\Re(\tilde{X}(f_{mod}))] = n\left(\frac{1}{2} - \frac{C^2}{4}\right) + \frac{(n^2 + n)C^2}{2} - \left(\frac{nC}{2}\right)^2 \quad (\text{B.88})$$

$$= \frac{n}{2} \quad (\text{B.89})$$

D'après le TCL, la moyenne  $\langle \tilde{X} \rangle$  de  $\tilde{X}(f_{mod})$  sur un grand nombre  $N_t$  de trames suit la loi de probabilité :

$$\langle \tilde{X} \rangle = \mathcal{N}_{\Re}\left(\frac{nC}{2}, \frac{n}{2N_t}\right) + j\mathcal{N}_{\text{Im}}\left(0, \frac{n}{2N_t}\right) \quad (\text{B.90})$$

### B.3.1.2 Moyenne incohérente :

Dans ce cas,  $\phi$  est une variable aléatoire de densité de probabilité quelconque sur le domaine  $[-\pi, \pi]$  et l'eq. B.70 ne se simplifie pas :

$$\tilde{X}(f = f_{mod}) = \mathcal{N}_{\Re}\left(\frac{NC}{2}\cos(\phi), \frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4}\cos(\phi)^2\right) + j\mathcal{N}_{\text{Im}}\left(-\frac{NC}{2}\sin(\phi), \frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4}\sin(\phi)^2\right) \quad (\text{B.91})$$

Comme l'espérance de  $\cos(\phi)$  et de  $\sin(\phi)$  est nulle, le moyennage de  $\tilde{X}(f = f_{mod})$  entraînera la perte d'information sur  $C$ . Il convient donc de s'intéresser à la DSP de  $\tilde{X}(f = f_{mod})$  :

$$|\tilde{X}|^2 = \mathcal{N}_{\Re}\left(\frac{NC}{2}\cos(\phi), \frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4}\cos(\phi)^2\right)^2 + \mathcal{N}_{\text{Im}}\left(-\frac{NC}{2}\sin(\phi), \frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4}\sin(\phi)^2\right)^2 \quad (\text{B.92})$$

On écrit tout d'abord les variables aléatoires sous une forme contrée réduite :

$$|\tilde{X}|^2 = \left(\sqrt{\frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4}\cos(\phi)^2}\mathcal{N}_{\Re}(0,1) + \frac{NC}{2}\cos(\phi)\right)^2 + \left(\sqrt{\frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4}\sin(\phi)^2}\mathcal{N}_{\text{Im}}(0,1) - \frac{NC}{2}\sin(\phi)\right)^2 \quad (\text{B.93})$$

On développe ensuite les carrés :

$$\begin{aligned} |\tilde{X}|^2 &= \left(\frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4}\cos(\phi)^2\right)\mathcal{N}_{\Re}(0,1)^2 + 2\sqrt{\frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4}\cos(\phi)^2}\mathcal{N}_{\Re}(0,1)\frac{NC}{2}\cos(\phi) + \frac{N^2 C^2}{4}\cos^2(\phi) \\ &+ \left(\frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4}\sin(\phi)^2\right)\mathcal{N}_{\text{Im}}(0,1)^2 - 2\sqrt{\frac{N}{2} - \frac{NC^2}{4}\sin(\phi)^2}\mathcal{N}_{\text{Im}}(0,1)\frac{NC}{2}\sin(\phi) + \frac{N^2 C^2}{4}\sin^2(\phi) \end{aligned} \quad (\text{B.94})$$

et on simplifie l'écriture :

$$\begin{aligned} |\tilde{X}|^2 &= \frac{N}{2} \chi^2(2) + \frac{N^2 C^2}{4} - \frac{N C^2}{4} \cos(\phi)^2 \mathcal{N}_{\text{Re}}(0, 1)^2 - \frac{N C^2}{4} \sin(\phi)^2 \mathcal{N}_{\text{Im}}(0, 1)^2 \\ &+ 2\sqrt{\frac{N}{2} - \frac{N C^2}{4} \cos(\phi)^2 \mathcal{N}_{\text{Re}}(0, 1)} \frac{N C}{2} \cos(\phi) - 2\sqrt{\frac{N}{2} - \frac{N C^2}{4} \sin(\phi)^2 \mathcal{N}_{\text{Im}}(0, 1)} \frac{N C}{2} \sin(\phi) \end{aligned} \quad (\text{B.95})$$

Les variables aléatoires de chaque élément de la somme étant indépendant, l'espérance de  $|\tilde{X}|^2$  s'écrit :

$$\mathbb{E}[|\tilde{X}|^2] = \frac{\mathbb{E}[N]}{2} \mathbb{E}[\chi^2(2)] + \frac{\mathbb{E}[N^2] C^2}{4} \quad (\text{B.96})$$

$$\begin{aligned} &- \frac{\mathbb{E}[N] C^2}{4} \mathbb{E}[\cos(\phi)^2] \mathbb{E}[\mathcal{N}_{\text{Re}}(0, 1)^2] - \frac{\mathbb{E}[N] C^2}{4} \mathbb{E}[\sin(\phi)^2] \mathbb{E}[\mathcal{N}_{\text{Im}}(0, 1)^2] \\ &+ \mathbb{E}\left[2\sqrt{\frac{N}{2} - \frac{N C^2}{4} \cos(\phi)^2} \frac{N C}{2} \cos(\phi)\right] \mathbb{E}[\mathcal{N}_{\text{Re}}(0, 1)] \end{aligned} \quad (\text{B.97})$$

$$- \mathbb{E}\left[2\sqrt{\frac{N}{2} - \frac{N C^2}{4} \sin(\phi)^2} \frac{N C}{2} \sin(\phi)\right] \mathbb{E}[\mathcal{N}_{\text{Im}}(0, 1)] \quad (\text{B.98})$$

$$= n + \frac{(n^2 + n) C^2}{4} - \frac{n C^2}{4} \mathbb{E}[\cos(\phi)^2 + \sin(\phi)^2] + 0 - 0 \quad (\text{B.99})$$

$$= n + \frac{n^2 C^2}{4} \quad (\text{B.100})$$

avec  $\mathbb{E}[\cos(\phi)^2 + \sin(\phi)^2] = 1$  et  $\mathbb{E}[N^2] = n^2 + n$  (eq. B.30).

D'après le TCL, la moyenne  $\langle |\tilde{X}|^2 \rangle$  de  $|\tilde{X}(f_{\text{mod}})|^2$  sur un grand nombre  $N_t$  de trames suit donc la loi normale d'espérance  $n + n^2 C^2/4$

À notre grand regret, nous ne sommes malheureusement pas parvenus à déterminer la variance de  $|\tilde{X}|^2$  et donc de  $\langle |\tilde{X}|^2 \rangle$  au pic de modulation.

### B.3.2 Analyse du bruit : $f \neq f_{\text{mod}}$ :

Les équations B.49, B.50, B.60, et B.61 nous permettent de simplifier l'eq. B.70 de la façon suivante :

$$\tilde{X}(f \neq f_{\text{mod}}) = \mathcal{N}_{\text{Re}}(0, N/2) + j \mathcal{N}_{\text{Im}}(0, N/2) \quad (\text{B.101})$$

#### B.3.2.1 Moyenne cohérente

Le calcul est identique à celui effectué pour la partie imaginaire de  $\tilde{X}(f = f_{\text{mod}})$  (eq. B.72 page 170), d'où :

$$\langle \tilde{X} \rangle = \mathcal{N}_{\text{Re}}\left(0, \frac{n}{2N_t}\right) + j \mathcal{N}_{\text{Im}}\left(0, \frac{n}{2N_t}\right) \quad (\text{B.102})$$

### B.3.2.2 Moyenne incohérente

On calcule alors la DSP de chaque trame :

$$|\tilde{X}|^2 = \mathcal{N}_{\Re}(0, N/2)^2 + \mathcal{N}_{\Im}(0, N/2)^2 \quad (\text{B.103})$$

$$= \frac{N}{2} (\mathcal{N}_{\Re}(0, 1)^2 + \mathcal{N}_{\Im}(0, 1)^2) \quad (\text{B.104})$$

$$= \frac{N}{2} \chi^2(2) \quad (\text{B.105})$$

$\frac{N}{2} \chi^2(2)$  est une variable aléatoire produit de deux variables aléatoires indépendantes :

$$\mathbb{E}\left[\frac{N}{2} \chi^2(2)\right] = \frac{1}{2} \mathbb{E}[N] \mathbb{E}[\chi^2(2)] = \mathbb{E}[N] = n \quad (\text{B.106})$$

$$\text{Var}\left[\frac{N}{2} \chi^2(2)\right] = \frac{1}{4} (\text{Var}[N] \text{Var}[\chi^2(2)] + \text{Var}[N] \mathbb{E}[\chi^2(2)]^2 + \text{Var}[\chi^2(2)] \mathbb{E}[N]^2) \quad (\text{B.107})$$

$$= \frac{1}{4} (4n + 2^2 n + 4n^2) \quad (\text{B.108})$$

$$= n^2 + 2n \quad (\text{B.109})$$

D'après le TCL, la moyenne  $\langle |\tilde{X}|^2 \rangle$  de  $|\tilde{X}|^2$  sur un grand nombre de trames  $N_t$  suit une loi Normale de paramètres  $(n, (n^2 + 2n)/N_t)$ .

Annexe **C**

*Control of the coherence behavior in a SFG interferometer through the multipump phases command (Darré et al. 2018)*



# Control of the coherence behavior in a SFG interferometer through the multipump phases command

P. DARRÉ,<sup>1,2</sup> L. LEHMANN,<sup>1</sup> L. GROSSARD,<sup>1</sup> L. DELAGE,<sup>1</sup> AND F. REYNAUD<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Univ. Limoges, CNRS, XLIM, UMR 7252, F-87000 Limoges, France

<sup>2</sup>Current address: European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, Garching bei München 85748, Germany

\*francois.reynaud@unilim.fr

**Abstract:** In this paper, we report on a novel method to control the coherence behavior in a sum frequency generation interferometer powered by two independent pump lines. At the output of the interferometer, the two incoherent fringe patterns must be superimposed to maximize the contrast. The first step consists in canceling the differential group delay. The second one uses the phase control on one pump to synchronize the fringe patterns. This innovative method is experimentally demonstrated with a setup involving a 1544 nm signal and two pump lines around 1064 nm leading to a converted signal around 630 nm. It can be easily extended to a greater number of pump lines.

© 2018 Optical Society of America under the terms of the [OSA Open Access Publishing Agreement](#)

**OCIS codes:** (030.1640) Coherence; (120.2650) Fringe analysis; (120.3180) Interferometry; (160.3730) Lithium niobate; (190.7220) Upconversion; (230.7370) Waveguides.

## References and links

1. 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<sub>3</sub> waveguides," *Opt. Lett.* **30**(13), 1725–1727 (2005).
2. H. Xia, G. Shentu, M. Shanguan, X. Xia, X. Jia, C. Wang, J. Zhang, J. S. Pelc, M. M. Fejer, Q. Zhang, X. Dou, and J. W. Pan, "Long-range micro-pulse aerosol lidar at 1.5 $\mu$ m with an upconversion single-photon detector," *Opt. Lett.* **40**(7), 1579–1582 (2015).
3. A. Barh, C. Pedersen, and P. Tidemand-Lichtenberg, "Ultra-broadband mid-wave-IR upconversion detection," *Opt. Lett.* **42**(8), 1504–1507 (2017).
4. Q. Zhang, C. Langrock, M. M. Fejer, and Y. Yamamoto, "Waveguide-based single pixel up-conversion infrared spectrometer," *Opt. Express* **16**(24), 19557–19561 (2008).
5. Y.-H. Cheng, T. Thomay, G. S. Solomon, A. L. Migdall, S. V. Polyakov, "Statistically background-free, phase-preserving parametric up-conversion with faint light," *Opt. Express* **23**(14), 18671–18678 (2015).
6. 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 Photonics* **7**(3), 210–214 (2013).
7. M. Asobe, O. Tadanaga, H. Miyazawa, Y. Nishida, and H. Suzuki, "Multiple quasi-phase-matched device using continuous phase modulation of  $\lambda^{(2)}$  grating and its application to variable wavelength conversion," *IEEE J. Quantum Electron.* **41**(12), 1540–1547, (2005).
8. R. T. Thew, H. Zbinden, and N. Gisin, "Tunable upconversion photon detector," *Appl. Phys. Lett.* **93**, 071104 (2008).
9. P. Darré, R. Baudoin, J.-T. Gomes, N. J. Scott, L. Delage, L. Grossard, J. Sturmman, C. Farrington, F. Reynaud, and T. A. Ten Brummelaar, "First On-Sky Fringes with an Up-Conversion Interferometer Tested on a Telescope Array," *Phys. Rev. Lett.* **117**, 233902 (2016).
10. L. Szemendera, P. Darré, R. Baudoin, L. Grossard, L. Delage, H. Herrmann, C. Silberhorn, F. Reynaud, "In-lab ALOHA mid-infrared up-conversion interferometer with high fringe contrast @ $\lambda = 3.39\mu$ m," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **457**(3), 3115–3118, (2016).
11. 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**(3), 3073–3082 (2013).
12. P. Darré, L. Szemendera, L. Grossard, L. Delage and F. Reynaud, "Effect of spectral sampling on the temporal coherence analysis of a broadband source in a SFG interferometer," *Opt. Express* **23**(20), 25450–25461 (2015).

13. S. Kurimura, Y. Kato, M. Maruyama, Y. Usui, H. Nakajima, "Quasi-phase-matched adhered ridge waveguide in LiNbO<sub>3</sub>," *Appl. Phys. Lett.* **89**, 191123 (2006).
14. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic, 2008).

## 1. Introduction

Sum frequency generation (SFG) using periodically poled Lithium Niobate (PPLN) crystals becomes a useful tool for a large number of applications in the optical domains such as infrared detection in the photon counting regime [1,2], spectroscopy [3,4] and quantum applications [5,6]. All over these applications, implemented with a monochromatic pump, the experimental results are driven by a trade-off between the spectral bandwidth and the conversion efficiency [7,8].

For more than a decade we investigate a new concept of fiber interferometer involving a non-linear stage in each arm: the SFG interferometer. The main purpose of this research activity consists of an alternative technique for high resolution imaging with telescope array in the near and mid-infrared spectral domains [9,10]. To broaden the converted infrared spectrum of the instrument, we have proposed the use of a multispectral pump. In previous studies [11,12], we demonstrated the possibility to simultaneously process two infrared samples with two independent laser pumps in each of the two PPLN of the SFG interferometer, and showed original properties of the coherence behavior such as frequency spectral compression effect. When converting a broadband infrared signal spectrum with a dual pump powering the non-linear stage in each arm of a SFG interferometer, two fringe patterns are independently generated and must be superimposed to optimize the sensibility of the instrument.

As usual, the fringe patterns are centered on the acquisition window by actuating a delay line to cancel the differential group delay, which constitutes the first parameter to control. Then, when the group delay is set to zero, the fringe patterns must be actively synchronized to efficiently build up the contributions of each spectral channel. The second parameter is the relative phases between the fringe patterns contributing to the global interferometric signal and must be adjusted precisely. With only two pump lines, the synchronization of the fringe patterns can hardly be achieved through a complex iterative process using two delay lines implemented on the signal and converted paths. Expanding the two-pump configuration to N pumps leads to the generation of N fringe patterns related to each pump line. Here again, the group delay has to be first set to zero. When implemented with more than two pump lines, the contrast has to be managed by the simultaneous synchronization of all the fringe patterns leading to control N-1 parameters. This cannot be achieved only with the delay lines and makes necessary to propose a new configuration with more degrees of freedom.

In this paper, we propose an original valuable configuration for synchronization of the fringe patterns in order to set the interferometer at the maximum of contrast in a multipump configuration. For this purpose, we describe an active method to manage the differential spectral phase of the converted fields through a control of the differential phase of the pump fields. For the sake of simplicity and cost considerations, the experimental demonstration is achieved with two pump lines, but could be easily extended to more pump lines.

## 2. General description of the upconversion interferometer

The experimental setup given in Fig. 1 is based on a Mach-Zehnder interferometer using guided and polarization maintaining single mode optical components. All the lengths of the optical arms are equalized to within a few millimeters. We passively insure a thermal and mechanical isolation of the instrument in order to cancel any significant phase fluctuations during the different measurements. A superluminescent diode (SLED) emitting an infrared signal centered at 1544.0 nm with a 40 nm bandwidth feeds the system, and provides an incoherent source and a high flux level (a few mW). Both arms of the interferometer include a sum frequency generation



process, upconverting the infrared input signal to the visible domain. In the framework of our experiment, the SFG processes take place in periodically poled LiNbO<sub>3</sub> waveguides based on a ridge technology [13] and provided by NTT Corporation. The specified conversion efficiencies of these components are better than 150 %/W of pump. The waveguides are 22-mm long and pigtailed with fibers at the input and the output of the device, improving the reliability and the efficiency of the light coupling.

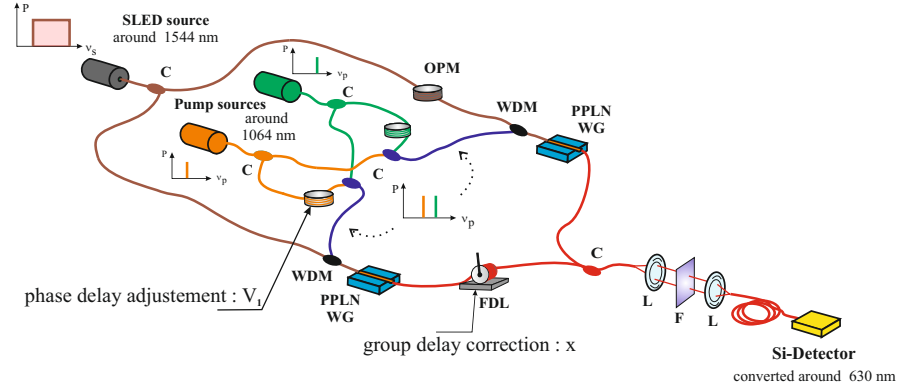


Fig. 1. Experimental setup. OPM: optical path modulator, FDL: fiber delay line, C: 50/50 coupler, WDM: wavelength division multiplexing, WG: waveguide, F: filters, L: lens.

The pump power is provided by a set of two monochromatic mutually incoherent laser lines and emitting at two wavelengths separated by 1.4 nm around 1064.0 nm. The coherence length of each pump line is much greater than the optical path differences on the pump stage. The pumps are equally shared between the two interferometric arms thanks to a fiber coupler to provide the energy required by the SFG process, and to preserve the mutual coherence between the two upconverted waves. The total pump power injected on each of the two PPLN is close to 10 mW. For each pump line and its corresponding converted signal field, the energy conservation through the SFG process implies to fulfill the following relationship:

$$\nu_s + \nu_p = \nu_c, \quad (1)$$

with  $\nu_s$ ,  $\nu_p$  and  $\nu_c$  the frequencies of the infrared input signal, the pump and the converted optical signal respectively.

Due to the quasiphase matching condition, the SFG process related to one pump line is only efficient over a narrow infrared spectral range  $\Delta\nu_{acc}$  defined as the spectral acceptance, and therefore the non-linear process acts as a frequency filter. In our experiment, the width of the spectral acceptance of each PPLN is close to 0.6 nm around 1544 nm. To ensure the quasiphase matching condition and achieve simultaneously the same expected SFG process on each arm of the instrument, each PPLN is thermally regulated around 54 °C with an accuracy better than 0.1 °C.

Theoretically, the normalized profile  $B(\nu)$  of this frequency filtering function can be given by the following expression [14]:

$$B(\nu) = \text{sinc}^2\left(\frac{\nu}{\Delta\nu_{acc}}\right). \quad (2)$$

When using a single line pump at  $\nu_{pi}$  ( $i = 1$  or  $2$ ), the infrared spectrum  $B_{si}(\nu_s)$  centered around the frequency  $\nu_{si}$  upconverted by the non-linear process is simply shifted to the visible spectral domain  $B_{ci}(\nu_c)$  around the frequency  $\nu_{ci}$  without any shape modification (i.e. the spectral

acceptance  $\Delta\nu_{acc}$  is then fully preserved).

$$B_{si}(\nu_s) = B(\nu_s - \nu_{si}), \quad (3)$$

and

$$B_{ci}(\nu_c) = B(\nu_c - \nu_{ci}). \quad (4)$$

At the output of the upconversion interferometer, the two converted optical fields are combined through a single mode and polarization maintaining fiber coupler. When simultaneously switching on the two independent pump lines to power the non-linear crystals, two spectral samples centered on the frequencies  $\nu_{s1}$  and  $\nu_{s2}$  are simultaneously converted in each PPLN. Figure 2 shows that the converted frequency spectrum exhibits two flipped spectral samples with respect to the infrared spectrum and a compression of the spacing between them, as previously reported in [11, 12].

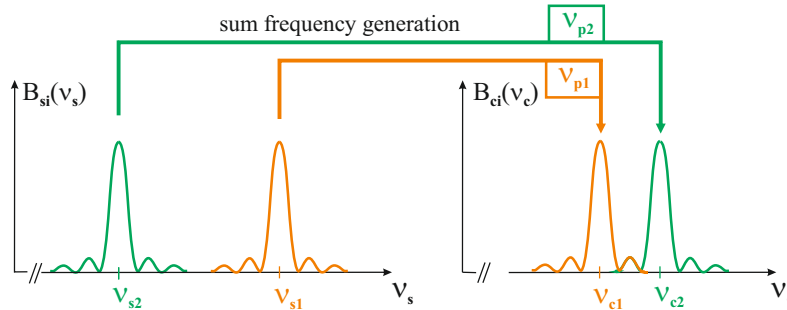


Fig. 2. Power spectral density transfer through the non-linear SFG process when two pump lines converts two different spectral samples centered on the infrared signal frequencies  $\nu_{si}$ .

In the dual line pump configuration, two independent fringe patterns are observed and must be locally superimposed to achieve high contrast. For this purpose, two phase control functions must be integrated. Firstly, a fiber delay line with 12 cm stroke implemented on one interferometric arm allows us to vary the group delay as a function of the mechanical actuator position  $x$ . Secondly, a phase modulator is implemented on each pump path before recombining the two laser lines. These phase modulators are driven by constant voltages  $V_i$  to allow the generation of an adjustable differential phase  $\Phi_{pi}$  for each pump line  $i$ . Then, the two pump lines are merged with the infrared signal through a wavelength-division multiplexer (WDM) on each arm of the interferometer in order to feed the SFG stage.

In addition, the infrared stage includes an optical path modulator with a 30  $\mu\text{m}$  stroke on one arm to display the fringes as a function of time. This allows us to measure the fringe contrast around 630 nm with a silicon detector preceded by a set of two bandpass spectral filters with a 40 nm and 2 nm bandwidth, selecting only the converted signal with a 40 nm and 2 nm bandwidth around 630 nm.

### 3. Differential spectral phase and derivation of the fringe contrast

The analysis of the coherence behavior in the SFG interferometer requires an assessment of the differential spectral phase between the two interferometric arms, due to path length differences in one hand, and differential chromatic dispersion in the other hand. All over the SFG interferometer, the global differential spectral phase related to the pump  $i$ , and denoted  $\Phi_i$ , is the sum of the contributions accumulated in the three stages and can be written as follows:

$$\Phi_i = \Phi_{si}(\nu_s) + \Phi_{pi}(\nu_{pi}) + \Phi_{ci}(\nu_c), \quad (5)$$

with  $\Phi_{si}$  the contribution of the infrared stage,  $\Phi_{pi}$  the phase shift induced on the pump stage and  $\Phi_{ci}$  the differential spectral phase associated to converted optical fields. Due to Eq. (1) and assuming that the pumps are monochromatic,  $\Phi_i$  can be expressed as a parametric function of the  $\nu_c$  variable and the  $\nu_{pi}$  parameter.

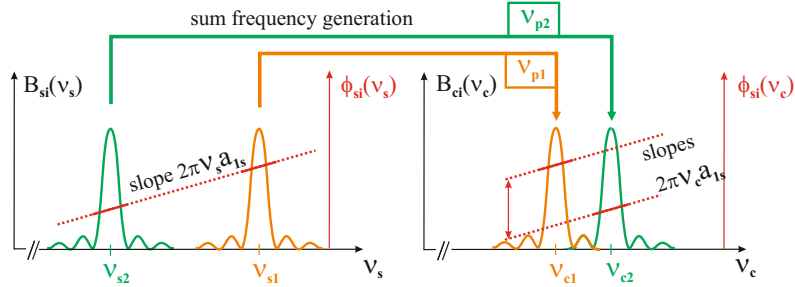


Fig. 3. Spectral phase transfer of the infrared signal through the non-linear process. The spectral compression leads to a discontinuity of the spectral phase when expressed as a function of  $\nu_c$ .

In our experimental context, the SFG filtering due to the quasiphase matching results in very narrow spectral bandwidths that will be upconverted. The Taylor expansion can therefore be limited to the first-order. Moreover, the two spectral samples are close enough (in the range of few nm) to consider the first-order coefficients  $a_1$  independent of the spectral sample index  $i$  in the signal and converted optical field domains.

In the infrared stage, the phase expansion only depends on non adjustable parameters:

$$\Phi_{si} = a_{0si} + a_{1s} \times (\nu_s - \nu_{si}). \quad (6)$$

According to Eq. (1),  $\Phi_{si}$  can be expressed as a function of  $\nu_c$ :

$$\Phi_{si} = a_{0si} + a_{1s} \times (\nu_c - \nu_{ci}), \quad (7)$$

where  $\nu_{si}$  and  $\nu_{ci}$  correspond to the mean frequency of the signal and converted spectrum with the pump at  $\nu_{pi}$ .  $a_{0si}$  correspond to the zeroth-order coefficients of the differential spectral phase associated to the infrared signal converted by the pump  $i$ .

As reported on the right of Fig. 3, the spectral compression induces a discontinuity in the spectral phase of the converted field. Nevertheless, we note that the phase slope  $a_{1s}$  related to the infrared samples is preserved by the SFG processes and is the same for the two converted spectral samples.

As the pump lasers are monochromatic, the  $\Phi_{pi}$  terms are constant and will be experimentally controlled in the pump stage by piezoelectric actuators driven by DC voltages  $V_i$ .

$$\Phi_{pi} = K_i V_i, \quad (8)$$

where  $K_i$  is a constant in rad/V.

At last, in the visible stage, the phase contribution  $\Phi_{ci}$  contains a variable term stemming from the fiber delay line actuator position  $x$ , and a static term resulting from the differential chromatic dispersion and fiber length differences. It can be written as:

$$\Phi_{ci} = a_{0ci} + k_{0i}x + (a_{1c} + k_1x) \times (\nu_c - \nu_{ci}), \quad (9)$$

where  $k_{0i}$  and  $k_1$  are the zeroth- and first-order coefficients of the fiber delay line differential dispersion function. Table 1 summarizes the different contributions to the spectral phase. The Taylor coefficients  $a_{0ti}$  and  $a_{1t}$  correspond to the global propagation over the three stages.

Table 1. General overview of the different spectral phase contributions

order stage	Zeroth-order	First-order
infrared	$a_{0si}$	$a_{1s} \times (v_s - v_{si})$ $a_{1s} \times (v_c - v_{ci})$
pump	$K_i V_i$	none
visible	$a_{0ci} + k_{0i}x$	$(a_{1c} + k_1x) \times (v_c - v_{ci})$
total	$a_{0ti}(x, V_i)$ $= a_{0si} + K_i V_i + a_{0ci} + k_{0i}x$	$a_{1t}(x) \times (v_c - v_{ci})$ $= (a_{1s} + a_{1c} + k_1x) \times (v_c - v_{ci})$

The total differential spectral phase can be synthesized in the formula :

$$\Phi_i = a_{0ti}(x, V_i) + a_{1t}(x) \times (v_c - v_{ci}). \quad (10)$$

The first-order term  $a_{1t}$ , is related to the differential group delay  $\tau_g(x)$  between the two arms.

$$a_{1t}(x) = 2\pi\tau_g(x). \quad (11)$$

Due to the first-order approximation on the Taylor expansion of the spectral phase, this differential group delay is identical for the two spectral channels. It can be adjusted by conveniently actuating the fiber delay line position  $x$ .

The zeroth-order term  $a_{0ti}$  of the Taylor expansion is related to the phase delay. It can be controlled only through the  $V_i$  driving voltages of the piezoelectric actuators if  $x$  is kept constant.

The knowledge of the power spectral density and the spectral phase allows us to derive the interferometric signal resulting from the incoherent superposition of the fringe patterns each associated with a converted spectral sample  $i$ .

$$I(x, V_1, V_2) = \sum_{i=1}^{N=2} \Re \left( \int B \times (v_c - v_{ci}) \{1 + \exp [j2\pi\tau_g \times (v_c - v_{ci})] \exp [ja_{0ti}(x, V_i)]\} dv_c \right). \quad (12)$$

Thus, the fringe contrast can be expressed as a function of the delay line position  $x$  and the piezoelectric voltages  $V_i$  as following:

$$C(x, V_1, V_2) = \text{Triangle} \left( \frac{\Delta v_{acc} \tau_g(x)}{\pi} \right) \left| \cos \left( \frac{a_{0t2}(x, V_2) - a_{0t1}(x, V_1)}{2} \right) \right|. \quad (13)$$

#### 4. Principle and experimental demonstration of the phase control in a SFG interferometer analyzing a broadband infrared source

The coherence properties of the converted fields can be controlled through the delay line position implemented on the visible stage, and the phase modulators implemented on the pump stage. It is thus possible to optimize the fringe contrast in two independent steps.

In a first step, the differential group delay term  $\tau_g(x)$  (i.e. the first-order term of the Taylor expansion) is canceled to maximize the triangle function in the contrast expression.

$$\tau_g(x_0) = 0 \rightarrow \text{Triangle} \left( \frac{\Delta v_{acc} \tau_g(x_0)}{\pi} \right) = 1. \quad (14)$$

As a consequence, the two triangular contrast envelopes related to each fringe system are centered in the acquisition window and perfectly overlapped, as shown in Fig. 4.

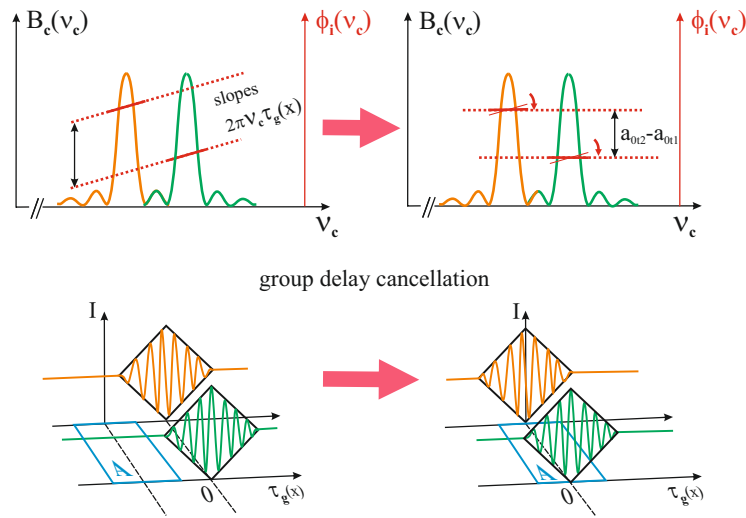


Fig. 4. Synchronized envelopes without fringe pattern synchronization. A: fringe acquisition window.

In a second step, the zeroth-order terms of the Taylor expansion have to be set to zero modulo  $2\pi$  to maximize the absolute value of the cosine function (Fig. 5).

$$\left| \cos \left( \frac{a_{0r2}(x_0, V_2) - a_{0r1}(x_0, V_1)}{2} \right) \right| = 1. \quad (15)$$

This implies to adjust the driving voltages  $V_i$  without modification of  $x_0$  so that:

$$a_{0r2}(x_0, V_2) - a_{0r1}(x_0, V_1) = 0 \text{ modulo } 2\pi. \quad (16)$$

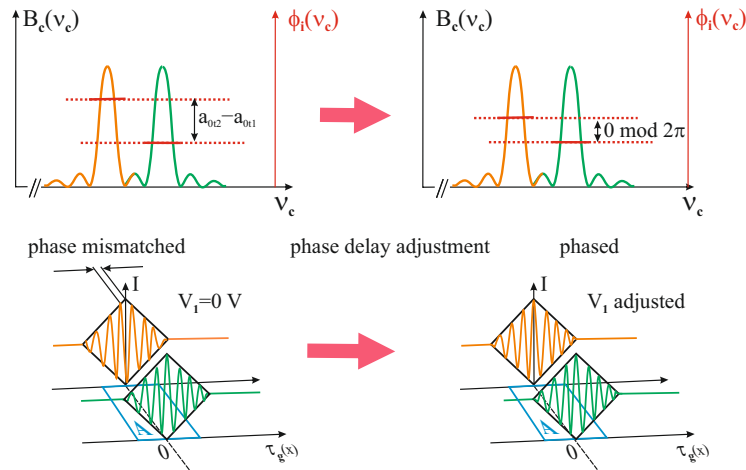


Fig. 5. Synchronized envelopes with fringe pattern synchronization.

Note that this synchronization procedure of the fringe patterns can be easily extended to any number  $N$  of pump lines. The differential group delays of the fringe patterns are first cancelled with the delay line on the visible stage (all at once). Then the fringe patterns are superimposed by adjusting  $N-1$  independent voltages, each controlling the corresponding zeroth-order term of the Taylor expansion.

In our two-pump line experiment, the differential group delay term  $\tau_g(x)$  is first cancelled by adjusting the delay line position  $x$  on the visible stage at the specific position  $x_0$ . Then, we measure the contrast for different shifts between the two fringe patterns. Each shift is set using the phase modulator implemented on one pump path, driven by a constant voltage  $V_1$  to create a differential pump phase. The voltage  $V_2$  is set to 0 V. It should be noted that, for fixed values of  $x$  and  $V_1$ , the stability of the optical path difference has been observed for a period greater than one hour.

Figure 6 represents the experimental fringe contrasts for different driving voltages  $V_1$ . We experimentally retrieve the evolution of the fringe contrast as an absolute value of a cosine term as theoretically predicted in Eq. (13), assuming  $\tau_g(x_0) = 0$ . According to the experimental results, two contiguous maximums of contrast are separated by an offset command of 320 mV corresponding to a  $2\pi$  shift of the differential pump phase  $\Phi_p$ .

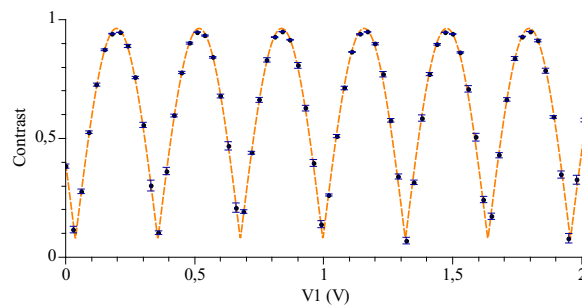


Fig. 6. Measured contrast as a function of the voltage  $V_1$  applied on the phase modulator integrated on one optical path linked to the pump source. This contrast evolution is obtained after canceling the differential group delay  $\tau_g$ . The dashed orange curve is the best theoretical fit using Eq. (13) where  $\tau_g(x_0) = 0$ .

The maximum value of the measured contrast is equal to 95%, due to a slight photometric imbalance between the two interferometric arms, differences between the PPLN spectral responses and polarization control defect. Moreover, non-zero values of the contrast when the two fringe patterns are  $180^\circ$  phase shifted can be attributed to a photometric imbalance between them.

## 5. Conclusion

In this paper, we have described a new experimental method to control the spectral phase in a SFG interferometer analyzing a broadband infrared source. In a proof-of-principle experiment, this novel method was implemented on a SFG interferometer powered by two independent pumps. After cancellation of the differential group delay, the fringe contrast has been maximized by only acting on the pump differential phase. This experimental dual line configuration could be extended to a set of pump lines as long as the differential phase curvature remains negligible over the related spectral bandwidth.

This first demonstration has been achieved taking care to passively reduce, in laboratory, the global optical path fluctuation. For a future on-site implementation, this method could allow developing an active servo control configuration to stabilize an interferometer perturbed by a more stringent thermal and vibrational environment.

We note that, without adding any new component, the same experimental setup can be operated in a spectroscopic mode. The phase modulators on the pump paths would be driven with a temporal optical path modulation instead of the steady voltage offset to create a differential spectral phase function as a function of time. This temporal modulation would allow us to display the power spectral density of the different fringe systems through a Fourier transform in the same way as for Fourier spectroscopy.

## Funding

Centre National d'Études Spatiales (CNES) (DCT/SI/OP/2014-8011); Thales Alenia Space (PhD fundings); Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) (AO2016-986842).

## Acknowledgments

This work is supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES), Thales Alenia Space and the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU). We would like to acknowledge Alain Dexet for his advice and the realization of the mechanical parts.





### Résumé

La détection faible flux dans le moyen infrarouge (MIR) est fortement pénalisée par le rayonnement thermique de l'environnement. La principale solution à ce problème consiste à cryogéniser la plus grande partie possible de la chaîne de détection. Cette méthode atteint ses limites pour certaines applications, notamment l'imagerie haute résolution en astronomie par méthode interférométrique. Une solution alternative consiste à utiliser le processus non linéaire de somme de fréquences pour convertir ce rayonnement moyen infrarouge vers des domaines de longueur d'onde où les détecteurs ne sont plus limités par le rayonnement de l'environnement et fonctionnent efficacement en régime de comptage de photons.

Les travaux effectués au cours ces trois années sont le prolongement direct de plus d'une décennie de recherche pour la détection et l'interférométrie par conversion de fréquence. Ils s'inscrivent dans la continuité des travaux de thèses de L. Szemendera et de P. Darré, ayant, pour l'un, posé les premières pierres de l'interférométrie par conversion de fréquence dans le MIR et, pour l'autre, démontré la possibilité d'utiliser cette technique sur le ciel à 1550 nm en tirant parti de la technologie de guidage ridge.

Cette thèse constitue donc la jonction fructueuse de ces travaux antérieurs, rendue possible par une collaboration avec l'institut Femto-ST. L'utilisation de leurs guides PPLN ridge nous a permis de nous placer au niveau de l'état de l'art pour la détection par conversion de fréquence dans le MIR (3,5  $\mu\text{m}$ ) avec des démonstrations expérimentales à la fois en laboratoire et sur le ciel (C2PU). Intégrée à un interféromètre à conversion de fréquence à ces mêmes longueurs d'onde, elle a également permis d'en améliorer significativement les performances et la répétabilité de cette technique, principalement dans le cas d'une source spectralement large bande. Parallèlement, notre collaboration avec le réseau de télescopes CHARA, nous a offert l'opportunité d'étudier les problématiques soulevées par une future mise en œuvre de l'instrument sur ce site.

**Mots clés :** interférométrie, somme de fréquences, ppln, régime de comptage de photons, guide d'onde ridge, moyen infrarouge

---

### Abstract

Low flux detection in the midinfrared (MIR) is strongly penalized by thermal radiation from the environment. The main solution to this problem is to cryogenize as much of the detection chain as possible. This method is reaching its limits for some applications, including high-resolution imaging in astronomy using interferometric methods. An alternative solution is to use the non-linear process of sum frequency generation to convert this midinfrared radiation to wavelength domains where detectors are no longer limited by the radiation from environment and operate efficiently in photon counting regime.

The work over these three years is part of more than a decade of research into up-conversion detection and interferometry. It is the expansion of the these works of L. Szemendera and P. Darré. The fist one laid the fondation of the up-conversion interferometry in the MIR and the second one demonstrated the possibility of using this technique on the sky at 1550 nm by benefiting from the ridge waveguide technology.

Thus, this thesis constitutes the fruitful junction of these earlier works, made possible by a collaboration with the Femto-ST Institute. The use of their PPLN ridge waveguides has enabled us to place ourselves at the state of the art for up-conversion detection in the MIR (3,5  $\mu\text{m}$ ) with experimental demonstrations both in the laboratory and on the sky (C2PU). Integrated into a up-conversion interferometer at these same wavelengths, it has also significantly improved the performance and repeatability of this technique, in particular in the case of a spectrally broadband source. At the same time, our collaboration with the CHARA telescope array gave us the opportunity to study the problems raised by a future implementation of the instrument on this site.

**Keywords:** interferometry, sum frequency generation, ppln, photon counting detection, ridge waveguide, midinfrared

---