

UNIVERSITÉ DE LIMOGES

École doctorale ED n°521 - Sciences et Ingénierie pour l'Information, Mathématiques
Faculté des Sciences et Techniques
Institut de Recherche XLIM-UMR 7252

Année : 2013

Thèse N°33-2013

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes
Spécialité : Photonique

Présentée et soutenue par

Jean-Thomas GOMES

le 4 octobre 2013

**Mise en place de processus de génération de somme de
fréquences optiques large bande dédiés à l'imagerie
haute résolution pour l'astronomie**

Directeur de thèse : François REYNAUD

Composition du jury

Rapporteurs :

Benoit BOULANGER Professeur, Université Joseph Fourier, Institut Néel, Grenoble
Fabien MALBET Chargé de recherche CNRS, Université Joseph Fourier, IPAG, Grenoble

Examineurs :

Michel TALLON Chargé de recherche CNRS, CRAL, Lyon
Jean-Michel LE DUIGOU Responsable de projet, CNES, Toulouse
Vincent COUDERC Directeur de recherche CNRS, laboratoire Xlim, Limoges

Directeur de thèse :

François REYNAUD Professeur, laboratoire Xlim, Limoges

Co-Encadrant de thèse :

Ludovic GROSSARD Maître de conférences, laboratoire Xlim, Limoges

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Trois ans déjà ! Le temps passe vraiment trop vite... Mais en même temps, que de chemin parcouru ! Quand je regarde derrière moi, je me rends compte que tout cela n'aurait jamais été possible sans mon entourage. Ainsi, avant de parler « science », je tiens à remercier toutes ces personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la concrétisation de ce travail. Comme elles sont nombreuses je m'excuse par avance si j'en oublie certaines ;-).

Avant de m'adresser à mes collègues, mes amis et ma famille, je souhaite d'abord remercier Vincent Couderc d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Merci également aux rapporteurs de ce manuscrit : Benoit Boulanger et Fabien Malbet, j'espère que sa lecture vous a été la plus plaisante possible. Enfin, je tiens à remercier mes examinateurs : Michel Talon et Jean-Michel Le Duigou, pour avoir pris le temps de vous intéresser aux travaux que j'ai pu mener.

Comment ne pas commencer par remercier « le blond » de notre équipe de recherche : Monsieur François Reynaud ! Merci de m'avoir fait une place au sein de l'équipe IRO dans laquelle je viens de passer trois superbes années. Merci pour ton enthousiasme inébranlable et ta joie de vivre communicative, tu es le moteur V12 de cette équipe. Un grand merci à Ludovic Grossard pour son implication dans mes travaux, sa pédagogie exemplaire, son café et ses fous rires. Merci également pour le génial Ubuntu grâce auquel cette thèse a été rédigée mais aussi pour l'effet Doppler de « Big bang Theory » ;-). Pour finir avec les patrons, un remerciement tout particulier à Laurent Delage : ce manuscrit et le futur docteur que je suis te doivent énormément (promis, j'arrête les tirages aléatoires sur les « s » !). Pour faire bref : messieurs, les personnes de votre acabit sont malheureusement rares et je souhaite à tout doctorant d'avoir autant de chance que moi.

Je tiens maintenant à remercier Alain Dexet pour ses superbes pièces mécaniques. La qualité de ton travail est partie intégrante de la concrétisation des résultats de ma thèse. Un grand merci également à nos secrétaires : Nathalie, Véronique, Sophie et bien sûr Martine. Merci pour votre bonne humeur, travailler avec vous a toujours été un réel plaisir !

Passons maintenant aux jeunes « loups » de l'équipe IRO ;-).

Tout d'abord, merci à Damien Ceus, mon maître jedi personnel. Merci pour ton accueil et tes

conseils tout au long de ma thèse. Réserve-moi une place pour venir te voir à la Réunion! Merci aussi à Laurent Bouyeron et son esprit vif comme l'éclair, son franc parlé et ses jeux de société improbables. Je vous souhaite à tous les deux tout le bonheur possible dans vos vies respectives.

Merci à Romain «Baudouin» pour sa curiosité, son système D, ses clips vidéos et son humour. Sa thèse sur le montage d'étagère avec uniquement du scotch et une agrafeuse devrait se trouver sur le bureau de tout vrai scientifique ;-). Merci enfin à notre ancien stagiaire et nouveau doctorant : Ludovic Szmendera, l'amitié polo-portugaise n'a jamais été aussi forte que dans notre bureau. À quand un best-of des répliques de Michel Audiar ?

Sortons maintenant du cercle de l'équipe IRO et parlons des collègues (et amis!). Un très grand merci à Guillaume «Duke» Ducourthial, l'homme qui tire un poil court ;-). Merci pour ta gentillesse, ta sincérité et ton intégrité. Si le monde n'était peuplé que de personnes comme toi, il n'en serait que meilleur. Merci également à Farid El Bassry pour les bons moments passés en sa compagnie (j'espère qu'il y en aura beaucoup d'autres!). Je remercie également Emilie Tabaraud, première fille et seule juriste de ces remerciements (comme quoi, on arrive toujours à vous trouver une utilité ;-)). Merci pour ton caractère pétillant et ton honnêteté, ça a été un plaisir de te fréquenter ces trois dernières années. Merci également à Pierre «Thonthon» Medrel pour son organisation (légendaire dans tout le laboratoire!) et ses boîtes de thon livrées en palette à domicile ;-). Un bon gros merci à Philippe «La Philoute» Rigaud, roi du dance-floor, des cannelés et des commérages de voisinage. Un gros bisous spécialement pour toi ;-). Enfin, merci à Marie Lefort pour toutes nos discussions, plus ou moins de haute volée, mais toujours pertinentes (on joue la revanche aux Colons de Catane?).

Enfin, pour conclure avec les amis, un merci tout particulier à Romain Prabonne. Depuis 17 ans, notre amitié me rappelle qu'il ne faut jamais oublier d'où nous venons pour savoir où aller. Promis, je vais essayer d'intensifier mes visites à l'avenir ;-).

Je tiens également à remercier ma famille en commençant par ma maman, cette mère-courage qui a élevé seule deux enfants. Merci pour ton amour et les valeurs que tu m'as inculquées, dont je suis très fier. Merci à Jean-Paul de prendre soin d'elle désormais, je vous souhaite tout le bonheur possible, vous le méritez vraiment. Merci à ma sœur de me faire garder le contact avec la réalité du monde. Merci à mon cousin Julien «Boris Karamazov», pour m'avoir éveillé aux

joies de la vie étudiante, ça n'aurait pas été pareil sans toi ;-). Merci à Bruno, mon parrain, pour avoir rempli son rôle à la perfection dans les moments les moins faciles de ma vie. Merci à mon oncle Pierre de m'avoir montré l'homme que j'espère être devenu. Merci à Florence pour m'avoir appris à découper correctement un poulet le dimanche. Enfin, merci à ma mamie pour avoir toujours veillé sur moi et sur notre famille, tu nous manques beaucoup... En bref, merci à mes oncles, tantes, cousins, cousines pour tous ces bons moments, passés et futurs, que je passe en votre compagnie, j'ai beaucoup de chance de vous avoir.

Et bien sûr, merci à Sophie (ma puce ;-)), l'amour de ma vie. Rien de tout cela ne serait possible sans toi. Tu fais de moi le plus heureux et le meilleur des hommes. Je t'aime ma chérie...

À ma mamie, pour toujours dans mon cœur...

Table des matières

Table des figures	XV
-------------------	----

Liste des tableaux	XXI
--------------------	-----

Introduction générale

Première partie

Contexte et éléments théoriques concernant la somme de fréquences optiques appliquée à l'imagerie haute résolution en astronomie	5
--	---

Chapitre 1

Contexte historique et notions théoriques sur la synthèse d'ouverture

1.1 Un peu d'histoire	7
1.1.1 Origine de la synthèse d'ouverture et de l'imagerie haute résolution en astronomie	7
1.1.2 Les premières mesures expérimentales par synthèse d'ouverture	10
1.1.3 La synthèse d'ouverture en astronomie aujourd'hui	11
1.2 Notions théoriques sur la synthèse d'ouverture	12
1.2.1 Interférométrie à deux voies : expérience des trous d'YOUNG	12
1.2.2 Définition de la cohérence temporelle	15

1.2.3	Définition de la cohérence spatiale	17
1.2.4	Exemple de mesure par synthèse d'ouverture	21
1.3	Les interféromètres fibrés en astronomie	24
1.3.1	Les avantages de la fibre optique pour une application interférométrique	24
1.3.2	Cahier des charges d'un interféromètre fibré	25
1.3.3	Limite à l'utilisation de la fibre optique en astronomie	29
1.3.4	L'utilisation de la fibre optique en interférométrie stellaire	29
1.4	Challenge de l'interférométrie stellaire aujourd'hui	30
1.4.1	Contexte et objectif	30
1.4.2	La solution de la transposition en fréquence	31

<p>Chapitre 2</p>

<p>Processus de somme de fréquences optiques utilisé dans un contexte interférométrique</p>
--

2.1	Principe de génération d'un effet non-linéaire dans un cristal	33
2.2	Généralité concernant la somme de fréquences optiques	36
2.2.1	Conditions de l'apparition d'un processus de somme de fréquences . .	36
2.2.2	Intérêt de la somme de fréquences pour la détection de très faibles flux lumineux	37
2.3	Approfondissement de la théorie de la génération de somme de fréquences optiques	38
2.3.1	Développement de l'expression de la densité de polarisation	38
2.3.2	Équations d'ondes couplées dans le cas de la somme de fréquences . .	40
2.3.3	Limite de la condition d'accord de phase et intérêt du quasi-accord de phase	41
2.3.4	Puissance du signal converti et définition de l'acceptance spectrale du cristal non-linéaire	44
2.3.5	Paramètres clés de la somme de fréquences optiques	46
2.3.6	Acceptance spectrale d'un cristal de PPLN	48
2.3.7	Notions sur la génération de bruit « de pompe » dans un cristal de PPLN	49

2.4 Objectifs de mon travail de thèse	50
---	----

Deuxième partie

Développement et caractérisation d'un interféromètre à somme de fréquences dédié à l'analyse de la cohérence temporelle et spatiale de sources infrarouges large bande	53
---	-----------

Chapitre 3

Description et caractérisation des bancs de conversion de fréquence
--

3.1 Problématique liée à la conversion de fréquence large bande dans un contexte interférométrique	55
3.2 Description des nouveaux bancs de conversion de fréquence	58
3.2.1 Identification des évolutions à apporter aux bancs de conversion	58
3.2.2 Description de l'étage de multiplexage pompe/signal infrarouge et du système d'injection dans le cristal de PPLN	60
3.2.3 Description du processus de conversion de fréquence dans le cristal de PPLN	61
3.2.4 Description de l'étage de filtrage et de détection du signal converti aux longueurs d'onde visibles	66
3.3 Caractérisation des nouveaux bancs de conversion de fréquence	67
3.3.1 Stabilité du processus de somme de fréquences dans les cristaux de PPLN	68
3.3.2 Bilan de puissance des nouveaux bancs de conversion	72
3.4 Conclusion	75

Chapitre 4

Description et caractérisation de l'interféromètre à somme de fréquences

4.1 Description de l'interféromètre à somme de fréquences	78
---	----

4.1.1	Étage infrarouge de l'interféromètre à somme de fréquences	79
4.1.2	Étage visible de l'interféromètre à somme de fréquences	81
4.2	Caractérisation des défauts de l'interféromètre à somme de fréquences	84
4.2.1	Mesure de la cohérence temporelle d'une source infrarouge monochromatique à l'aide de l'interféromètre à somme de fréquences	85
4.2.2	Résultats et conclusion	88

Troisième partie

Analyse de la cohérence temporelle et spatiale de sources infrarouges large bande avec l'interféromètre à somme de fréquences 91

Chapitre 5

Caractérisation de l'interféromètre lors de l'analyse d'une source infrarouge large bande
--

5.1	Contraintes liées à l'analyse d'une source infrarouge large bande	93
5.2	Approche théorique de l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande	95
5.2.1	Expression générale de la fonction de visibilité	95
5.2.2	Cas particulier : corrélation de signaux identiques	98
5.3	Analyse expérimentale de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande spectrale	100
5.3.1	Configuration de l'interféromètre	100
5.3.2	Fonction de visibilité théoriquement observable lors de l'analyse de la source SLED dans la configuration actuelle de l'interféromètre	103
5.3.3	Mesure préliminaire : caractérisation du fond incohérent généré dans les cristaux de PPLN	105
5.3.4	Protocole expérimental de mesure et traitement des données	107

5.3.5	Résultats expérimentaux	109
5.3.6	Conclusion	111
5.4	Étude d'un décalage en longueur d'onde des processus de conversion	112
5.4.1	Configuration de l'interféromètre à somme de fréquences et protocole de mesure	112
5.4.2	Résultats expérimentaux et interprétations	113
5.5	Conclusion générale sur le fonctionnement de l'instrument en large bande . . .	117

<p>Chapitre 6</p>

<p>Analyse de la cohérence spatiale d'une source thermique en régime de comptage de photons</p>
--

6.1	Contexte et objectifs de l'étude	119
6.2	Description du matériel utilisé pour l'étude	121
6.2.1	Caractéristiques de notre source thermique de laboratoire	121
6.2.2	Description du banc d'imagerie	122
6.3	Analyse de la cohérence spatiale de la source thermique avec un interféromètre de référence	125
6.3.1	Configuration du banc expérimental	125
6.3.2	Protocole de mesure et résultats expérimentaux	127
6.4	Analyse de la cohérence de la source thermique avec l'interféromètre à somme de fréquences	129
6.4.1	Introduction au fonctionnement de l'interféromètre en régime de comptage de photons	129
6.4.2	Prise en compte des différentes sources de bruit en régime de comptage de photons	131
6.4.3	Configuration et caractérisation des défauts du banc expérimental . . .	133
6.4.4	Résultats expérimentaux	137
6.5	Comparaison des résultats	139
6.6	Conclusion	140

Quatrième partie

Développements annexes et perspectives 145

Chapitre 7

Effet de compression spectrale en fréquence dans un cristal de PPLN

7.1 Limitation de la configuration actuelle de l'interféromètre à somme de fréquences 147

7.2 Intérêt de l'utilisation d'une source de pompe en peigne de fréquences 148

7.3 Approche théorique de la conversion de fréquence large bande spectrale . . . 150

7.3.1 Simulation du processus de somme de fréquences dans un cristal de PPLN 150

7.3.2 Conversion de fréquence opérée à l'aide d'une source de pompe monochromatique 152

7.3.3 Source de pompe polychromatique : apparition d'un effet de compression spectrale en fréquence 153

7.4 Démonstration expérimentale de la compression spectrale en fréquence 155

7.4.1 Observation de l'effet de compression spectrale avec l'interféromètre à somme de fréquences en configuration multipompes 155

7.4.2 Analyse expérimentale de la cohérence temporelle d'un doublet spectral infrarouge équilibré 159

7.5 Conservation de la signature spectrale du signal infrarouge lors de la compression spectrale 164

7.5.1 Présentation de la configuration expérimentale : étude d'un doublet spectral déséquilibré 164

7.5.2 Simulation de la cohérence temporelle d'un doublet spectral déséquilibré 165

7.5.3 Résultats expérimentaux 166

7.6 Perspectives concernant la conversion de fréquence sur une large bande spectrale 167

7.7 Conclusion 171

Chapitre 8

Perspectives

8.1 Présentation du réseau de télescopes CHARA 184

8.1.1	Présentation générale	184
8.1.2	Instruments mis en place pour la recombinaison des faisceaux et l'acquisition des franges d'interférence	185
8.1.3	Description générale de l'instrument FLUOR	186
8.2	Mesures préliminaires sur le réseau CHARA : mission de mars 2013	188
8.2.1	Test des conditions environnementales sur site	189
8.2.2	Bilan photométrique du réseau CHARA	194
8.3	Estimation de la magnitude limite en bande H avec l'interféromètre à somme de fréquences	199
8.3.1	Définition du protocole et des paramètres de l'étude	200
8.3.2	Présentation des configurations instrumentales étudiées	203
8.3.3	Magnitude limite accessible en bande H pour les différentes configurations proposées	205
8.4	Conclusion	207

Conclusion générale

Table des figures

1.1	Schéma d'un télescope monolithique employé pour une observation en imagerie directe	8
1.2	Principe de la synthèse d'ouverture appliquée à l'astronomie	9
1.3	Schéma de l'expérience des trous d'Young	13
1.4	Mesure du contraste des franges d'interférence	15
1.5	Illustration de la cohérence temporelle d'une source polychromatique	17
1.6	Illustration de la cohérence spatiale d'une source spatialement étendue	19
1.7	Schéma de principe d'un interféromètre optique en astronomie	21
1.8	Schéma de principe d'un interféromètre stellaire tout fibré	26
1.9	Schéma de principe d'un interféromètre à somme de fréquences	32
2.1	Représentation en niveau d'énergie d'un processus de somme de fréquences	35
2.2	Illustration de la propagation des ondes signal, pompe et convertie dans un cristal de Niobate de Lithium avec et sans accord de phase	42
2.3	Illustration du phénomène de quasi-accord de phase dans un cristal de PPLN	43
2.4	Illustration de l'intérêt de l'inscription d'un guide d'onde à la surface d'un cristal de PPLN	47
2.5	Simulation de la courbe d'efficacité de conversion en puissance normalisée dans un cristal de PPLN	49
2.6	Schéma du banc de test de l'interféromètre à somme de fréquences utilisé par notre équipe de recherche à mon arrivée en thèse	50
3.1	Banc de conversion de fréquence ancienne génération	56
3.2	Déformation de la courbe d'efficacité de conversion d'un cristal de PPLN lors de la conversion d'un signal monochromatique	57
3.3	Déformation de la courbe d'efficacité de conversion d'un cristal de PPLN lors de la conversion d'un signal large bande spectrale	58
3.4	Schéma d'un banc de conversion de fréquence de nouvelle génération	59
3.5	Photographie du système d'injection des signaux infrarouges dans le cristal de PPLN	60

3.6	Photographie du système de régulation thermique des cristaux de PPLN	62
3.7	Face avant du programme de contrôle de la régulation thermique des bancs de conversion	63
3.8	Courbes de stabilité en température des nouveaux systèmes de régulation thermique 64	
3.9	Sensibilité de la commande en température des nouveaux systèmes de régulation thermique	64
3.10	Propagation des signaux infrarouges et convertis au travers de l'enceinte de régulation thermique	65
3.11	Photographie de l'étage de filtrage du banc de conversion de fréquence	67
3.12	Photographie d'un banc de conversion de fréquence nouvelle génération	68
3.13	Efficacité de conversion obtenue dans un cristal de PPLN contrôlé à l'aide d'un des nouveaux bancs de conversion de fréquence	69
3.14	Évolution de l'efficacité de conversion en sortie du banc de conversion en fonction de la température du cristal de PPLN inférieure à 82 °C	70
3.15	Évolution de l'efficacité de conversion en sortie du banc de conversion en fonction de la température du cristal de PPLN supérieure à 82°C	71
3.16	Points de mesure des puissances des différents signaux sur un banc de conversion de fréquence	74
4.1	Schéma de l'interféromètre à conversion de fréquence	78
4.2	Photographie de l'interféromètre à conversion de fréquence	79
4.3	Schéma de l'étage infrarouge de l'interféromètre à somme de fréquences	79
4.4	Photographie d'une ligne à retard installée sur l'interféromètre à somme de fréquences	80
4.5	Photographie d'une ligne à retard couplée à un modulateur de chemin optique installés sur l'interféromètre à somme de fréquences	81
4.6	Schéma de l'étage visible de l'interféromètre à somme de fréquences	82
4.7	Photographie du détecteur silicium utilisé en régime de détection continue	83
4.8	Face avant du programme d'acquisition des franges d'interférences	83
4.9	Configuration de l'interféromètre utilisé pour l'analyse de cohérence d'une source infrarouge monochromatique	86
4.10	Superposition des courbes d'efficacité de conversion normalisées sur les deux bras de l'interféromètre à somme de fréquences	87
5.1	Illustration de l'effet de filtrage lié à la conversion d'un signal large bande	94
5.2	Densité spectrale de puissance théorique normalisée du signal visible obtenue lors de la conversion d'un signal infrarouge large bande	99

5.3	Évolution théorique du contraste lors de l'analyse d'une source infrarouge large bande	100
5.4	Configuration de l'interféromètre pour l'analyse d'une source infrarouge large bande	101
5.5	Densité spectrale de puissance de la source signal infrarouge SLED	101
5.6	Superposition des courbes d'efficacité de conversion normalisées sur les deux bras de l'interféromètre à somme de fréquences	102
5.7	Zoom sur la densité spectrale de puissance de la source signal infrarouge SLED .	103
5.8	Densité spectrale de puissance des signaux convertis avant et après le mélange interférométrique	104
5.9	Fonction de visibilité théorique obtenue lors de l'analyse de la cohérence d'une source infrarouge large bande	105
5.10	Impact de la présence d'un fond incohérent dans le signal converti sur la valeur du contraste mesurée	106
5.11	Principe de la correction des données acquises avec l'interféromètre à somme de fréquences	108
5.12	Fonction de visibilité expérimentale corrigée obtenue lors de l'analyse de la cohérence de la source infrarouge large bande SLED	110
5.13	Superposition du module des fonctions de visibilité mesurées à plusieurs mois d'intervalle	111
5.14	Courbes d'efficacité de conversion et d'évolution du contraste des franges d'interférence mesurées pour des décalages en longueur d'onde $\Delta\lambda_{dec}$ de valeur $-0,08$ nm et $+0,14$ nm entre les deux bras de l'interféromètre	114
5.15	Courbes d'efficacité de conversion et d'évolution du contraste des franges d'interférence mesurées pour des décalages en longueur d'onde $\Delta\lambda_{dec}$ de valeur $-0,28$ nm et $+0,33$ nm entre les deux bras de l'interféromètre	115
5.16	Répétabilité de la dissymétrie observée sur la fonction de visibilité pour $\Delta\lambda_{dec} \approx 0,3$ nm	116
6.1	Photographie de la source thermique de laboratoire	121
6.2	Photographie du banc d'imagerie utilisé pour l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique	123
6.3	Analogie entre notre banc d'imagerie de laboratoire et un dispositif à synthèse d'ouverture à deux télescopes	124
6.4	Schéma de l'interféromètre infrarouge de référence connecté au banc d'imagerie .	126
6.5	Photographie du détecteur infrarouge utilisé pour l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique	126
6.6	Franges d'interférence observées pour un degré de cohérence maximal lors de l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique en infrarouge	128

6.7	Résultats de l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique avec l'interféromètre de référence infrarouge	128
6.8	Différence entre la détection de franges d'interférence en régime continu et en comptage de photons	130
6.9	Schéma de l'interféromètre à somme de fréquences connecté au banc d'imagerie .	133
6.10	Superposition des courbes d'efficacité de conversion normalisées sur les deux bras de l'interféromètre à somme de fréquences	134
6.11	Photographie de la photodiode à avalanche Silicium	135
6.12	Face avant du programme d'acquisition et de traitement des franges d'interférence en régime de comptage de photons	136
6.13	Principe de fonctionnement du programme de calcul du contraste des franges en régime de comptage de photons	136
6.14	Résultats de l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique en comptage de photons avec l'interféromètre à somme de fréquences	138
6.15	Comparaison des résultats obtenus lors de l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique	139
7.1	Principe de la conversion de fréquence dans une cristal de PPLN pompé par une source monochromatique	148
7.2	Principe de la conversion de fréquence dans une cristal de PPLN pompé par une source en peigne de fréquences	149
7.3	Simulation de l'efficacité de conversion normalisée dans un cristal de PPLN . . .	151
7.4	Utilisation d'une source de pompe monochromatique centrée en ν_p^0 pour alimenter le processus de somme de fréquences	152
7.5	Représentation des quasi-accords de phase réalisés expérimentalement pour étudier la compression spectrale en fréquence	156
7.6	Schéma de l'interféromètre à somme de fréquences utilisé pour la démonstration de l'effet de compression spectrale en fréquences	160
7.7	Indication des quasi-accords de phase réalisés sur les cristaux de PPLN à l'aide de doublets spectraux par rapport à la simulation	161
7.8	Évolution du contraste des franges d'interférence en fonction de la différence de marche appliquée sur l'étage infrarouge de l'interféromètre	162
7.9	Évolution du contraste des franges d'interférence en fonction de la différence de marche appliquée sur l'étage visible de l'interféromètre	163
7.10	Spectre du doublet signal déséquilibré étudié avec l'interféromètre à somme de fréquences	165
7.11	Évolution du contraste des franges d'interférence en fonction d'une différence de marche appliquée sur l'étage infrarouge de l'interféromètre	166

7.12	Évolution du contraste des franges d'interférence en fonction d'une différence de marche appliquée sur l'étage visible de l'interféromètre	167
7.13	Densité spectrale de puissance du signal infrarouge large bande utilisé en simulation	168
7.14	Densité spectrale de puissance de la source de pompe en peigne de fréquences utilisée en simulation	169
7.15	Simulation de la courbe d'efficacité de conversion maximale dans un cristal de PPLN	170
7.16	Spectre du signal converti obtenu par la simulation d'un processus de conversion large bande alimenté par une source de pompe en peigne de fréquences	170
8.1	Schéma de principe du réseau de télescopes CHARA	185
8.2	Diagramme fonctionnel de l'instrument FLUOR	187
8.3	Photographie de l'interface d'injection dans les fibres de l'instrument FLUOR . . .	188
8.4	Schéma de l'interféromètre fibré utilisé pour tester les conditions environnementales du site de CHARA	190
8.5	Interférogramme de référence obtenu en laboratoire lors de l'analyse de la LED infrarouge	192
8.6	Photographie de l'interféromètre utilisé dans les locaux de CHARA pour caractériser les conditions environnementales de mesure	193
8.7	Interférogrammes enregistrés sur le site de CHARA lors de l'analyse de la LED infrarouge	194
8.8	Configuration expérimentale utilisée pour procéder au bilan photométrique de CHARA	195
8.9	Flux lumineux moyen mesuré à la sortie d'une fibre multimode lors de l'observation d'Arcturus	196
8.10	Flux lumineux moyen mesuré à la sortie d'une fibre monomode et à maintien de polarisation à 1550 nm lors de l'observation d'Arcturus	197
8.11	Densités spectrales de puissance moyennes normalisées associées aux flux lumineux détectés lors du bilan photométrique de CHARA	198
8.12	Illustration de la mise en place de l'interféromètre à somme de fréquences à deux voies à la sortie du réseau CHARA	200
8.13	Paramètres de simulation utilisés pour l'estimation de la magnitude accessible avec l'interféromètre	202

Liste des tableaux

3.1	Atténuation des composants optiques utilisés lors de la réalisation des deux bancs de conversion	73
3.2	Calcul du rendement de conversion global pour les deux bancs de conversion réalisés	75
4.1	Contrastes mesurés lors de l'analyse dans le visible de la cohérence temporelle d'une source infrarouge monochromatique convertie en fréquence	89
7.1	Expression du terme de phase des raies «signal» considérées sur les différentes parties de l'interféromètre à somme de fréquences	157
8.1	Liste des instruments pouvant être utilisés à la sortie du réseau de télescopes CHARA	186
8.2	Bilan de puissance de l'interféromètre utilisé pour le test des conditions environnementales	191
8.3	Paramètres de simulation utilisés pour l'estimation de la magnitude accessible en bande H dans les différentes configurations de l'interféromètre à somme de fréquences couplé au réseau CHARA.	205
8.4	Magnitudes limites accessibles en bande H pour les différentes configurations proposées de l'interféromètre.	206

Introduction générale

Dans le domaine de l'imagerie haute résolution en astronomie, la synthèse d'ouverture est connue pour permettre de dépasser les limitations technologiques des télescopes monolithiques en terme de résolution angulaire. En effet, ces derniers voient leur pouvoir de résolution limité par la taille de leur miroir primaire (maximum dix mètres à l'heure actuelle) alors que celui d'un dispositif à synthèse d'ouverture est directement lié à la distance séparant les différents télescopes de l'instrument, qui peut atteindre plusieurs centaines de mètres. Nous pouvons compter, à l'heure actuelle, plusieurs grands instruments fonctionnant suivant ce principe, comme le VLTI (Very Large Telescope Interferometer), NPOI (Navy Prototype Optical Interferometer) ou encore CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy). Ces instruments donnent accès à des résolutions angulaires de l'ordre de la milliseconde d'arc.

Ces dispositifs à synthèse d'ouverture fonctionnent en mode interférométrique : ils ne donnent pas une image directe de l'objet observé mais permettent, à partir du rayonnement collecté par les télescopes, de générer des franges d'interférence, porteuses d'informations sur cet objet. Ces informations sont extraites des termes de contraste et de phase associés aux interférogrammes. Ainsi, à partir de ces termes et d'algorithmes de reconstruction d'image, il est possible d'avoir accès à une représentation de la distribution angulaire d'intensité de la source lumineuse observée.

Pour obtenir ces interférogrammes, il faut que l'instrument d'imagerie utilisé soit le plus performant possible en terme de transport, filtrage spatial, recombinaison et détection des flux lumineux collectés par les télescopes du réseau. Si cela est aujourd'hui facilement réalisable aux longueurs d'onde visibles et proche infrarouges, notamment grâce à l'utilisation de composants d'optique guidée, cela est beaucoup plus complexe dans le moyen et le lointain infrarouge où les

composants performants restent peu nombreux, voire inexistant.

Cette partie du spectre lumineux reste malgré tout très intéressante en astronomie dans le cadre de la détection de naines brunes ou encore d'exoplanètes, qui sont des objets rayonnant principalement à ces longueurs d'onde. Ainsi, nous pouvons actuellement assister au développement de nouveaux instruments sensibles à cette partie du spectre lumineux, comme par exemple le projet MATISSE pour le VLTI [Lopez 09].

Dans ce contexte, l'équipe de recherche photonique IRO a fait une proposition instrumentale originale. Plutôt que de développer de nouveaux composants optiques adaptés à un fonctionnement dans le moyen et le lointain infrarouge, il est possible d'adapter le rayonnement de l'objet observé à une chaîne instrumentale mature et efficace dans une autre partie du spectre lumineux. C'est ainsi qu'a été conçu l'interféromètre à somme de fréquences. Le principe est simple : les différents rayonnements infrarouges collectés par les télescopes du réseau sont convertis vers les longueurs d'onde visibles avant d'être traités à l'aide de composants optiques très performants, aussi bien en terme de transmission, de filtrage, de contrôle de la polarisation des ondes ou encore de leur détection.

La transposition en longueur d'onde du rayonnement d'une source lumineuse est aujourd'hui possible à l'aide de cristaux non-linéaires. Ces composants permettent de réaliser des opérations telles que le processus de somme de fréquences pour convertir un rayonnement infrarouge vers les longueurs d'onde visibles grâce à l'énergie fournie par une source dite «de pompe». Ce processus présente de plus l'avantage de ne générer intrinsèquement aucun bruit au cours du changement de longueur d'onde du rayonnement incident [Louisell 61].

Pour démontrer la légitimité de cette proposition instrumentale, notre équipe de recherche développe depuis plusieurs années un interféromètre à somme de fréquences de laboratoire afin de réaliser un ensemble de démonstrations de principe. Ces démonstrations concernent la conservation des propriétés de cohérence spatio-temporelle du signal infrarouge à analyser au travers des processus non-linéaires opérés sur les différentes voies interférométriques de l'instrument. Pour simplifier ces études, l'interféromètre développé en laboratoire permet de réaliser la caractérisation de signaux infrarouges autour de 1550 nm en les transposant aux longueurs d'onde visibles autour de 633 nm dans un cristal de Niobate de Lithium alimenté en énergie par une source de

pompe à 1064 nm.

L'utilisation de cet instrument a déjà permis de démontrer, lors de précédentes thèses, que l'utilisation de processus de somme de fréquences ne détériore pas les termes de contraste et de phase acquis lors de l'analyse de la cohérence de sources infrarouges quasi-monochromatiques à 1550 nm [Del Rio 09, Ceus 11a]. Ainsi, lors de mon arrivée au sein de l'équipe IRO, il y a trois ans, l'objectif de développement de l'interféromètre à somme de fréquences portait sur la possibilité de réaliser l'analyse de la cohérence de sources infrarouges large bande spectrale.

Cependant, il avait été constaté, au cours des démonstrations précédentes, que les processus non-linéaires opérés sur l'instrument n'étaient pas suffisamment stables pour permettre de conserver la symétrie de ses voies interférométriques lors de l'analyse de de source large bande. Ainsi, pour démontrer la conservation des propriétés de cohérence spatio-temporelle d'un rayonnement large bande spectrale au travers des processus de conversion opérés sur l'interféromètre, l'objectif de mon travail de thèse a été de concevoir, réaliser et caractériser une nouvelle version de cet instrument adapté à l'analyse de la cohérence de ce type de source.

La première partie de ce manuscrit donne les éléments théoriques nécessaires à la compréhension des travaux que j'ai réalisés au cours de ces trois dernières années. Ainsi, j'aborderai tout d'abord le sujet de la synthèse d'ouverture, et plus généralement de l'interférométrie appliquée à l'astronomie, avant d'introduire des éléments sur la théorie des effets non-linéaires, et plus particulièrement celle de la somme de fréquences opérée dans un cristal de Niobate de Lithium.

Dans la deuxième partie, je traiterai de la caractérisation de l'interféromètre à somme de fréquences développé au cours de mon travail de thèse. Je présenterai tout d'abord le développement et la caractérisation d'un dispositif permettant de stabiliser les processus de somme de fréquences opérés dans les cristaux de Niobate de Lithium. Je décrirai ensuite la mise en place de ces éléments sur chacun des bras d'un interféromètre à somme de fréquences dont je caractériserai le fonctionnement.

La troisième partie abordera le fonctionnement de cet interféromètre lors de l'analyse de sources infrarouges large bande spectrale. Ainsi, j'aborderai dans un premier temps la caractérisation du fonctionnement de cet instrument lors de l'analyse de la cohérence de ce type de

source. Une fois les biais expérimentaux de mesure caractérisés, je présenterai les résultats que j'ai obtenus concernant la possibilité de réaliser l'analyse de la cohérence spatiale d'une source thermique artificielle avec l'interféromètre en utilisant un processus de détection en régime de comptage de photons.

Enfin, la dernière partie de ce manuscrit traitera des perspectives de mon travail de thèse et des développements à venir de l'instrument. Je présenterai tout d'abord les résultats d'une étude de principe concernant l'amélioration de la sensibilité de l'instrument. Cette étude permettra alors de mettre en avant l'apparition d'un effet de compression spectrale en fréquence au travers de l'interféromètre. Pour finir, je présenterai les résultats d'une mission menée sur le site de l'observatoire de CHARA aux États-Unis ayant pour objectif d'étudier la future mise en place de l'interféromètre à somme de fréquences à la sortie de ce réseau de télescopes. Je conclurai en présentant une estimation théorique de la magnitude limite accessible en bande H avec notre instrument.

Première partie

Contexte et éléments théoriques
concernant la somme de fréquences
optiques appliquée à l'imagerie haute
résolution en astronomie

Contexte historique et notions théoriques sur la synthèse d'ouverture

1.1 Un peu d'histoire

1.1.1 Origine de la synthèse d'ouverture et de l'imagerie haute résolution en astronomie

Depuis l'invention de la lunette astronomique par GALILÉE en 1609 et quelques décennies plus tard avec l'apparition du premier télescope que l'on doit à Isaac NEWTON en 1672, l'Homme a observé le ciel en développant des instruments de diamètre de plus en plus important. Dans le cas d'une observation directe (formation d'une image de l'objet observé à la sortie de l'instrument employé) réalisée au moyen d'un télescope monolithique (figure 1.1), l'augmentation de la taille du miroir primaire de l'instrument permet une amélioration de sa résolution angulaire R définie par :

$$R \propto \frac{\lambda}{D} \quad (1.1)$$

avec λ la longueur d'onde moyenne du rayonnement détecté et D le diamètre du miroir pri-

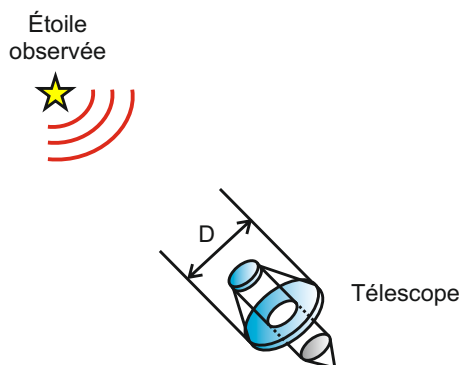


FIGURE 1.1 – Schéma d'un télescope monolithique employé pour une observation en imagerie directe. D désigne le diamètre du miroir primaire de l'instrument.

naire du télescope. Suivant ce principe, le début du xx^e siècle a vu le développement de nouveaux instruments dédiés à l'imagerie haute résolution en astronomie s'orienter vers la conception de télescopes disposant de surfaces collectrices de plus en plus grandes. Nous pouvons citer par exemple le télescope Hooker ($D = 2,54$ m) de l'observatoire du Mont Wilson et le télescope Hale ($D = 5,08$ m) de l'observatoire du mont Palomar, respectivement mis en service en 1917 et 1949. Cependant, malgré la grande dimension de leur miroir primaire, le gain en résolution angulaire de ces instruments a alors été limité par un autre paramètre appelé la turbulence atmosphérique.

En effet, lors de la traversée de l'atmosphère, l'onde lumineuse émise par l'objet observé va se déformer avant d'être collectée par le télescope. Cette déformation va fortement limiter les performances du système imageur utilisé. Expérimentalement, la turbulence atmosphérique limite la résolution des télescopes à une valeur minimale d'une seconde d'arc, ce qui équivaut à un télescope dont le miroir primaire présente un diamètre de 10 centimètres aux longueurs d'onde visibles. Ainsi, avant l'apparition de méthodes et de moyens de correction de la turbulence atmosphérique à partir des années 1970 (interférométrie des tavelures [Labeyrie 70, Labeyrie 74], speckle masking [Lohmann 83], triple corrélation [Weigelt 88] et optique adaptative [Rousset 90]), le gain en taille des surfaces collectrices des télescopes n'a permis que d'augmenter la quantité de lumière collectée et donc la sensibilité du système imageur.

Afin d'augmenter la résolution angulaire des instruments utilisés en astronomie, Armand Hippolyte FIZEAU, un opticien français, a proposé en 1868 une méthode originale basée sur l'interférométrie [Fizeau 68]. En effet, en se basant sur l'expérience des trous d'YOUNG réalisée en 1801,

FIZEAU avance la possibilité de procéder à la mesure du diamètre de la source observée à partir de l'évolution du contraste des franges d'interférence et de la connaissance de la distance entre les trous utilisés pour l'expérience. Appliquée au domaine de l'astronomie, cette méthode porte le nom de *synthèse d'ouverture*.

L'application de la théorie de FIZEAU en astronomie est représentée sur la figure 1.2. Ici, les trous utilisés lors de l'expérience d'YOUNG sont remplacés par deux télescopes distants de B (la base de l'instrument) et formant un réseau. Comme ces deux télescopes observent la même source lumineuse dans une direction α , il est possible de procéder à la recombinaison cohérente des flux lumineux collectés par chacun d'eux. Cette opération permet la création de franges d'interférence porteuses d'informations sur l'objet observé. Il est important de noter que ce mode de fonctionnement interférométrique ne permet pas, contrairement aux télescopes monolithiques, de former instantanément une image de l'objet observé.

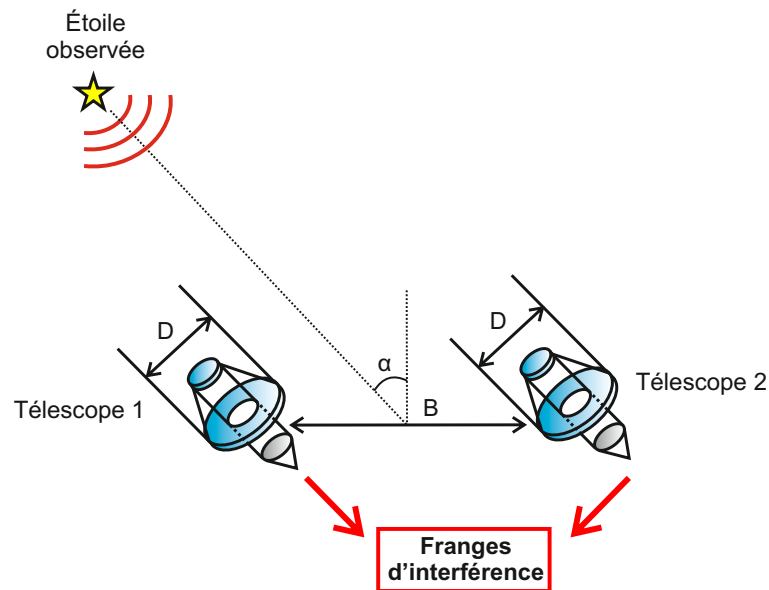


FIGURE 1.2 – Principe de la synthèse d'ouverture appliquée à l'astronomie. La distance B entre les deux télescopes s'appelle la base de l'instrument.

Dans cette configuration, la résolution de l'instrument n'est plus fonction du diamètre D du miroir primaire des télescopes mais de la base B du réseau formé par ces derniers :

$$R \propto \frac{\lambda}{B \cdot \cos(\alpha)} \quad (1.2)$$

Ainsi, les télescopes du réseau ne servent qu'à collecter la quantité maximale de lumière provenant de l'objet observé, ce qui rend ce dispositif interférométrique beaucoup moins sensible à la turbulence atmosphérique qu'un instrument monolithique de taille équivalente. La base du réseau pouvant être de dimension bien supérieure au diamètre du miroir primaire des télescopes qui le composent, il est alors possible, avec ce procédé, d'atteindre des résolutions angulaires très inférieures à une seconde d'arc.

Ainsi, la synthèse d'ouverture a ouvert la porte de la très haute résolution angulaire au domaine de l'astronomie.

1.1.2 Les premières mesures expérimentales par synthèse d'ouverture

L'idée de FIZEAU fut expérimentée pour la première fois par Edouard STÉPHAN en 1873 sur le site de l'observatoire de Marseille [Stéphan 73, Stéphan 74]. La méthode de mesure par synthèse d'ouverture est alors validée, même si paradoxalement STÉPHAN ne parvient pas à ce moment là à réaliser la mesure du diamètre des étoiles observées (qui était de trop petite taille pour les instruments utilisés).

En 1891, Albert MICHELSON réussit la première mesure du diamètre de corps céleste (en l'occurrence les principaux satellites de Jupiter) par synthèse d'ouverture [Michelson 91]. Fort de cette réussite, il réalise avec Francis PEASE une nouvelle mesure interférométrique en 1920 en utilisant le télescope Hooker de l'observatoire du Mont Wilson. En disposant une poutre supportant deux miroirs faisant office de petits télescopes sur la monture de l'instrument, ils parvinrent à mesurer pour la première fois le diamètre de la supergéante Bételgeuse (47 millisecondes d'arc) [Michelson 21].

L'application de la synthèse d'ouverture en astronomie restera cependant freinée pendant plus de 50 ans par les limitations technologiques rencontrées à cette époque. Ce n'est qu'en

1973 que l'astronome français Antoine LABEYRIE réussit, en s'appuyant sur les progrès réalisés dans le domaine de l'optique et de l'automatisme, la première mesure par synthèse d'ouverture avec deux télescopes indépendants [Labeyrie 75]. Avec ces deux télescopes formant un réseau présentant une base de 12 mètres installé sur le site de l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), LABEYRIE obtint les premières franges d'interférence sur l'étoile Véga à une longueur d'onde $\lambda = 550$ nm.

À partir de ces travaux, plusieurs équipes de recherche ont développé des interféromètres de plus en plus performants dédiés à l'imagerie haute résolution par synthèse d'ouverture en astronomie.

1.1.3 La synthèse d'ouverture en astronomie aujourd'hui

Avec les évolutions récemment réalisées dans différents domaines de technologie, les difficultés rencontrées par MICHELSON et plus récemment par LABEYRIE ont pu être contournées. Nous pouvons citer quelques-unes de ces avancées qui sont :

- l'utilisation de systèmes de métrologie interne qui permettent de corriger les perturbations des instruments, notamment en termes de vibrations mécaniques,
- les systèmes automatisés de cohérencage de l'instrument permettant le suivi du déplacement turbulent des franges d'interférence,
- l'utilisation de miroirs primaires de grandes dimensions pour les télescopes du réseau, ce qui permet d'augmenter la quantité de lumière collectée et donc de détecter des sources stellaires très faiblement brillantes,
- l'optique adaptative qui permet la correction de la turbulence atmosphérique, améliorant ainsi la structure spatiale des faisceaux lumineux collectés par les télescopes du réseau,

Ces dispositifs ont été pour la plupart employés lors de la conception d'interféromètres stellaires utilisés aujourd'hui de façon routinière par la communauté des astronomes. Nous pouvons citer par exemple :

- l'observatoire du VLTI situé sur le Mont Paranal au Chili [Pott 04],
- l'interféromètre CHARA déployé sur le site de l'observatoire du Mont Wilson en Californie [Brummelaar 05],

– l'interféromètre NPOI installé sur le site de l'observatoire de Lowell en Arizona [Hummel 98].

Même si les interféromètres stellaires ne permettent pas d'acquérir une image directe de l'objet observé, la dimension de leur réseau de télescopes permet d'obtenir une résolution angulaire encore inaccessible pour les télescopes monolithiques, limités par la dimension de leur miroir primaire. Par exemple, la grande base de 330 mètres de l'interféromètre CHARA permet d'atteindre une résolution angulaire de 1,13 millisecondes d'arc à la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm alors que les miroirs segmentés de diamètre 10 mètres des télescopes Keck installés sur le Mont Mauna Kea à Hawaï ne permettent d'atteindre, à la même longueur d'onde, qu'une résolution de 37,5 millisecondes d'arc.

Ainsi, les systèmes d'imagerie par synthèse d'ouverture sont à ce jour les seuls instruments permettant d'accéder à la très haute résolution angulaire dans le domaine de l'astronomie.

1.2 Notions théoriques sur la synthèse d'ouverture

Nous allons ici présenter brièvement quelques notions théoriques concernant la synthèse d'ouverture et plus généralement l'interférométrie optique. Ces notions sont nécessaires à la compréhension du travail présenté dans ce manuscrit.

1.2.1 Interférométrie à deux voies : expérience des trous d'YOUNG

Nous nous intéressons à l'observation d'une source lumineuse monochromatique, ponctuelle et positionnée à l'infini au travers de l'expérience des trous d'YOUNG.

Dans cette expérience de principe, la lumière générée par la source lumineuse située à l'infini dans une direction θ est interceptée par un écran percé de deux trous T_1 et T_2 de même dimension et distants de B . La visualisation des franges d'interférence générées par la combinaison des faisceaux lumineux traversant ces deux ouvertures est réalisée soit sur un écran pour une observation spatiale (figure 1.3 gauche), soit à l'aide d'un détecteur monopixel pour un affichage temporel (figure 1.3 droite).

Nous considérons ici que l'éclairement (exprimé en W/m^2) reçu par chacun des deux trous

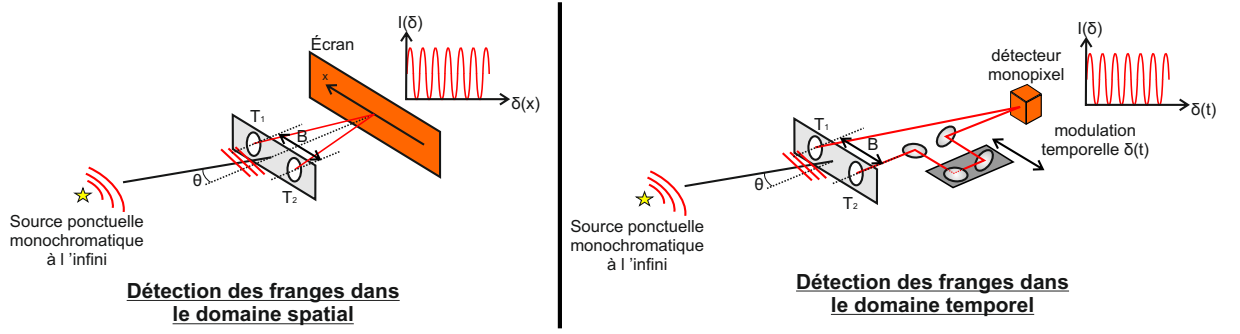


FIGURE 1.3 – Schéma de l'expérience des trous d'YOUNG. À gauche : les franges d'interférence sont observées dans le domaine spatial. À droite : les franges sont détectées dans le domaine temporel à l'aide d'un détecteur monopixel et d'une modulation temporelle de la différence de marche.

\$T_1\$ et \$T_2\$ de l'expérience est identique et a une valeur notée \$I_0\$. Comme nous considérons ici une source monochromatique et ponctuelle, l'éclairement total sur le détecteur \$I_{tot}\$ lié aux franges d'interférence s'écrit :

$$I_{tot} = 2I_0 \cdot [1 + \cos(\Phi)] \quad (1.3)$$

$$\text{avec } \Phi = \varphi + \varphi_{mod} \quad (1.4)$$

\$\Phi\$ représente le déphasage global entre les deux ondes qui interfèrent au point considéré avec \$\varphi\$ le terme lié à la direction d'éclairement de la source et généré en amont de \$T_1\$ et \$T_2\$. Comme cette source est à l'infini, \$\varphi\$ peut s'écrire :

$$\varphi = 2\pi \cdot \frac{\theta \cdot B}{\lambda} \quad (1.5)$$

avec \$\theta\$ la direction de la source observée, \$B\$ la distance entre les deux trous \$T_1\$ et \$T_2\$ et \$\lambda\$ la longueur d'onde du rayonnement étudié.

\$\varphi_{mod}\$ représente le terme de modulation de phase appliqué par l'instrument entre les deux ondes générées en aval de \$T_1\$ et \$T_2\$. Il peut être exprimé en fonction de la différence de chemin

optique, ou différence de marche, entre ces dernières. En fonction de l'architecture de l'expérience des trous d'YOUNG considérée (observation spatiale ou temporelle des franges d'interférence), la modulation de phase φ_{mod} va être imposée de deux façons différentes :

- dans le cas d'une observation spatiale (figure 1.3 gauche), la visualisation des franges d'interférence est réalisée au moyen d'un écran, d'une caméra ou encore d'une matrice de détecteurs monopixels. Dans ce cas, φ_{mod} a une dépendance spatiale linéaire en fonction de la position du point d'observation des franges sur le détecteur employé.
- dans le cas d'une observation temporelle des franges d'interférence (figure 1.3 droite), la position du point d'observation reste fixe, ce qui permet l'utilisation d'un détecteur monopixel. φ_{mod} est alors imposé en modifiant linéairement la valeur de la différence de chemin optique entre les deux ondes au cours du temps.

Pour caractériser un système de franges d'interférence, il faut déterminer sa visibilité complexe V qui est donnée par l'expression :

$$V = C \exp(j\varphi) \quad (1.6)$$

$$\text{avec } C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1.7)$$

C représente le contraste des franges d'interférence détectées relié à I_{max} et I_{min} respectivement les valeurs maximale et minimale de l'éclairement total I_{tot} . Il est également possible de calculer le contraste associé à un système de franges d'interférence à partir sa densité spectrale de puissance notée $DSP(\nu)$. Dans ce cas, il faut comparer la valeur $|DSP(\nu_f)|$ du module de cette densité spectrale à la fréquence ν_f de modulation de l'éclairement des franges à celle de son homologue $|DSP(0)|$ correspondant à l'éclairement moyen sur le détecteur. Cela donne :

$$C = 2 \frac{|DSP(\nu_f)|}{|DSP(0)|} \quad (1.8)$$

La figure 1.4 illustre la mesure du contraste avec les deux méthodes présentées ci-dessus.

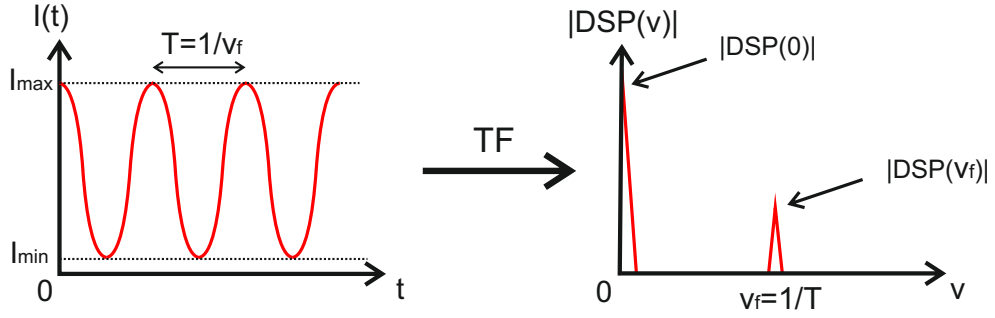


FIGURE 1.4 – Mesure du contraste des franges d’interférence à partir de l’affichage temporel du signal interférométrique (à gauche) et de son spectre (à droite). T représente la période des franges et $\nu_0 = 1/T$ la fréquence correspondante dans le domaine spectral. TF désigne la transformée de Fourier.

Dans le cas présent (source ponctuelle et monochromatique avec même flux lumineux au niveau des ouvertures) et si on considère un instrument parfait, le contraste associé aux franges d’interférence à une valeur théorique de 100 %.

1.2.2 Définition de la cohérence temporelle

Considérons maintenant une source polychromatique et ponctuelle observée au travers des trous d’YOUNG sous un angle $\theta = 0^\circ$. La phase Φ_i donnée pour chacune des composantes spectrales λ_i du spectre de la source s’écrit alors :

$$\Phi_i = \varphi_{mod} = 2\pi \cdot \frac{\delta_{mod}}{\lambda_i} = 2\pi \cdot \nu_i \cdot \tau \quad (1.9)$$

avec $\tau = \frac{\delta_{mod}}{c}$

avec δ_{mod} la différence de marche entre les deux ondes. Dans le cas où $\delta_{mod} \neq 0$, la phase Φ_i au niveau du détecteur va dépendre uniquement de la longueur d’onde λ_i considérée. Dans ces conditions, chaque composante spectrale de la source étudiée va générer son propre système de franges de périodicité proportionnelle à λ_i . Au niveau du détecteur, nous observons la somme incohérente de l’ensemble de ces contributions. L’éclairement total I_{tot} s’écrit alors :

$$I_{tot} = \sum_i 2I_0 \cdot [1 + \cos(2 \cdot \pi \cdot \nu_i \cdot \tau)] \quad (1.10)$$

Comme la périodicité des différents systèmes de franges est variable, leur superposition incohérente conduit à un brouillage de ces dernières sur le détecteur. Cependant, pour les valeurs de τ proches de zéro, le brouillage des systèmes de franges n'est pas complet et l'interférogramme résultant de leur superposition reste observable.

Considérons par exemple une source émettant un spectre rectangulaire de largeur $\Delta\nu$. Dans ce cas, la différence de phase entre les deux composantes extrêmes de ce spectre est de $\Delta\Phi = 2\pi \cdot \Delta\nu \cdot \tau$. Nous pouvons en déduire que l'interférogramme résultant ne sera pas totalement brouillé si $\Delta\Phi \ll 2\pi$, ce qui correspond à :

$$\tau \ll \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.11)$$

On définit alors le temps de cohérence τ_c et sa longueur de cohérence L_c associée :

$$\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.12)$$

$$L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1.13)$$

avec λ la longueur d'onde centrale du spectre de la source étudiée et $\Delta\lambda$ sa largeur en longueur d'onde. Dans ces conditions, le nombre de franges d'interférence observables entre le maximum d'amplitude de leur enveloppe et son premier minimum est égal à :

$$N_{franges} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (1.14)$$

La figure 1.5 présente un exemple de brouillage des franges d'interférence pour une source polychromatique dont le spectre est composé de trois raies monochromatiques : $\lambda_1 = 1500$ nm, $\lambda_2 = 1550$ nm et $\lambda_3 = 1600$ nm.

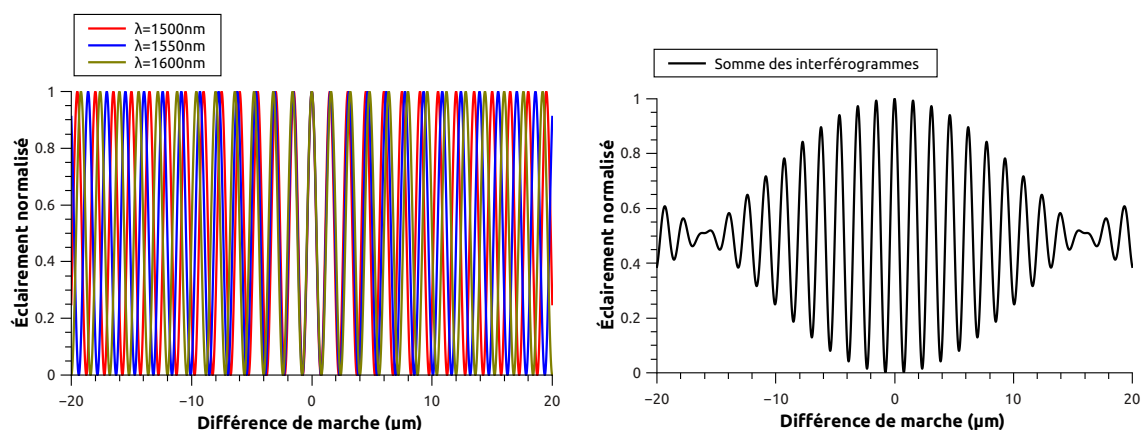


FIGURE 1.5 – Illustration de la cohérence temporelle d'une source polychromatique composée de trois raies monochromatiques : $\lambda_1 = 1500$ nm, $\lambda_2 = 1550$ nm et $\lambda_3 = 1600$ nm. À gauche : les franges d'interférence générées par chaque composante du spectre de la source. À droite : le brouillage des franges lors de leur superposition.

Ici, l'interférogramme global de la source observée (à droite) résulte bien de la somme incohérente des trois systèmes de franges générés par chacune des composantes monochromatiques de son spectre (à gauche).

1.2.3 Définition de la cohérence spatiale

Considérons maintenant que la source observée est monochromatique, de longueur d'onde λ , mais étendue et spatialement incohérente. Dans ces conditions, chaque point de cette source peut être considéré comme une source ponctuelle indépendante observée au travers des trous d'YOUNG sous un angle θ_i . Ces sources élémentaires vont générer individuellement leur propre système de franges à la même longueur d'onde λ mais déphasés les uns par rapport aux autres du fait de leur direction θ_i par rapport à la base des trous. Comme précédemment, l'éclairement total I_{tot} est égal à la somme incohérente de l'ensemble de ces systèmes de franges :

$$I_{tot} = \sum_i 2I_0 \cdot [1 + \cos(\Phi_i)] = 2I_0 \cdot [1 + \cos(\varphi_i + \varphi_{mod})] \quad (1.15)$$

$$= \sum_i 2I_0 \cdot [1 + \cos(2\pi \cdot \nu \cdot \tau_i + \varphi_{mod})] \quad (1.16)$$

$$\text{avec } \tau_i = \frac{\theta_i \cdot B}{c}$$

De façon analogue au cas d'une source ponctuelle polychromatique, l'interférogramme résultant de cette somme incohérente ne sera pas totalement brouillé si le déphasage maximal entre deux systèmes de franges $\Delta\Phi$ est très inférieur à 2π , ce qui se traduit par :

$$\theta \cdot B \ll \lambda \quad (1.17)$$

La figure 1.6 donne un exemple d'interférogramme obtenu lors de l'observation d'une source monochromatique étendue spatialement. Cette dernière est composée de trois points source émettant un rayonnement monochromatique à $\lambda = 1550$ nm de même amplitude et présentant respectivement une phase φ_i de 0, $\pi/8$ et $\pi/4$ rad.

Dans le cas présenté ici, l'interférogramme résultant (à droite) est égal à la somme incohérente des franges d'interférence générées par les trois points sources (à gauche).

Généralisation des théorèmes de ZERNIKE-VAN CITTERT et de WIENER-KINTCHINE

Nous allons maintenant présenter les théorèmes de ZERNIKE-VAN CITTERT et de WIENER-KINTCHINE, dont les démonstrations complètes sont fournies dans la référence [Born 99]. Nous allons ici faire une démonstration simplifiée du théorème de ZERNIKE et VAN CITTERT en considérant un espace unidimensionnel.

La source étudiée est monochromatique et spatialement étendue. Nous notons $I(\theta)$ sa distribution angulaire d'intensité et nous rappelons que φ_{mod} est indépendant de θ . $I_0 = \int I(\theta)d\theta$ représente la puissance totale de cette source. Ainsi, l'éclairement total reçu par le détecteur I_{tot}

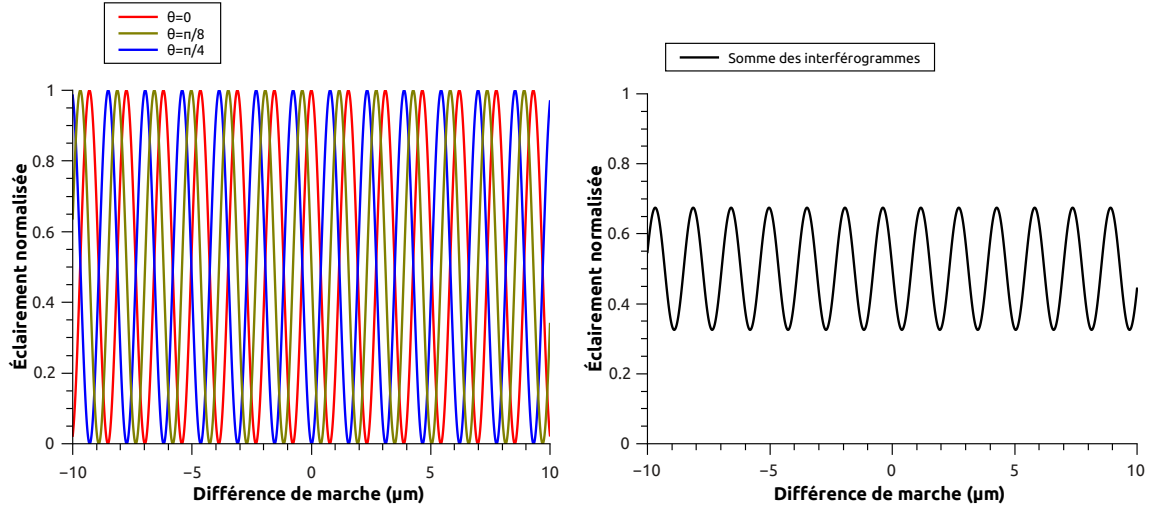


FIGURE 1.6 – Illustration de la cohérence spatiale d'une source spatialement étendue composée de trois points source monochromatiques ($\lambda = 1550$ nm), de même amplitude et de phase φ_i respectivement égale à 0 , $\pi/8$ et $\pi/4$ rad. À gauche : les franges d'interférence générées à partir de chaque point source. À droite : le brouillage des franges lors de leur superposition.

s'écrit :

$$I_{tot} = \int 2I(\theta) [1 + \cos(\varphi(\theta) + \varphi_{mod})] d\theta \quad (1.18)$$

$$= 2I_0 \left(1 + \int \frac{I(\theta)}{I_0} \cos \left(2\pi \cdot \frac{\theta \cdot B}{\lambda} + \varphi_{mod} \right) d\theta \right) \quad (1.19)$$

$$\frac{I_{tot}}{I_0} = 2 \left[1 + \Re \left(\int \frac{I(\theta)}{I_0} \exp(j(2\pi \cdot \frac{\theta \cdot B}{\lambda} + \varphi_{mod})) d\theta \right) \right] \quad (1.20)$$

$$= 2 \left[1 + TF[I^N(\theta)] \cdot \Re(\exp(j\varphi_{mod})) \right] \quad (1.21)$$

$$= 2 \left(1 + |TF[I^N(\theta)]| \cdot \cos(\varphi_{TF[I^N(\theta)]} + \varphi_{mod}) \right) \quad (1.22)$$

avec TF l'opérateur transformée de Fourier. $I^N(\theta) = I(\theta)/I_0$ représente la distribution angulaire d'intensité normalisée de la source observée et $\varphi_{TF[I^N(\theta)]}$ la phase associée à sa transformée de Fourier.

En comparant l'expression de l'éclairement total ci-dessus et l'équation (1.6), nous pouvons identifier le terme de contraste C des franges d'interférence à $|TF[I^N(\theta)]|$:

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = |TF[I^N(\theta)]| \quad (1.23)$$

La visibilité complexe des franges d'interférence est alors définie par :

$$V = TF[I^N(\theta)] \quad (1.24)$$

Cette relation est connue sous le nom de théorème de ZERNIKE-VAN CITTERT. Elle énonce que la visibilité complexe des franges d'interférence est égale à la transformée de Fourier de la distribution angulaire d'intensité normalisée de la source observée.

Une démonstration analogue à celle présentée ci-dessus est également possible dans le domaine temporel et porte le nom de théorème de WIENER-KINTCHINE. Celui-ci énonce que la visibilité complexe des franges d'interférence est cette fois égale à la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance normalisée $B^N(\nu)$ de la source observée, ce qui donne :

$$V = TF[B^N(\nu)] \quad (1.25)$$

Ainsi, lors de l'analyse de la cohérence spatiale d'une source, le calcul du contraste et de la phase associés aux franges d'interférence détectées nous renseignera sur la distribution angulaire d'intensité de cette dernière. De la même façon, l'analyse de sa cohérence temporelle nous donnera des informations sur son spectre en fréquences temporelles. D'une façon générale, c'est l'application du théorème de ZERNIKE-VAN CITTERT au domaine de l'astronomie qui porte le nom de synthèse d'ouverture.

1.2.4 Exemple de mesure par synthèse d'ouverture

La figure 1.7 illustre le principe d'un interféromètre optique utilisé pour la synthèse d'ouverture en astronomie.

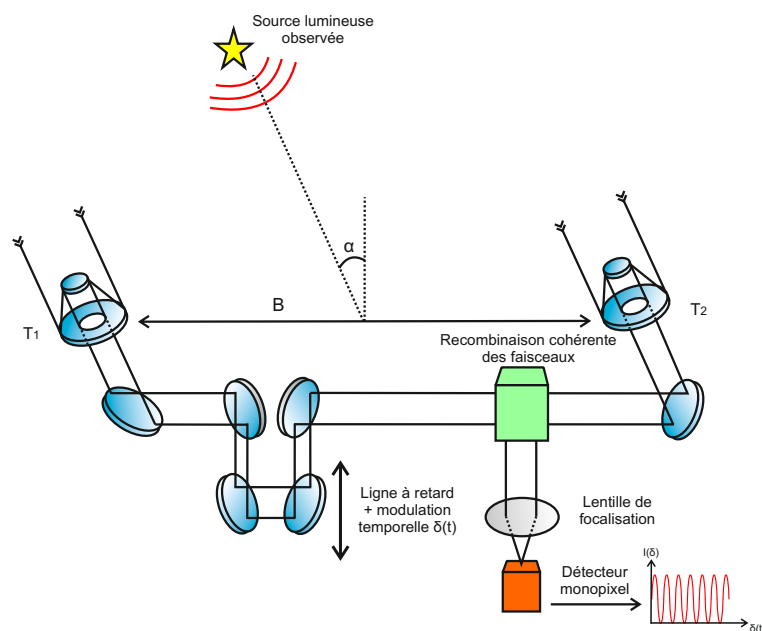


FIGURE 1.7 – Schéma de principe d'un interféromètre optique utilisé en astronomie. Les deux télescopes distants de B observent dans une direction α une même source lumineuse à caractériser grâce à la synthèse d'ouverture.

Dans l'exemple proposé, la visualisation des franges d'interférence se fait dans le domaine temporel. Ainsi, la ligne à retard disposée entre les deux télescopes de l'instrument permet à la fois d'annuler la différence de chemin optique entre ces derniers (liée à l'altitude de l'objet observé) mais également de procéder à la visualisation des interférogrammes sur le détecteur monopixel.

Mesure du diamètre apparent d'une étoile grâce au contraste des franges d'interférence

En utilisant le théorème de ZERNIKE et VAN CITTERT, il est possible de procéder à différentes mesures sur les objets observés à l'aide d'un dispositif à synthèse d'ouverture. Nous allons ici présenter la méthode utilisée pour déterminer le diamètre apparent d'une source lumineuse avec un tel instrument.

Nous considérons ici que l'étoile observée sous une direction α est circulaire, de diamètre apparent θ , et qu'elle présente une répartition d'éclairement uniforme. Les télescopes du réseau présenté figure 1.7 peuvent être considérés comme des ouvertures circulaires de petite taille ne résolvant pas l'objet observé. Ainsi, la fonction de visibilité associée aux franges d'interférence détectées à la sortie de l'instrument sera modulée par une fonction de BESSEL de première espèce, ce qui donne :

$$V = 2\lambda \cdot \frac{J_1(\pi\theta N_\theta)}{\pi\theta N_\theta} \quad (1.26)$$

avec J_1 la fonction de BESSEL de première espèce qui a pour première racine $1,22\pi$. λ désigne la longueur d'onde du rayonnement détecté et $N_\theta = B \cdot \cos(\alpha)/\lambda$ la fréquence spatiale normalisée.

Conformément à la loi de FIZEAU, lorsque la dimension de la base B entre les deux télescopes augmente, le contraste des franges observées diminue. Il est alors possible de visualiser la première annulation de la valeur du contraste pour une valeur de base particulière dépendant de l'objet observé. Ainsi, connaissant la longueur d'onde λ du rayonnement détecté et la dimension de la base B pour laquelle le contraste des franges s'annule, il est possible de déterminer la valeur du diamètre apparent θ de l'étoile à partir de l'équation :

$$\theta(\text{rad}) = 1,22 \cdot \frac{\lambda(\text{m})}{B(\text{m}) \cdot \cos(\alpha)} \quad (1.27)$$

Souvent, le diamètre apparent de l'étoile est calculé en seconde d'arc (noté as). Dans ce cas, l'équation devient :

$$\theta(\text{as}) = 0,25 \cdot \frac{\lambda(\mu\text{m})}{B(\text{m}) \cdot \cos(\alpha)} \quad (1.28)$$

Pour donner un exemple numérique, lors de la mesure du diamètre apparent de Bételgeuse en

1921, MICHELSON et PEASE ont utilisé un instrument présentant une base de 3 m et observé le rayonnement de l'étoile au zénith ($\alpha = 0$ rad) à $\lambda = 555$ nm, ce qui donne un diamètre apparent :

$$\theta = 0,25 \cdot \frac{0,555}{3} = 46,25 \text{ mas} \quad (1.29)$$

La clôture de phase

Nous allons ici donner un aperçu du principe d'acquisition du terme de phase lié aux franges d'interférence. Cette technique de mesure, appelée *clôture de phase*, n'a pas été utilisée au cours des travaux présentés dans ce manuscrit en raison de l'architecture à deux voies de l'instrument étudié. Cependant, cette méthode de mesure est d'une grande importance pour les dispositifs à synthèse d'ouverture.

En effet, pour reconstruire l'image d'un objet à partir de données interférométriques grâce au théorème de ZERNIKE-VAN CITTERT, nous avons à la fois besoin du module de la fonction de visibilité complexe mais également de sa phase.

Dans le cas d'une observation réalisée depuis le sol, cette phase va être perturbée aléatoirement par la turbulence atmosphérique et, dans le cas de l'utilisation d'un interféromètre à deux voies, il sera impossible de dissocier la phase des franges d'interférence de cette perturbation. Cependant, si l'instrument utilisé comporte au moins trois voies interférométriques, il est possible d'appliquer la technique dite de clôture de phase pour corriger les défauts induits par l'atmosphère au prix d'une perte d'information sur la phase mesurée.

Cette technique, proposée en astronomie par Roger JENNISON en 1961 [Jennison 61] puis par ROGSTAD en 1968 [Rogstad 68] permet, à l'aide d'un dispositif interférométrique, de réaliser une mesure de phase indépendante de la turbulence atmosphérique, mais également des perturbations liées à l'instrument utilisé. Ce procédé est couramment utilisé aujourd'hui par la plupart des instruments à synthèse d'ouverture afin de procéder a posteriori à une reconstruction de l'image de l'objet observé [Gilbreath 04, Vannier 12].

1.3 Les interféromètres fibrés en astronomie

1.3.1 Les avantages de la fibre optique pour une application interférométrique

L'idée d'utiliser des fibres optiques pour la réalisation d'interféromètres stellaires revient à Claude FROEHLY en 1981 [Froehly 81]. En effet, les caractéristiques de ces composants d'optique guidée [Lecoy 92] semblent parfaitement adaptées à la réalisation de ce type d'instrument.

- En interférométrie, la visibilité des franges d'interférence est fonction du recouvrement spatial des faisceaux lumineux mélangés. Or, comme la turbulence atmosphérique a pour effet de déformer le front d'onde incident sur les télescopes de l'instrument utilisé, cela induit une modification aléatoire du recouvrement des ondes réalisées. Il est donc nécessaire, pour pouvoir étalonner l'interféromètre, de disposer d'une grande maîtrise spatiale des faisceaux qui le parcourent.

Il a été démontré qu'une fibre optique unimodale permet de procéder à un filtrage spatial de très bonne qualité après une longueur de propagation de quelques dizaines de centimètres [Coudé du Foresto 97a, Huss 05]. L'utilisation de cet élément permet ainsi de maîtriser le recouvrement spatial des flux lumineux à la sortie de l'instrument en leur imposant le même mode spatial de propagation.

- Un autre avantage concernant l'utilisation de la fibre optique en interférométrie stellaire réside dans sa facilité de mise en œuvre, beaucoup moins contraignante qu'une propagation en espace libre : une fois la lumière injectée dans la fibre, elle restera guidée quel que soit le trajet emprunté par cette dernière. Cette caractéristique permet de grandement simplifier la mise en place de l'instrument.
- Enfin, la fibre optique bénéficie d'une excellente transmission optique des faisceaux lumineux qui la traversent. Son atténuation (typiquement : 0,2 dB/km pour $\lambda = 1550$ nm dans une fibre en silice «classique») sera bien moins importante que celle de systèmes privilégiant la propagation des faisceaux lumineux en espace libre au moyen d'un grand nombre de miroirs fonctionnant dans la même gamme de longueur d'onde.

Ainsi, l'utilisation de fibres optiques pour procéder au transport et à la recombinaison cohérente des faisceaux lumineux collectés par chacun des télescopes d'un interféromètre stellaire semble être tout indiquée pour faciliter la mise en place et le fonctionnement de cet instrument.

1.3.2 Cahier des charges d'un interféromètre fibré

Notre équipe de recherche a démontré depuis plus de vingt-cinq ans son savoir-faire dans le domaine de la conception et de la réalisation d'interféromètres fibrés destinés à l'imagerie par synthèse d'ouverture en astronomie. Elle a ainsi développé différents dispositifs, tels que des lignes à retard [Simohamed 96] et des modulateurs de chemin optique fibrés [Reynaud 93] qui ont été utilisés lors de la conception de différents bancs test comme OAST2 [Delage 00, Longueteau 02], MAFL [Olivier 07b] ou encore l'hypertélescope temporel [Olivier 07a, Bouyeron 12]. Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans la succession de ces nombreux projets de recherche ayant fait l'objet de plusieurs thèses [Huss 01, Longueteau 02, Vergnole 05, Olivier 07a, Del Rio 09, Ceus 11a].

Réaliser l'analyse d'un objet par synthèse d'ouverture revient à procéder à la corrélation des champs collectés par chacun des télescopes de l'instrument utilisé. Dans ces conditions, les composants employés pour réaliser l'interféromètre ne doivent en aucun cas introduire un défaut différentiel entre ses voies interférométriques afin de conserver le degré de ressemblance entre les ondes à corrélérer.

Grâce au savoir faire acquis au fil des années, notre équipe de recherche a pu mettre en place un cahier des charges concernant la réalisation d'un interféromètre fibré n'introduisant pas de défauts différentiels entre ses voies. La figure 1.8 présente le principe d'un interféromètre stellaire fibré à deux voies. Sur ce dispositif, les éléments permettant le transport, le filtrage spatial et la recombinaison cohérente des flux lumineux en espace libre ont été remplacés par leurs équivalents en optique intégrée.

Afin de prévenir l'apparition de défauts différentiels entre les bras de cet instrument et ainsi préserver sa capacité d'analyse de cohérence, il faut tenir compte des différents points-clés énumérés ci-après :

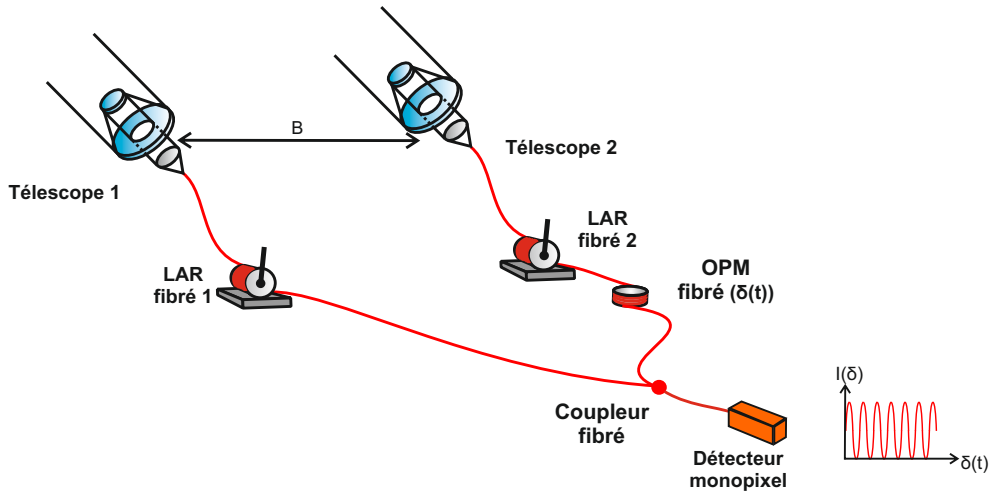


FIGURE 1.8 – Schéma de principe d'un interféromètre stellaire tout fibré à deux voies. LAR : ligne à retard, OPM : modulateur de chemin optique.

– **Le mode spatial de propagation**

Pour que le recouvrement spatial des faisceaux lumineux soit optimal, il faut que ces derniers se propagent dans l'instrument suivant le même mode spatial. Pour cela, les fibres optiques utilisées pour réaliser l'interféromètre sont toutes unimodales à leur longueur d'onde d'utilisation. Cela permet à la fois de procéder au filtrage spatial des faisceaux lumineux collectés par les télescopes, ce qui maximise leur recouvrement, mais aussi de transformer les déformations de front d'onde causées par la turbulence atmosphérique en fluctuation de puissance lumineuse facilement calibrable.

– **La limitation de la dispersion chromatique différentielle**

Les fibres optiques en silice sont des milieux de propagation dispersifs, ce qui entraîne l'apparition d'un effet de dispersion chromatique lors de la propagation des faisceaux lumineux dans ces dernières. Ce phénomène implique que la vitesse de propagation d'une onde dépend de sa longueur d'onde. Ainsi, plus le spectre du signal injecté dans une fibre est étendu, plus les effets de la dispersion chromatique générés au cours de sa propagation seront importants. Cependant, si les effets de dispersion chromatique sont les mêmes sur les différents bras de l'interféromètre considéré, alors le degré de ressemblance des flux lumineux ne sera pas dégradé au cours de leur propagation et la cohérence mutuelle des signaux sera préservée.

Ainsi, pour réaliser un interféromètre fibré en limitant l'apparition d'un effet de dispersion chromatique différentiel entre ses différentes voies, nous prenons soin d'utiliser des fibres optiques les plus semblables possible en terme de dispersion chromatique. Au besoin, le différentiel résiduel de la dispersion entre les fibres employées est limité en ajustant le chemin optique parcouru sur chacun des bras de l'instrument au moyen de lignes à retard fibrées [Vergnole 05].

– **La biréfringence des fibres optiques**

Une fibre optique est intrinsèquement biréfringente. Cela signifie que la polarisation d'une onde injectée dans la fibre peut se décomposer suivant les deux axes neutres de cette dernière, créant ainsi deux modes de propagation différents. Cette biréfringence est susceptible de générer deux défauts distincts dans le cas de la mise en œuvre d'un interféromètre fibré. La biréfringence d'une fibre optique étant sensible aux contraintes aléatoires qui lui sont appliquées lors de sa mise en œuvre, il est possible d'observer l'apparition de couplages, eux-mêmes aléatoires, entre ces modes de polarisation au cours de la propagation de l'onde. Dans ces conditions, si ces contraintes sont différentes d'un bras à l'autre, alors les ondes qui interfèrent à la sortie de l'instrument ne présenteront pas le même état de polarisation. Cette perte de ressemblance entraînera alors une instabilité du contraste des franges d'interférence.

De plus, les vitesses de propagation des différents modes de polarisation étant différentes, cela entraîne, toujours dans le cas d'un interféromètre fibré, une dégradation de la ressemblance des flux lumineux lors de leur recombinaison, et donc une diminution du contraste des franges d'interférence. Cependant, il a été démontré que l'utilisation de fibres hautement biréfringentes, ou fibres à maintien de polarisation, permet de limiter ces différents problèmes [Delage 00]. En effet, ces fibres optiques permettent de limiter les couplages entre les différents modes de propagation de la lumière, ce qui les rend quasiment insensibles aux contraintes aléatoires qui leur sont imposées.

Afin de bénéficier au mieux des avantages liés à l'emploi de fibres à maintien de polarisation, les sources lumineuses employées au cours des travaux présentés dans la suite de ce manuscrit présentent toutes une polarisation rectiligne. Cela nous a permis de n'alimenter qu'un seul des modes de propagation des fibres à maintien de polarisation que nous avons

employées. En l'occurrence, nous avons limité la propagation de la lumière suivant l'axe lent de ces dernières.

– **L'équilibre photométrique entre les bras de l'interféromètre**

La transmission des composants employés sur chacun des bras de l'interféromètre peut être différente. Si cela est le cas, le niveau photométrique détecté à la sortie de chacune des voies de l'instrument sera différent, entraînant une diminution du contraste des franges d'interférence. Ce déséquilibre photométrique est calibrable en procédant au relevé des niveaux de puissance I_1 et I_2 disponibles en sortie de chaque bras interférométrique. Il est alors possible de calculer le facteur correctif C_{phot} à appliquer sur la valeur de contraste mesurée :

$$C_{phot} = \frac{2\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} \quad (1.30)$$

C_{phot} correspond à la valeur maximale de contraste mesurable en fonction du déséquilibre photométrique entre I_1 et I_2 .

– **La stabilité thermique et acoustique de l'instrument**

Pour éviter une dégradation de l'analyse réalisée au moyen d'un interféromètre, ce dernier doit être conçu de façon à ne pas souffrir des contraintes environnementales liées à son lieu de déploiement. Ces contraintes sont essentiellement d'ordre thermique et vibratoire. Pour pouvoir calibrer les défauts liés aux conditions de fonctionnement de l'instrument, notre équipe de recherche s'appuie sur des systèmes de métrologie interne, basés sur l'utilisation de sources de référence calibrées [Olivier 07b]. Ainsi, connaissant la réponse théorique de l'interféromètre lors de la détection de cette source et en la comparant à la réponse mesurée expérimentalement, il est possible de prévoir et de corriger les défauts liés au fonctionnement de l'instrument.

1.3.3 Limite à l'utilisation de la fibre optique en astronomie

La principale limitation concernant l'utilisation de la fibre optique en interférométrie stellaire réside dans sa bande spectrale de transmission de la lumière. En effet, une fibre optique en silice dite «classique» laisse se propager un faisceau lumineux avec une bonne transmission sur une bande spectrale allant de 0,5 à 1,8 μm . Au-delà de cette limite, l'atténuation du guide est telle qu'elle empêche toute propagation de lumière, rendant la fibre optique en silice inopérante lors d'une détection dans le moyen et le lointain infrarouge

Si des solutions existent déjà pour outrepasser cette limite, comme les fibres en verre fluoré qui autorisent une bonne transmission des faisceaux lumineux jusqu'à 3,0 μm , elles sont loin de proposer la même facilité d'utilisation que les fibres en silice, notamment en termes de fragilité et de contrôle de la polarisation [Mitachi 80].

Les études portant sur la conception de fibres optiques permettant une bonne transmission de la lumière dans le moyen et le lointain infrarouge s'orientent aujourd'hui vers les fibres dites à cristaux photoniques [Zhukova 12]. Ces dernières ont pour avantage de permettre une propagation unimodale de la lumière sur de larges bandes spectrales [Vergnole 05]. Cependant, les résultats obtenus jusqu'à présent en terme d'atténuation de ces composants (plusieurs dB/m) les dispensent de toute utilisation pour le transport de lumière sur de grandes distances. Ainsi, ces fibres sont actuellement étudiées pour la propriété de filtrage spatial des faisceaux dans le moyen et le lointain infrarouge [Flatscher 06, Lewi 12].

1.3.4 L'utilisation de la fibre optique en interférométrie stellaire

Malgré la limitation de leur bande spectrale de travail, les avantages liés aux caractéristiques des fibres optiques ont été mis à profit dans la conception de plusieurs instruments fonctionnant par synthèse d'ouverture. La première démonstration de l'utilisation sur le ciel d'un interféromètre stellaire employant un système de recombinaison par fibres optiques a ainsi été réalisé en 1991 par l'instrument FLUOR alors installé sur l'interféromètre IOTA [Coudé du Foresto 92, Coudé du Foresto 97b]. Ce système de recombinaison à deux voies par fibres optiques en verre fluoré a été déménagé en 2002 sur l'interféromètre CHARA [Coudé du Foresto 03] où il est tou-

jours utilisé et amélioré [Lhomé 12].

Fondé sur la même architecture que l'instrument FLUOR, le développement du système de recombinaison des faisceaux par fibres optiques VINCI a débuté en 2000 à l'observatoire du VLTI [Kervella 00]. Ce dispositif de test a été abandonné depuis mais non sans avoir permis d'obtenir des résultats sur le ciel [Kervella 07].

La fibre optique unimodale est également utilisée sur l'instrument MIRC de l'interféromètre CHARA depuis 2005 afin de procéder au filtrage spatial des faisceaux collectés par les télescopes de l'observatoire [Monnier 06]. Ces propriétés de filtrage spatial des fibres optiques sont également utilisées sur l'instrument AMBER du VLTI depuis sa mise en service en 2007 [Petrov 07, Robbe-Dubois 07].

Enfin, la fibre optique a été utilisée dans le cadre du projet OHANA qui a débuté en 2001 [Woillez 01]. Le but de ce projet est de relier les différents télescopes de l'observatoire du Mauna-Kea à Hawaï afin qu'il devienne l'interféromètre stellaire présentant la plus grande base au monde, à savoir 800 mètres. Les premiers résultats de couplage à l'aide de fibres optiques ont été obtenus avec succès entre les deux télescopes Keck (base de 300 mètres) en 2005 [Perrin 06].

1.4 Challenge de l'interférométrie stellaire aujourd'hui

1.4.1 Contexte et objectif

Les fibres optiques en silice ne permettent pas de travailler dans le moyen et le lointain infrarouge. Or, ces gammes de longueurs d'onde intéressent particulièrement les astronomes dans le cadre de la détection de naines brunes et d'exoplanètes, qui sont des sources thermiques dites « froides » et émettent principalement dans ces bandes spectrales.

À l'heure actuelle, peu d'instruments permettent d'exploiter le moyen et le lointain infrarouge. En effet, alors que les instruments FLUOR et AMBER permettent tous deux de travailler dans la bande K du spectre lumineux ($\lambda \in [2-2,5] \mu\text{m}$), seul l'instrument MIDI du VLTI permet le traitement de rayonnements infrarouges dans la bande N ($\lambda \in [8-13] \mu\text{m}$). Cela s'explique par la difficulté d'exploitation de cette partie du spectre lumineux avec les technologies actuelles. En

effet, les composants de ces instruments étant majoritairement en optique volumique, ils souffrent de différentes limitations liées à un fonctionnement en infrarouge lointain :

- l'émission propre de ces composants à leur longueur d'onde de travail nécessite le refroidissement de la totalité de la chaîne instrumentale,
- ces composants présentent une transmission de la lumière peu élevée à ces longueurs d'onde,
- les aberrations chromatiques sont nombreuses,
- il est difficile de procéder au filtrage spatial et à la recombinaison des faisceaux lumineux,
- enfin, les détecteurs employés présentent un bruit très élevé.

Pour contourner les problèmes liés à l'exploitation des rayonnements infrarouges lointains en astronomie, de nouveaux composants en optique intégrée sont aujourd'hui étudiés pour pouvoir procéder aux étapes de filtrage spatial et de recombinaison des faisceaux lumineux à ces longueurs d'onde [Labadie 07, Labadie 11, Grille 09]. Ces composants sont notamment exploités pour la conception de nouveaux dispositifs de synthèse d'ouverture comme l'instrument Gravity [Jocou 12], exploitant la bande K, et l'instrument MATISSE [Lopez 09] qui permettra quant à lui d'exploiter les bandes spectrales L, M et N.

1.4.2 La solution de la transposition en fréquence

En 2005, notre équipe de recherche a proposé une solution alternative pour le traitement de flux lumineux dans le moyen et le lointain infrarouge. Plutôt que de développer de nouveaux instruments adaptés à un fonctionnement à ces longueurs d'onde, notre équipe a proposé d'adapter la longueur d'onde du rayonnement à étudier à celle du fonctionnement d'un instrument utilisant des technologies matures et efficaces pour le transport cohérent et la détection de flux lumineux. À l'heure actuelle, les technologies optiques répondant à ces critères fonctionnent aux longueurs d'onde visibles et dans le proche infrarouge. Ainsi, notre équipe de recherche a imaginé un instrument à synthèse d'ouverture permettant la transposition du rayonnement de l'étoile observée vers ces longueurs d'onde afin d'être analysé. Le principe de cet instrument, baptisé « interféromètre à somme de fréquences » est représenté sur la figure 1.9.

Sur ce dispositif, le rayonnement infrarouge provenant de l'objet observé est converti dès la sortie des télescopes par génération de somme de fréquences optiques dans un cristal non-linéaire.

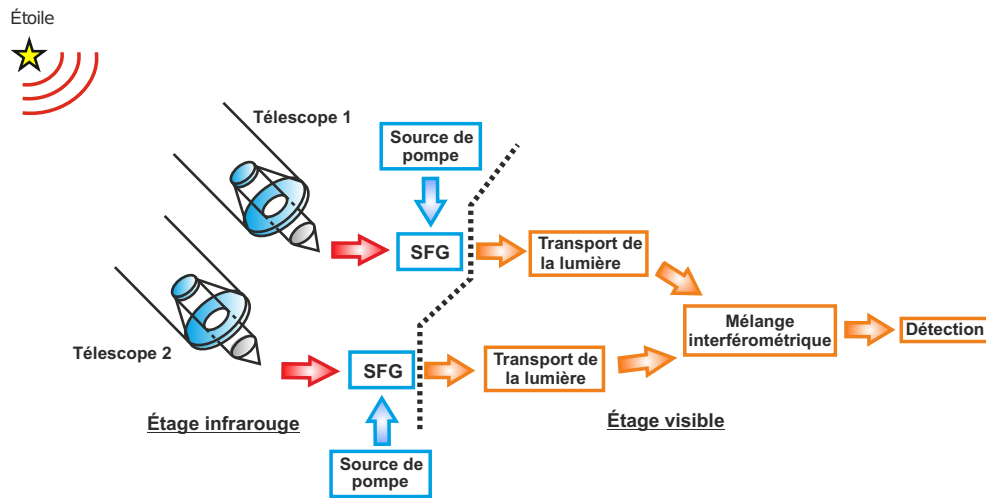


FIGURE 1.9 – Schéma de principe d'un interféromètre à somme de fréquences.

Ce processus permet de convertir le spectre de la source lumineuse étudiée vers les longueurs d'onde visibles grâce à l'énergie fournie par une source laser dite de « pompe ». Les signaux ainsi convertis sur chaque bras de l'instrument sont ensuite transportés de façon cohérente avant leur mélange et la détection des franges d'interférences dans le domaine visible.

Le principal avantage d'un tel dispositif repose sur la possibilité d'utiliser des composants fibrés après le processus de conversion pour procéder au transport, au filtrage spatial et à la recombinaison cohérente des flux lumineux convertis. De plus, les détecteurs existants pour les très faibles flux lumineux aux longueurs d'onde visibles présentent un rendement de détection élevé accompagné d'un très faible bruit intrinsèque, ce qui n'est pas le cas de leurs équivalents dans l'infrarouge.

Ainsi, en tirant parti de ces différents avantages, notre équipe de recherche a conçu et réalisé un interféromètre dédié à l'imagerie haute résolution en astronomie basé sur l'utilisation de la somme de fréquences optiques dans des cristaux non-linéaires.

2

Processus de somme de fréquences optiques utilisé dans un contexte interférométrique

Nous allons dans ce chapitre aborder quelques notions théoriques concernant la génération de somme de fréquences optiques dans un cristal non-linéaire. La théorie concernant la génération d'effets non-linéaires dans les cristaux est détaillée dans la référence [Boyd 03]. Nous nous contenterons ici d'aborder les points clés de cette théorie nécessaires à la compréhension des travaux présentés dans ce manuscrit.

2.1 Principe de génération d'un effet non-linéaire dans un cristal

Une onde électromagnétique qui parcourt un milieu diélectrique va générer au cours de sa propagation une densité de polarisation \vec{P} . Dans le cas général où cette onde se propage dans un milieu diélectrique linéaire, la densité de polarisation est définie par l'expression :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \underline{\chi}^{(1)} \cdot \vec{E} \quad (2.1)$$

avec ε_0 la permittivité du vide et $\underline{\chi}^{(1)}$ le tenseur de susceptibilité linéaire du milieu de propagation. \vec{E} représente le vecteur champ électrique associé à l'onde électromagnétique considérée ici. Notons que le fait que $\underline{\chi}^{(1)}$ soit un tenseur implique que la densité de polarisation \vec{P} générée par la propagation de l'onde dans le cristal n'est pas forcément colinéaire à son champ électrique \vec{E} .

Nous considérons maintenant que cette onde électromagnétique se propage dans un milieu diélectrique non-linéaire. Dans ce cas particulier, l'expression de la densité de polarisation sera donnée en développant l'équation (2.1) en une série de Taylor :

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

Ici, le tenseur de susceptibilité $\underline{\chi}^{(i)}$ est lié aux effets non-linéaires d'ordre i générés dans le milieu diélectrique pour $i > 1$. Notons que pour que ces effets non-linéaires puissent apparaître dans un milieu diélectrique, il faut que le champ électrique \vec{E} associé à l'onde qui s'y propage soit le plus intense possible. Cela n'a été rendu possible aux longueurs d'onde optiques qu'avec l'apparition du laser en 1960.

Si nous nous intéressons à l'expression développée dans l'équation (2.2), nous observons que cette dernière est composée d'une partie linéaire, correspondant à l'expression (2.1), et d'une partie non-linéaire. Nous pouvons donc écrire :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \cdot \underline{\chi} \cdot \vec{E} + \vec{P}_{NL} \quad (2.3)$$

Ici, nous considérons le développement de \vec{P}_{NL} jusqu'à l'ordre 3, ce qui donne :

$$\vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \cdot \underline{\chi}^{(2)} \cdot \vec{E}^2 + \varepsilon_0 \cdot \underline{\chi}^{(3)} \cdot \vec{E}^3 \quad (2.4)$$

Cas particulier de la somme de fréquences optiques

L'ordre de la non-linéarité qui peut être générée dans un milieu diélectrique va dépendre des propriétés de symétrie de ce dernier. Dans le cadre du travail présenté dans ce manuscrit, nous nous intéressons à la génération de somme de fréquences optiques dans des cristaux non-linéaires de Niobate de Lithium (voir partie 1.4.2). Ces derniers présentent des propriétés de symétrie qui favorisent les effets non-linéaires d'ordre 2. Nous pouvons donc écrire :

$$\vec{P}_{NL} = \epsilon_0 \cdot \underline{\chi}^{(2)} \cdot \vec{E}^2 \quad (2.5)$$

La génération de somme de fréquences optiques dans un cristal non-linéaire peut être facilement appréhendée à partir du diagramme en énergie de la figure 2.1.

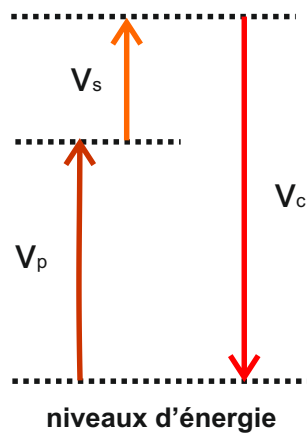


FIGURE 2.1 – Représentation en niveau d'énergie d'un processus de somme de fréquences. Ici, un photon à la fréquence ν_s est converti en un photon à la fréquence ν_c à l'aide de l'énergie fournie par un photon «de pompe» à la fréquence ν_p .

Dans le cas présenté ici, un photon à la fréquence ν_s est converti en un photon à la fréquence ν_c au cours de sa propagation dans le cristal de Niobate de Lithium grâce à l'énergie fournie par un photon «de pompe» à la fréquence ν_p . La somme de fréquences se traduit donc simplement par :

$$\nu_c = \nu_s + \nu_p \quad (2.6)$$

Dans ces conditions, le champ électrique total \vec{E} de l'équation (2.5) est défini à partir du produit tensoriel des vecteurs champs électriques du signal à convertir \vec{E}_s et de la source de pompe \vec{E}_p qui fournit l'énergie nécessaire au processus de conversion. \vec{P}_c , la densité de polarisation associée au champ électrique \vec{E}_c de l'onde générée par un processus de somme de fréquences optiques dans le cristal, est alors égale à \vec{P}_{NL} .

2.2 Généralité concernant la somme de fréquences optiques

2.2.1 Conditions de l'apparition d'un processus de somme de fréquences

L'apparition d'un processus de somme de fréquences dans un cristal de Niobate de Lithium est possible uniquement si deux conditions sont respectées.

Conservation de l'énergie

La première d'entre elles est la conservation de l'énergie entre les différentes ondes qui interagissent dans le milieu non-linéaire. Cette condition peut facilement être déduite de l'expression (2.6). En effet, l'énergie ε_i associée à un photon de fréquence ν_i peut s'écrire $\varepsilon_i = h\nu_i$ avec h la constante de PLANCK. En intégrant cette expression dans l'équation (2.6), nous obtenons la condition de conservation de l'énergie :

$$\varepsilon_c = \varepsilon_s + \varepsilon_p \quad (2.7)$$

Accord de phase

La seconde condition à respecter pour réaliser un processus de somme de fréquences s'appelle l'accord de phase. Cette condition est liée au fait que ce processus non-linéaire n'est pas ponctuel mais se construit de façon distribuée tout au long de la propagation des ondes dans le cristal. Ainsi, l'accord de phase fixe la vitesse de propagation des ondes dans le matériau non-linéaire qui permet la croissance de l'onde convertie. Cette condition est liée au désaccord en phase Δk qui a pour expression :

$$\Delta k = k_s + k_p - k_c \quad (2.8)$$

$$\Delta k = \frac{2\pi \cdot n_s \cdot \nu_s}{c} + \frac{2\pi \cdot n_p \cdot \nu_p}{c} - \frac{2\pi \cdot n_c \cdot \nu_c}{c} \quad (2.9)$$

avec k_s , k_p et k_c les vecteurs d'onde respectivement associés aux ondes signal, pompe et convertie qui interagissent dans le cristal non-linéaire. n_s , n_p et n_c sont les indices de réfraction du Niobate de Lithium respectivement aux fréquences ν_s , ν_p et ν_c de ces ondes.

L'accord de phase parfait qui permet au processus de somme de fréquences d'avoir lieu avec un maximum d'efficacité est réalisé pour $\Delta k = 0$. En dehors de cet accord parfait, l'efficacité du processus de somme de fréquences obtenue entre les trois ondes qui se propagent dans le matériau non-linéaire diminue fortement.

2.2.2 Intérêt de la somme de fréquences pour la détection de très faibles flux lumineux

Comme nous pouvons le constater au travers de la condition de conservation de l'énergie présentée ci-dessus, les photons générés au cours de la propagation dans le cristal non-linéaire sont plus énergétiques que les photons signaux et pompes incidents sur ce dernier. Ainsi, il ne peut y avoir de génération spontanée de photons à la longueur d'onde du signal converti sans la présence simultanée de deux ondes infrarouges incidentes (contrairement au cas d'un processus de différence de fréquences). Ce constat permet d'affirmer qu'un processus de somme de fréquences

optiques est intrinsèquement sans bruit [Louisell 61].

Cette caractéristique est très intéressante dans le cadre de la détection de très faibles flux lumineux. En effet, l'intérêt de transposer le rayonnement du signal infrarouge à détecter repose sur la possibilité d'utiliser des composants performants pour réaliser la chaîne de traitement de ce dernier. Cela permet notamment, dans le cas de la détection de très faibles flux lumineux, l'utilisation de détecteurs comme des photodiodes à avalanche silicium qui sont très peu bruitées par rapport à leurs équivalents aux longueurs d'onde infrarouges. Le constat précédent nous permet d'affirmer que l'utilisation d'un processus de somme de fréquences ne détériorera pas l'excellent rapport signal à bruit de ce type de composants lors de leur utilisation à la sortie du processus non-linéaire.

2.3 Approfondissement de la théorie de la génération de somme de fréquences optiques

2.3.1 Développement de l'expression de la densité de polarisation

Nous allons maintenant donner plus de détails concernant la génération et le contrôle d'un processus de somme de fréquences optiques dans un cristal de Niobate de Lithium. Pour cela, nous allons commencer par développer l'expression de la densité de polarisation $\vec{P}_c(\nu_c)$ associée à l'onde générée au cours du phénomène non-linéaire.

Le tenseur de susceptibilité $\underline{\chi}^{(2)}$ peut-être décrit à l'aide d'une matrice 3×6 éléments en raison des propriétés de symétrie du milieu non-linéaire considéré. Ainsi, dans le cas de la somme de fréquences optiques, nous pouvons développer l'expression de $\vec{P}_c(\nu_c)$ de la façon suivante :

$$\begin{bmatrix} P_x(\nu_c) \\ P_y(\nu_c) \\ P_{\bar{\gamma}}(\nu_c) \end{bmatrix} = 4\varepsilon_0 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_x(\nu_s)E_x(\nu_p) \\ E_y(\nu_s)E_y(\nu_p) \\ E_{\bar{\gamma}}(\nu_s)E_{\bar{\gamma}}(\nu_p) \\ E_y(\nu_s)E_{\bar{\gamma}}(\nu_p) + E_{\bar{\gamma}}(\nu_s)E_y(\nu_p) \\ E_x(\nu_s)E_{\bar{\gamma}}(\nu_p) + E_{\bar{\gamma}}(\nu_s)E_x(\nu_p) \\ E_x(\nu_s)E_y(\nu_p) + E_y(\nu_s)E_x(\nu_p) \end{bmatrix}$$

avec ν_s , ν_p et ν_c les fréquences respectives des ondes signal, pompe et convertie qui interagissent dans le cristal. Les coefficients d_{ij} utilisés ici sont définis par rapport au tenseur $\chi_{ij}^{(2)}$ par :

$$d_{ij} = \frac{1}{2}\chi_{ij}^{(2)} \quad (2.10)$$

Le coefficient d_{ij} du tenseur de susceptibilité du Niobate de Lithium qui présente la valeur la plus élevée est le coefficient d_{33} . Ce dernier entre en jeu lors du processus de somme de fréquences si les ondes signal et pompe incidentes sur le cristal présentent une polarisation rectiligne orientée suivant l'axe cristallographique \mathfrak{n}_3 . Ainsi, si nous souhaitons maximiser l'efficacité du processus de somme de fréquences opéré dans un cristal de Niobate de Lithium, nous avons tout intérêt à travailler avec des sources lumineuses dont la polarisation permet l'utilisation de ce coefficient d_{33} .

C'est pour cela que, lors de la réalisation des travaux présentés dans ce manuscrit, l'ensemble des sources lasers employées possède une polarisation rectiligne orientée suivant l'axe cristallographique \mathfrak{n}_3 de nos cristaux non-linéaires.

Dans ces conditions, la densité de polarisation générée au cours de la propagation des faisceaux signal et pompe dans le cristal a pour expression en scalaire :

$$P_{\mathfrak{n}_3}(\nu_c) = 4\varepsilon_0 \cdot d_{33} \cdot E_{\mathfrak{n}_3}(\nu_s) \cdot E_{\mathfrak{n}_3}(\nu_p) \quad (2.11)$$

Notons qu'ici, la polarisation de l'onde générée au travers du processus de somme de fréquences est identique à celle des ondes incidentes sur le cristal non-linéaire.

2.3.2 Équations d'ondes couplées dans le cas de la somme de fréquences

Nous allons maintenant décrire l'évolution du module des champs électriques des ondes participant au processus de somme de fréquences au cours de leur propagation dans le cristal non-linéaire suivant l'axe z .

Soit A_s , A_p et A_c les amplitudes des champs électriques des ondes signal, pompe et convertie, respectivement notés E_s , E_p et E_c et définis par $E_i = A_i \exp(jk_i z)$ avec k_i la norme du vecteur d'onde associé au champ E_i . Nous pouvons décrire l'évolution des amplitudes A_i de ces champs électriques à l'aide d'un système d'équations couplées et en faisant les hypothèses suivantes :

- l'enveloppe de ces ondes est lentement variable au cours de leur propagation dans le cristal,
- les amplitudes A_p et A_s des champs électriques des ondes pompe et signal à convertir sont constantes entre l'entrée et la sortie du cristal (pompe et signal non dépletés).

Dans ces conditions, le système d'équations couplées s'écrit :

$$\frac{dA_p}{dz} = j \frac{2d_{33} \cdot \omega_p^2}{k_p \cdot c^2} A_c \cdot A_s^* \exp(-j\Delta k \cdot z) = 0 \quad (2.12)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = j \frac{2d_{33} \cdot \omega_s^2}{k_s \cdot c^2} A_c \cdot A_p^* \exp(-j\Delta k \cdot z) = 0 \quad (2.13)$$

$$\frac{dA_c}{dz} = j \frac{2d_{33} \cdot \omega_c^2}{k_c \cdot c^2} A_p \cdot A_s \exp(j\Delta k \cdot z) \quad (2.14)$$

avec $\omega_i = 2\pi \cdot \nu_i$ la pulsation associée à l'onde i et $\Delta k = k_s + k_p - k_c$ le désaccord en phase réalisé. n_s , n_p et n_c sont les indices de réfraction du Niobate de Lithium respectivement aux fréquences ν_s , ν_p et ν_c .

Nous observons ici qu'à l'accord de phase parfait $\Delta k = 0$, la valeur de l'amplitude du champ électrique de l'onde convertie A_c augmente linéairement au cours de sa propagation dans le cristal suivant l'axe z . Cela signifie que la puissance associée à cette dernière évolue de façon quadratique au cours de cette même propagation.

2.3.3 Limite de la condition d'accord de phase et intérêt du quasi-accord de phase

Pour que l'amplitude du champ électrique associée à l'onde générée par somme de fréquences puisse croître efficacement lors de la propagation dans le cristal non-linéaire, il faut que les conditions à l'apparition du processus de somme de fréquences soient vérifiées (voir partie 2.2.1). Nous considérons ici que les ondes qui interagissent dans le matériau non-linéaire vérifient la condition de la conservation de l'énergie et nous nous intéressons à l'influence de la valeur du désaccord en phase Δk dans un cristal de Niobate de Lithium.

Le Niobate de Lithium est un matériau dispersif anisotrope et biréfringent. Ces caractéristiques imposent plusieurs conditions à la propagation d'ondes lumineuses à l'intérieur de ce dernier :

- le caractère dispersif du matériau indique que l'indice de réfraction qu'il présente lors de la propagation d'une onde dépend de sa longueur d'onde. Cette caractéristique impose la vitesse de phase des ondes dans le cristal,
- le caractère anisotrope du Niobate de Lithium indique que l'indice de réfraction présenté par ce matériau dépend de la direction de propagation des ondes qui le parcourent,
- enfin, la nature biréfringente du Niobate de Lithium impose que l'indice de réfraction présenté par ce dernier dépend de la direction de polarisation des ondes qui s'y propagent.

L'ensemble de ces caractéristiques contraint fortement l'obtention d'un accord de phase parfait $\Delta k = 0$ au cours de la propagation des ondes dans ce matériau.

La figure 2.2 illustre la différence entre la propagation d'ondes signal, pompe et convertie dans un cristal de Niobate de Lithium avec et sans accord de phase. Sur cette figure, l'évolution de l'amplitude A_c du champ électrique associée à l'onde convertie dans le cristal est représentée en utilisant des vecteurs de FRESNEL. Dans le cas présenté sur la figure 2.2 a), la condition d'accord de phase $\Delta k = 0$ n'est pas réalisée. Ainsi, les vecteurs résultant des différentes contributions locales du cristal non-linéaire au cours de la propagation des ondes vont s'additionner de façon constructive tant que la distance de propagation n'excède pas une longueur L_{coh} appelée longueur de cohérence du cristal. Au-delà de cette longueur, les contributions des vecteurs deviennent

destructives, ce qui empêche la croissance d'une onde convertie. Il n'y a donc pas de processus de conversion efficace dans ce cristal.

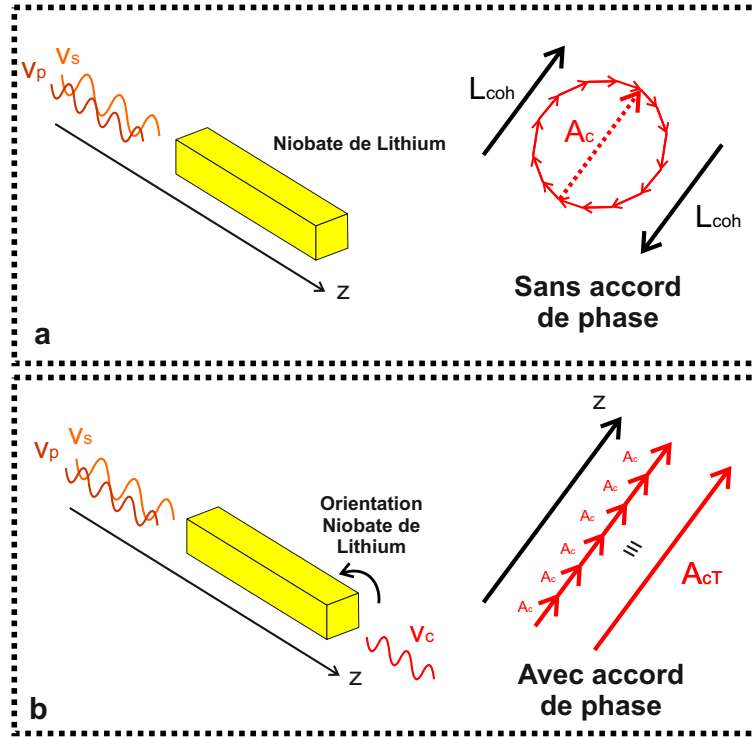


FIGURE 2.2 – Illustration de la propagation des ondes signal, pompe et convertie dans un cristal de Niobate de Lithium avec et sans accord de phase. L_{coh} désigne la longueur de cohérence du matériau, A_c l'amplitude du champ électrique de l'onde convertie générée localement par somme de fréquences et A_{cT} son amplitude résultante.

Au contraire, dans le cas présenté sur la figure 2.2 b), les ondes signal, pompe et convertie se propagent en respectant la condition d'accord de phase parfait. Ainsi, au cours de leur propagation, les vecteurs correspondant au champ localement converti vont s'additionner de façon constructive sur toute la longueur du cristal et donner naissance à une onde convertie de grande amplitude par processus de somme de fréquences. Cependant, les caractères anisotropique et biréfringent du Niobate de Lithium ne permettent pas d'obtenir un accord de phase parfait pour un alignement des polarisations rectilignes des ondes signal et pompe incidentes sur le cristal. Dans ces conditions, il est impossible de bénéficier du coefficient d_{33} du tenseur de susceptibilité du matériau, ce qui limite fortement l'efficacité du processus de conversion dans ce cristal.

Pour pouvoir tirer profit de la valeur élevée du coefficient d_{33} tout en respectant les conditions de l'apparition du processus de somme de fréquences, il est possible d'utiliser une alternative à

l'accord de phase appelée le *quasi-accord de phase* [Hum 07] (figure 2.3).

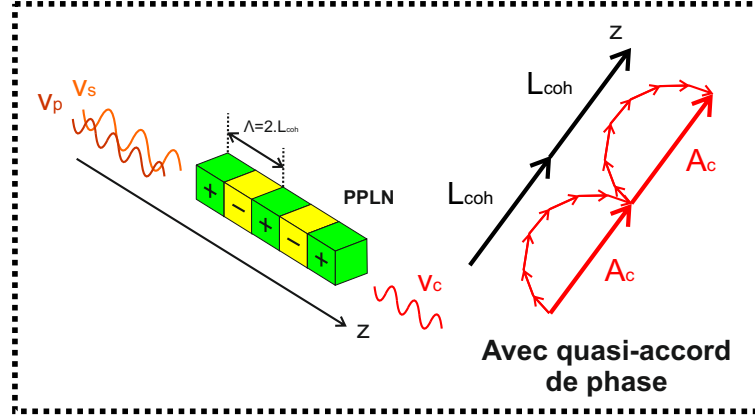


FIGURE 2.3 – Illustration du phénomène de quasi-accord de phase dans un cristal de PPLN. L_{coh} désigne la longueur de cohérence du matériau, Λ la période de poling du cristal et A_c l'amplitude du champ électrique de l'onde générée par somme de fréquences sur une longueur de cohérence.

Le quasi-accord de phase est décrit par la relation :

$$\Delta k = k_s + k_p - k_c + \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \quad (2.15)$$

avec Λ qui correspond à la période d'inversion de domaine, ou période de poling d'un cristal de Niobate de Lithium particulier appelé *PPLN* (*Periodically Poled Lithium Niobate*).

Ce cristal a subi une modification de son architecture et présente désormais une structure périodique de période $\Lambda = 2L_{coh}$ correspondant à une inversion de ses domaines ferroélectriques. Cette inversion entraîne une modification périodique de période L_{coh} du signe du coefficient non-linéaire mis en jeu lors de la propagation des ondes dans le cristal. Ce changement de signe induit, à chaque inversion de domaine, un déphasage supplémentaire de π entre les ondes se propageant dans le cristal, ce qui a pour effet de limiter le glissement de phase entre ces ondes si elles se propagent à des vitesses de phase différentes.

Dans ces conditions, les ondes signal et pompe présentant des polarisations rectilignes alignées peuvent se propager dans le cristal sans être déphasées d'une valeur supérieure à π . Ainsi, les vecteurs résultant des contributions locales du matériau vont s'additionner de façon quasi-

constructive mais non optimale tout au long de la propagation de ces ondes dans le cristal et donner naissance à une onde convertie d'amplitude significative.

Lors de la réalisation d'un processus de somme de fréquences dans un cristal de PPLN, le coefficient du tenseur de susceptibilité mis en jeu n'est pas directement le d_{33} mais un coefficient noté d_{QPM} . Ce dernier correspond au premier ordre de la décomposition en série de Fourier de l'inversion des domaines ferroélectriques sur le cristal. Il est relié au coefficient d_{33} par :

$$d_{QPM} = \frac{2}{\pi} \cdot d_{33} \quad (2.16)$$

Notons que le fait que la valeur du coefficient d_{QPM} mis en jeu lors d'un quasi-accord de phase soit inférieur à celle du coefficient d_{33} permet néanmoins d'obtenir un processus de somme de fréquences bien plus efficace que celui obtenu avec les contraintes d'un accord de phase parfait [Paschotta 13].

Ainsi, afin de bénéficier des avantages procurés par le quasi-accord de phase, les cristaux non-linéaires que nous avons utilisés lors des travaux présentés dans ce manuscrit sont tous des cristaux de PPLN. Dans ces conditions, en utilisant des sources lasers présentant une polarisation rectiligne orientée suivant l'axe cristallographique η de ces cristaux, nous pouvons réaliser un processus de somme de fréquences avec un maximum d'efficacité.

2.3.4 Puissance du signal converti et définition de l'acceptance spectrale du cristal non-linéaire

Suite aux constatations faites dans la partie précédente, nous allons maintenant déterminer l'expression de la puissance de l'onde générée par somme de fréquences optiques dans un cristal de Niobate de Lithium. Pour cela, nous considérons maintenant des ondes signal et pompe présentant une même polarisation rectiligne orientée suivant l'axe cristallographique η du cristal de PPLN dans lequel elles se propagent. Nous notons L la longueur d'interaction de ces ondes dans le matériau non-linéaire.

À partir de ces hypothèses, nous pouvons exprimer l'amplitude du champ électrique de l'onde convertie $A_{cT}(L)$ à la sortie du cristal de PPLN en intégrant l'équation (2.14) sur la longueur d'interaction L des ondes dans le cristal. Cela donne :

$$A_{cT}(L) = j \frac{2d_{QPM} \cdot \omega_c^2}{k_c \cdot c^2} A_p \cdot A_s \cdot \int_0^L \exp(j\Delta k \cdot z) dz \quad (2.17)$$

$$= j \frac{2d_{QPM} \cdot \omega_c^2}{k_c \cdot c^2} A_p \cdot A_s \cdot \frac{\exp(j\Delta k \cdot L) - 1}{j\Delta k} \quad (2.18)$$

avec $d_{QPM} = (2/\pi) \cdot d_{33}$ le coefficient du tenseur de susceptibilité du matériau mis en jeu lors du processus de somme de fréquences, $\omega_c = 2\pi \cdot \nu_c$ la pulsation de l'onde générée et k_c le vecteur d'onde qui lui est associé. A_s et A_p sont les amplitudes des champs électriques des ondes signal et pompe se propageant dans le cristal de PPLN et Δk représente le quasi-accord de phase obtenu au cours de cette propagation.

L'expression de la puissance en sortie du cristal $I_c(L)$ de l'onde générée par somme de fréquences est alors donnée par :

$$I_c(L) = 2n_c \cdot \varepsilon_0 \cdot c \cdot |A_{cT}|^2 \quad (2.19)$$

$$I_c(L) = \frac{8n_c \cdot \varepsilon_0 \cdot d_{QPM}^2 \cdot \omega_c^4 \cdot |A_s|^2 \cdot |A_p|^2}{k_c^2 \cdot c^3} \cdot \left| \frac{\exp(j\Delta k \cdot L) - 1}{j\Delta k} \right|^2 \quad (2.20)$$

Après simplification, nous obtenons finalement :

$$I_c(L) = \frac{8d_{QPM}^2 \cdot \omega_c^2 \cdot I_s \cdot I_p}{n_c \cdot n_s \cdot n_p \cdot \varepsilon_0 \cdot c^2} \cdot L^2 \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right) \quad (2.21)$$

avec I_s et I_p qui sont les puissances associées aux ondes signal et pompe incidentes sur le cristal. Nous considérons que I_s et I_p restent constantes (signal et pompe non déplétés) sur toute la longueur d'interaction L dans le cristal.

À partir de l'expression de $I_c(L)$ présentée dans l'équation (2.21), nous définissons l'efficacité de conversion en puissance η dans un cristal de PPLN comme le rapport des puissances de l'onde convertie à la sortie du cristal $I_c(L)$ et de l'onde signal à l'entrée de ce dernier $I_s(0) = I_s$:

$$\eta = \frac{I_c(L)}{I_s} = \frac{8d_{QPM}^2 \cdot \omega_c^2 \cdot I_p}{n_c \cdot n_s \cdot n_p \cdot \varepsilon_0 \cdot c^2} \cdot L^2 \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right) \quad (2.22)$$

Pour plus de simplicité dans les démonstrations réalisées dans la suite de ce manuscrit, nous définissons également l'efficacité de conversion en puissance normalisée η_{norm} par :

$$\eta_{norm} = \frac{\eta}{\eta(\Delta k = 0)} = \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right) \quad (2.23)$$

2.3.5 Paramètres clés de la somme de fréquences optiques

Nous pouvons observer dans les équations (2.21) et (2.22) que certains paramètres, indépendants de la puissance des ondes qui interagissent dans le cristal, peuvent être modifiés de façon à optimiser l'efficacité du transfert d'énergie opéré par le processus de somme de fréquences. Nous allons maintenant décrire l'ensemble de ces paramètres et les moyens de les contrôler.

Longueur d'interaction des ondes dans le cristal de PPLN

L'efficacité de conversion η , et donc la puissance de l'onde générée I_c , sont directement proportionnelles au carré de la longueur L sur laquelle les ondes signal, pompe et convertie interagissent dans le cristal (voir équations (2.21) et (2.22)). Dans un cristal de PPLN dit « massif », cette longueur d'interaction se limite à la zone sur laquelle ces trois ondes se recouvrent spatialement et sur laquelle le champ électrique associé à l'onde de pompe est suffisamment élevé pour générer l'effet non-linéaire souhaité. Dans ce cas, cette longueur est définie autour du point de focalisation de ces ondes dans le cristal comme l'illustre la figure 2.4 a).

Pour étendre cette longueur d'interaction, il est possible d'inscrire un guide d'onde unimodal

à la surface du cristal de PPLN comme le montre la figure 2.4 b). Ce dernier permet de confiner les champs électriques associés aux différentes ondes et de superposer spatialement ces dernières sur toute la longueur du cristal non-linéaire. Avec ce type de cristaux, la longueur d'interaction L des ondes devient égale à la longueur du cristal, ce qui maximise le processus de conversion.

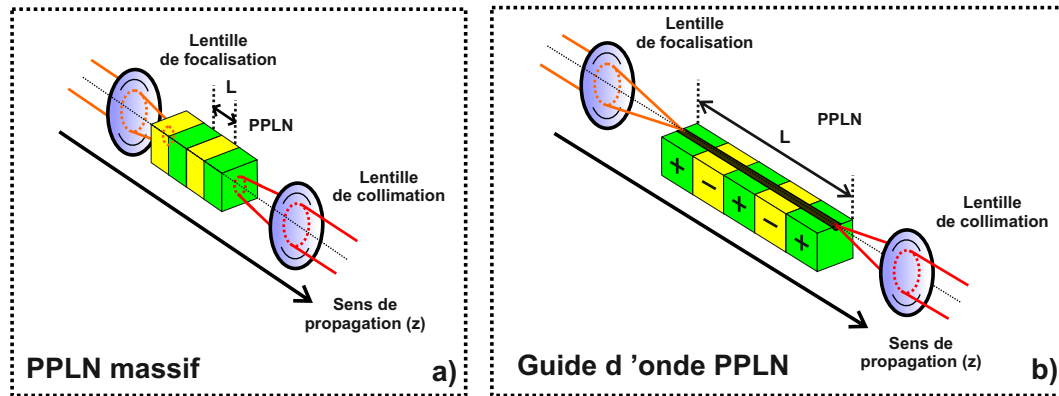


FIGURE 2.4 – Illustration de l'intérêt de l'inscription d'un guide d'onde au sein d'un cristal de PPLN. À gauche : la longueur d'interaction L est limitée à la zone de focalisation des faisceaux lumineux dans le cristal. À droite : la présence d'un guide d'onde permet d'augmenter la longueur d'interaction L à la totalité de la longueur du cristal suivant l'axe de propagation des faisceaux lumineux.

Ainsi, pour pouvoir réaliser un processus de somme de fréquences avec un maximum d'efficacité, nous avons utilisé au cours des travaux relatés dans la suite de ce manuscrit des cristaux de PPLN présentant un ensemble de guides d'onde inscrits à leur surface.

Ajustement du quasi-accord de phase par la température du cristal non-linéaire

Nous avons vu dans la partie 2.3.3 que le désaccord en phase Δk obtenu dans un cristal de PPLN dépend des indices de réfraction n_s , n_p et n_c associés respectivement aux ondes signal, pompe et convertie qui interagissent. Ainsi, il est possible de contrôler le désaccord en phase dans le matériau en changeant la valeur de ces indices. Pour cela, il suffit de modifier la température de fonctionnement du cristal non-linéaire employé.

Dans un cristal de PPLN, l'indice de réfraction n_i présenté par le matériau lorsqu'il est traversé par un onde de longueur d'onde λ_i est donné par l'équation de Sellmeier [Deng 06] :

$$n_i^2 = a_1 + b_1 \cdot f + \frac{a_2 + b_2 \cdot f}{\lambda_i^2 - (a_3 + b_3 \cdot f)^2} \cdot \frac{a_4 + b_4 \cdot f}{\lambda_i^2 - a_5} - a_6 \cdot \lambda_i^2 \quad (2.24)$$

avec a_i et b_i des coefficients déterminés de manière empirique dont la valeur est donnée pour le Niobate de Lithium dans la référence [Jundt 97]. f est un terme dépendant de la température du cristal T en degré Celsius défini par :

$$f = (T - 24,5) \cdot (T + 570,82) \quad (2.25)$$

Pour contrôler précisément le quasi-accord de phase obtenu dans un cristal de PPLN au moyen de sa température de fonctionnement, il faut que cette dernière soit homogène sur toute la longueur du matériau. Si cette stabilité thermique n'est pas effective, cela entraîne une fluctuation aléatoire du quasi-accord de phase, provoquant ainsi une dégradation du processus de somme de fréquences opéré dans le cristal. Ce paramètre est un point clé de la maîtrise du processus de somme de fréquences optiques dans un cristal non-linéaire et sera étudié en détail dans le chapitre 3.

2.3.6 Acceptance spectrale d'un cristal de PPLN

Nous allons maintenant étudier l'efficacité de conversion normalisée η_{norm} présentée dans l'équation (2.23) qui est associée aux cristaux de PPLN que nous employons expérimentalement.

Ces cristaux non-linéaires sont issus d'une collaboration avec l'Université de Paderborn en Allemagne. Il s'agit de cristaux de Niobate de Lithium sur lesquels sont inscrits plusieurs dizaines de guides d'onde. Ceux-ci présentent un diamètre de 5, 6 ou 7 μm et sont regroupés par groupe de trois guides en fonction de leur période de poling. Ainsi, chaque groupe de guides permet de réaliser, pour une même longueur d'onde de pompe autour de 1064 nm et à une température de cristal fixe, un processus de somme de fréquences permettant de convertir un signal infrarouge, issu de la bande 1500-1600 nm, vers les longueurs d'onde visibles autour de 630 nm.

En utilisant les caractéristiques de ces cristaux, nous simulons ici la courbe d'efficacité de conversion qui est associée à un guide d'onde de longueur $L = 4$ cm présentant une période de poling $\Lambda = 10,85$ μm . Le résultat de cette simulation est représenté sur la figure 2.5 pour une température de cristal $T = 90$ °C et une source de pompe monochromatique émettant à $\lambda_p = 1064,0$ nm.

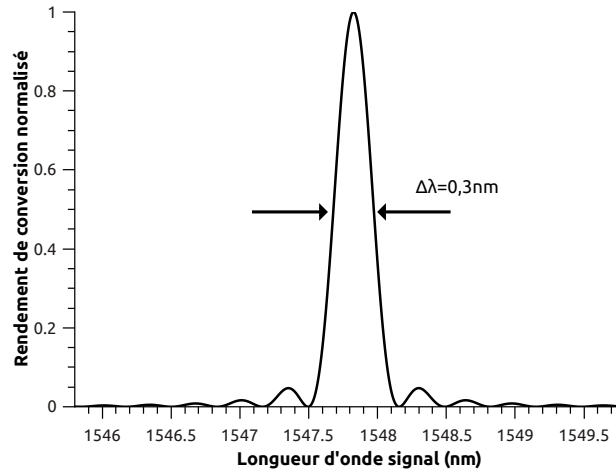


FIGURE 2.5 – Simulation de la courbe d'efficacité de conversion en puissance normalisée dans un cristal de PPLN. Paramètres de simulation : $L = 4$ cm, $\Lambda = 10,85$ μm , $T = 90$ °C et $\lambda_p = 1064,0$ nm. Nous observons ici une acceptation spectrale à mi-hauteur $\Delta\lambda_s = 0,3$ nm.

Nous définissons sur cette courbe le terme intitulé *acceptance spectrale* du cristal non-linéaire notée $\Delta\lambda_s$. Cette dernière correspond à la largeur à mi-hauteur du lobe principal de la courbe d'efficacité ci-dessus et est généralement considérée comme la bande spectrale pouvant être convertie dans un cristal de PPLN à l'aide d'une source de pompe monochromatique. La valeur de $\Delta\lambda_s$ est fixée par la longueur du guide d'onde L . Dans le cas de nos cristaux non-linéaires, cette acceptation spectrale a une valeur égale à 0,3 nm.

2.3.7 Notions sur la génération de bruit « de pompe » dans un cristal de PPLN

Bien que le processus de somme de fréquences optiques dans un cristal de PPLN soit intrinsèquement sans bruit, plusieurs équipes de recherche ont observé l'apparition d'un signal parasite lié à l'onde de pompe se propageant dans le cristal [Kamada 08, Tournier 09, Pelc 11]. Ce bruit,

appelé «bruit de pompe», présente une évolution quadratique en fonction de la puissance de l'onde de pompe alimentant le processus de conversion et semble être émis à la même longueur d'onde que le signal généré par somme de fréquences. À ce jour, plusieurs pistes sont étudiées quant à l'origine de ce bruit car si ce dernier n'est pas un facteur limitant en régime de détection classique, son apparition est problématique dans le cas de la détection de très faibles flux lumineux comme cela est le cas pour les télécommunications quantiques ou pour l'astronomie.

Ainsi, lors des différentes mesures réalisées en régime de détection faible flux présentées dans ce manuscrit, nous avons cherché à quantifier et à limiter au mieux la détection de ce bruit de pompe au travers de l'interféromètre à somme de fréquences (voir chapitre 6).

2.4 État de l'art de la synthèse d'ouverture par somme de fréquences optiques et objectifs de mon travail de thèse

Afin de profiter des avantages de la somme de fréquences optiques dans le contexte de l'imagerie haute résolution en astronomie, notre équipe de recherche a développé un interféromètre à somme de fréquences fonctionnant sur le principe présenté dans la partie 1.4.2 (figure 2.6).

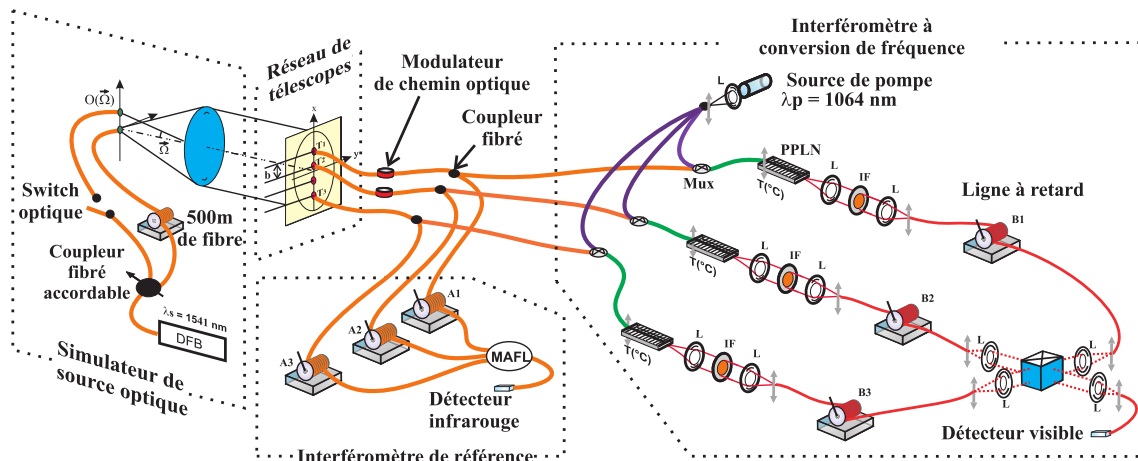


FIGURE 2.6 – Schéma du banc de test de l'interféromètre à somme de fréquences utilisé par notre équipe de recherche à mon arrivée en thèse.

L'objectif de ce premier banc de test a été de démontrer que l'utilisation de processus de somme de fréquences dans la réalisation d'un dispositif à synthèse d'ouverture ne dégradait pas

les informations collectées par les télescopes du réseau. En nous appuyant sur l'utilisation des cristaux de PPLN présentés dans la partie 2.3.6, ce banc de test permettait de procéder à l'analyse de la cohérence spatiale ou temporelle de signaux infrarouges autour de $\lambda_s = 1550$ nm en les transposant aux longueurs d'onde visible autour de $\lambda_c = 630$ nm grâce à des processus de somme de fréquences alimentés par une même source de pompe de longueur d'onde $\lambda_p = 1064,0$ nm. Cette configuration des processus de somme de fréquences mise en œuvre sur l'instrument a permis l'utilisation de composants optiques performants issus du domaine des télécommunications optiques dans sa conception.

Grâce à ce dispositif, notre équipe de recherche a pu réaliser les démonstrations suivantes :

- démonstration de la conservation de la cohérence temporelle d'un signal infrarouge monochromatique analysé au travers de l'interféromètre à somme de fréquences [Del Rio 08],
- démonstration de la conservation de la cohérence spatiale d'un signal infrarouge monochromatique analysé au travers de ce même dispositif en régime de détection classique et en régime de comptage de photons [Brustlein 08],
- validation de la technique de clôture de phase avec l'interféromètre à somme de fréquences lors de la détection en régime continu et en comptage de photons d'une source infrarouge monochromatique [Ceus 11b, Ceus 13].

L'ensemble des démonstrations présentées ci-dessus a été réalisé pour des signaux infrarouges quasi-monochromatiques. Pour se rapprocher de la détection du rayonnement émis par une étoile, l'objectif de notre équipe de recherche à mon arrivée en thèse était d'étendre ces démonstrations à des sources infrarouges large bande spectrale et temporellement incohérentes. Cependant, la stabilité thermique des processus de somme de fréquences en place sur le dispositif expérimental n'était pas suffisante pour permettre de telles démonstrations (voir partie 3.1).

Ainsi, le travail qui m'a été confié lors de mon arrivée au sein de notre équipe de recherche a été de débiter le développement d'une nouvelle génération d'interféromètres à somme de fréquences permettant l'analyse de sources infrarouges large bande spectrale. Ce travail peut être divisé en cinq parties que je vais développer dans la suite de ce manuscrit :

- conception, réalisation et caractérisation d'un banc de génération de somme de fréquences optiques tenant compte des problématiques liées à la conversion de sources infrarouges

- large bande spectrale (chapitre 3) ;
- à partir de ces nouveaux bancs, réalisation d'un interféromètre à somme de fréquences adapté à l'analyse de sources infrarouges large bande (chapitre 4) ;
- caractérisation de ce dispositif au travers de l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande en régime continu (chapitre 5) ;
- démonstration de la possibilité de procéder à l'analyse de la cohérence spatiale d'une source thermique en régime de comptage de photons avec l'interféromètre à somme de fréquences (chapitre 6) ;
- étude de l'utilisation de sources de pompe non-monochromatique pour augmenter la bande d'efficacité des processus de conversion de fréquence : démonstration d'un effet de compression spectrale en fréquence lors d'un processus de conversion (chapitre 7),
- enfin, perspectives concernant la mise en place d'un interféromètre à somme de fréquences sur le réseau de télescopes CHARA (chapitre 8).

Deuxième partie

Développement et caractérisation d'un
interféromètre à somme de fréquences
dédié à l'analyse de la cohérence
temporelle et spatiale de sources
infrarouges large bande

Description et caractérisation des bancs de conversion de fréquence

Dans cette partie, je vais présenter le travail que j'ai mené concernant la conception, la réalisation et la caractérisation d'un interféromètre à somme de fréquences adapté à un fonctionnement sur une large bande spectrale. Pour cela, nous allons tout d'abord aborder dans ce chapitre la difficulté liée à la conversion de fréquence large bande qui a conduit à la modification de l'ancienne architecture de notre instrument. Dans un deuxième temps, je présenterai le principe et la caractérisation d'un nouveau système de conversion de fréquence permettant d'opérer un processus de conversion maîtrisé sur une large bande spectrale.

3.1 Problématique liée à la conversion de fréquence large bande dans un contexte interférométrique

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le processus de somme de fréquence opéré dans un cristal de PPLN peut être ajusté en modifiant la température de ce dernier. Ainsi, pour réaliser les mêmes processus non-linéaires sur les différents bras de l'interféromètre, nous devons disposer d'un contrôle total et précis de la température des cristaux de PPLN employés. Ce contrôle concerne d'une part la possibilité d'ajuster avec précision la température de ces cristaux et,

d'autre part, l'assurance de ne pas provoquer l'apparition d'un gradient de température dans ces derniers. Ces précautions permettent d'obtenir, à la sortie des différents bras interférométriques, des signaux convertis de mêmes caractéristiques et de réaliser, après leur mélange, une analyse des franges d'interférence à haut contraste.

Dans la configuration de l'interféromètre utilisé lors de mon arrivée en thèse, chacun des cristaux non-linéaires présents sur les différents bras de l'instrument était placé dans des enceintes de régulation thermique provenant du commerce, de marque HC-Photonics (figure 3.1).

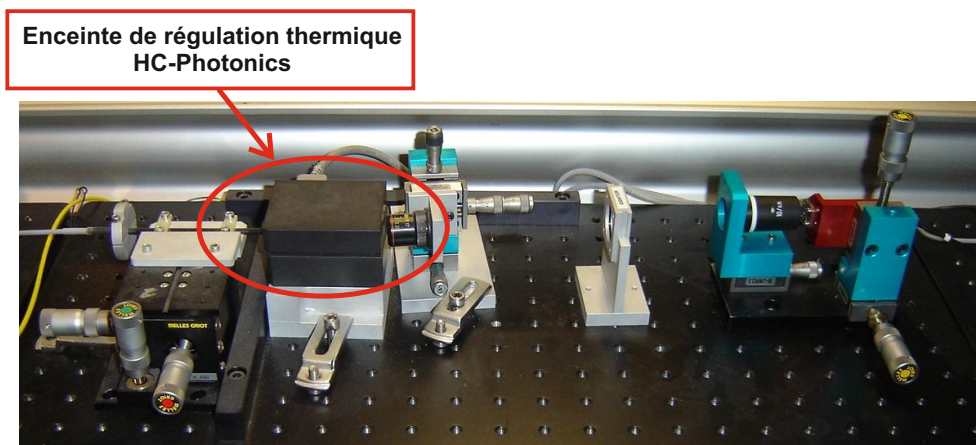


FIGURE 3.1 – Vue d'ensemble de l'un des bancs de conversion de fréquence en place sur l'interféromètre à mon arrivée en thèse. Le cristal de PPLN se trouve dans l'enceinte de régulation thermique qui permet le contrôle du processus de somme de fréquences.

Ces systèmes de régulation en température permettent d'obtenir au mieux une stabilité thermique de $\pm 0.1^\circ\text{C}$ pour une température de consigne autour de 100°C et une résolution de réglage de 0.1°C . Il a alors été démontré que ces caractéristiques sont insuffisantes pour assurer une parfaite stabilité au cours du temps des propriétés spectrales des signaux convertis dans les cristaux de PPLN [Ceus 11a]. De plus, il a été constaté que l'utilisation de ces dispositifs de régulation entraîne l'apparition d'un gradient de température longitudinal sur les cristaux non-linéaires qui est à l'origine d'une déformation de leur courbe d'efficacité de conversion (voir partie 2.3.6, page 48).

L'ensemble de ces limitations se traduit par une évolution temporelle aléatoire des courbes d'efficacité de conversion associées aux processus de somme de fréquences réalisés sur l'interféromètre. Cette instabilité des processus non-linéaires peut avoir différents effets dépendant de la

nature de la source analysée à l'aide de l'instrument :

- Si cette source est monochromatique [Brustlein 08, Ceus 11b], une fluctuation de l'efficacité de conversion des cristaux employés se traduit par une variation au cours du temps de la puissance du signal converti sur chacun des bras de l'interféromètre (figure 3.2).

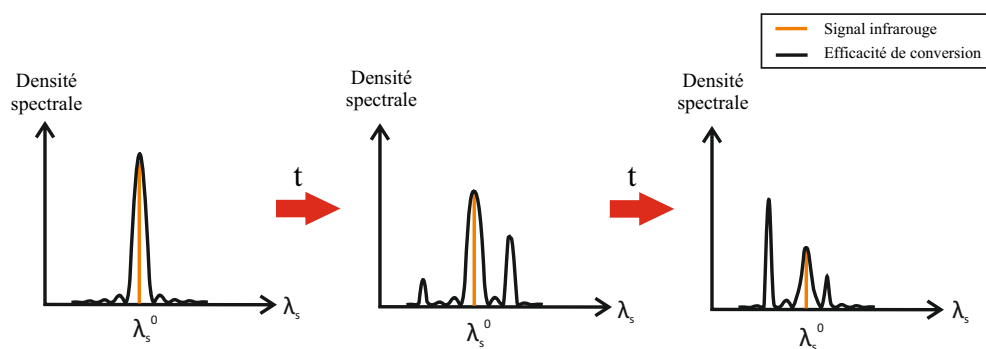


FIGURE 3.2 – Déformation au cours du temps de la courbe d'efficacité de conversion d'un cristal de PPLN lors de la conversion d'un signal infrarouge monochromatique centré en λ_s^0 . Cette fluctuation entraîne une variation de la puissance du signal converti au cours du temps.

Le déséquilibre photométrique induit par cette évolution aléatoire de la puissance des signaux convertis entraîne une diminution du contraste des franges détectées après le mélange interférométrique. Cependant, cette baisse de contraste peut être corrigée en temps réel en réalisant l'acquisition des niveaux de photométrie à la sortie de chaque bras de l'instrument (voir partie 1.3.2, page 25). Il est alors possible d'estimer le facteur correctif à appliquer à la valeur du contraste mesuré pour le corriger des fluctuations de puissance des signaux convertis.

Ainsi, lors de l'analyse d'un signal infrarouge monochromatique, l'instabilité de la régulation thermique ne limite pas significativement les performances de notre interféromètre à somme de fréquences.

- Supposons maintenant que la source à analyser présente un spectre centré en λ_s^0 et de largeur $\Delta\lambda_s$ plus grande que l'acceptance spectrale des cristaux de PPLN utilisés. Nous sommes alors dans la configuration décrite sur la figure 3.3.

Cette fois, l'instabilité de l'efficacité de conversion associée à chaque cristal va entraîner une fluctuation de la puissance mais aussi de la distribution spectrale du signal converti sur chaque bras de l'interféromètre au cours du temps. Dans ces conditions, nous réalisons avec

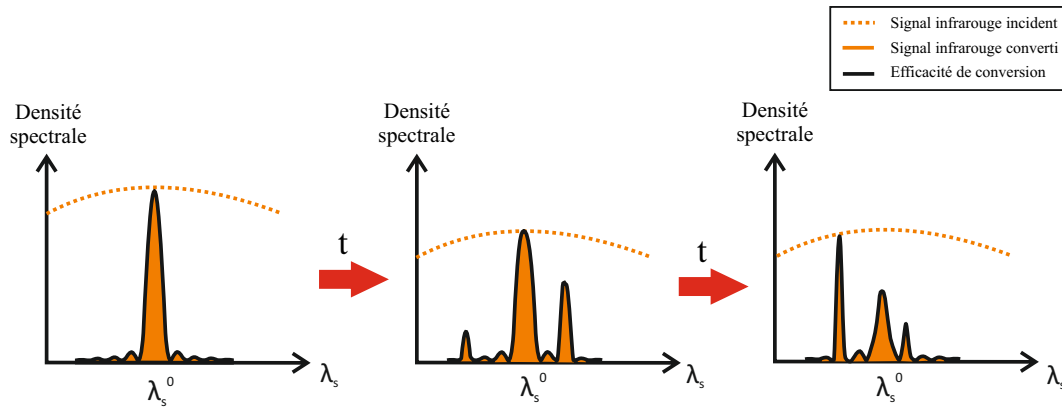


FIGURE 3.3 – Déformation de la courbe d’efficacité de conversion d’un cristal de PPLN lors de la conversion d’un signal infrarouge polychromatique centré en λ_s^0 . Cette fluctuation entraîne une modification du spectre du signal converti au cours du temps.

notre instrument la mesure de la corrélation de signaux présentant des spectres différents. Ce phénomène n’étant pas maîtrisé, il est alors impossible d’accéder aux informations que nous souhaitons obtenir à propos de la cohérence de la source observée.

Cette instabilité des signaux convertis ne pouvant être corrigée simplement, nous en arrivons à la conclusion que l’interféromètre en place à mon arrivée en thèse ne permettait pas de réaliser l’analyse de la cohérence temporelle ou spatiale d’une source infrarouge large bande spectrale.

Ainsi, pour réaliser l’analyse de la cohérence d’une source infrarouge large bande, nous allons devoir faire évoluer les bancs de conversion utilisés jusque là afin de complètement maîtriser les processus non-linéaires réalisés sur notre interféromètre. Cette évolution a nécessité la conception et la réalisation de nouveaux bancs de conversion permettant de stabiliser le processus de somme de fréquences réalisé dans chacun des cristaux non-linéaires utilisés.

3.2 Description des nouveaux bancs de conversion de fréquence

3.2.1 Identification des évolutions à apporter aux bancs de conversion

Avant de concevoir une nouvelle génération de banc de conversion de fréquence adapté à un fonctionnement sur une large bande spectrale, nous avons commencé par identifier les éléments

à améliorer sur le dispositif. Ce travail préliminaire nous a permis de définir essentiellement trois points-clés dont l'évolution entraînera une amélioration de la stabilité du processus de somme de fréquences mais également du coefficient de transmission des signaux et d'efficacité de conversion. Ces points-clés sont :

- le système d'injection du signal infrarouge à convertir et de la pompe dans le cristal non-linéaire,
- le système d'asservissement en température du cristal,
- le filtrage spectral du signal converti aux longueurs d'onde visibles en sortie du cristal.

L'architecture des bancs de conversion de fréquence développée en tenant compte de ces critères est représentée sur la figure 3.4. Cette nouvelle génération de banc de conversion est composée de trois parties distinctes :

- l'étage de multiplexage pompe/signal infrarouges et d'injection dans le cristal,
- le processus de somme de fréquences dans le cristal non-linéaire,
- l'étage de filtrage et de détection du signal converti aux longueurs d'onde visibles.

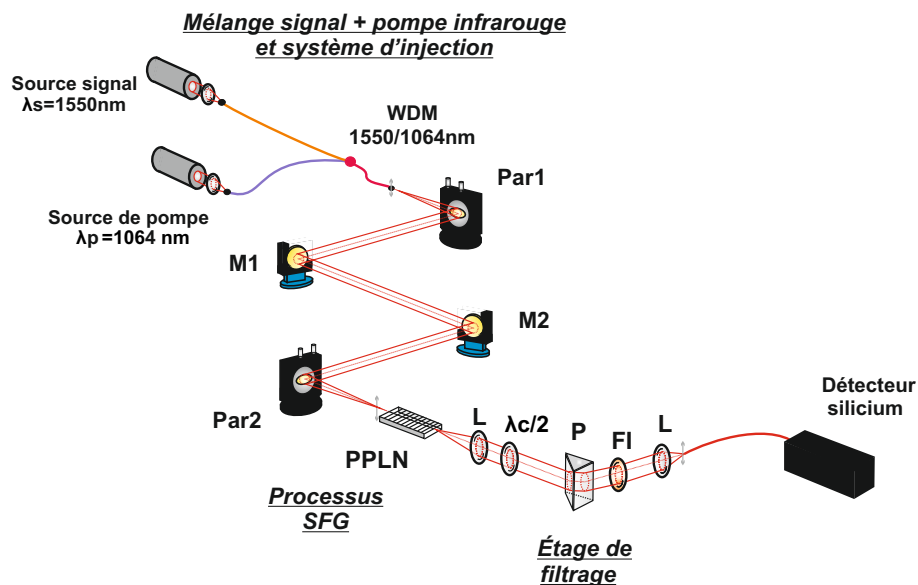


FIGURE 3.4 – Schéma de principe d'un banc de conversion de fréquence nouvelle génération permettant de stabiliser le quasi-accord de phase dans le cristal. Avec Par : parabole hors axe, M : miroir, L : objectif de microscope, $\lambda_c/2$: lame demi-onde, P : prisme et FI : filtre interférentiel.

3.2.2 Description de l'étage de multiplexage pompe/signal infrarouge et du système d'injection dans le cristal de PPLN

Comme pour la génération précédente de banc de conversion, le signal infrarouge ($\lambda_s \approx 1550$ nm) à convertir et la pompe ($\lambda_p \approx 1064$ nm) fournissant l'énergie nécessaire au processus de somme de fréquences sont dans un premier temps mélangés à l'aide d'un multiplexeur fibré 1550/1064 nm (Gooch & Housego) monomode et à maintien de polarisation. Les signaux multiplexés sont ensuite transmis vers le système d'injection dans le cristal de PPLN.

Lors de mon arrivée en thèse, l'injection du signal à convertir et de la pompe dans le cristal de PPLN était réalisée au moyen d'une fibre pigtailisée placée directement face aux guides d'onde inscrits à la surface du matériau. Dans cette configuration, les fluctuations thermiques induites par l'enceinte de régulation en température du cristal entraînaient une désinjection récurrente des signaux infrarouges dans ce dernier. De plus, cette architecture du système d'injection présentait un risque important de destruction de la face avant des cristaux non-linéaires employés.

Afin d'améliorer à la fois la qualité et la stabilité de l'injection des signaux infrarouges dans le cristal de PPLN, nous avons développé une nouvelle architecture pour cet étage du banc de conversion (figure 3.5).

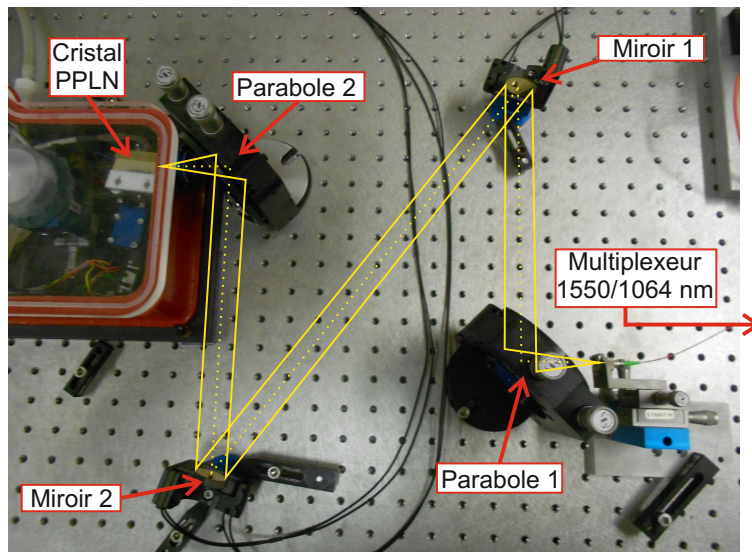


FIGURE 3.5 – Représentation de la propagation des faisceaux infrarouges pompe et signal (en jaune) au travers du système d'injection dans le cristal de PPLN.

Afin de réaliser simultanément une injection optimale de ces deux signaux dans le guide d'onde PPLN, nous avons employé des composants achromatiques et optimisés en transmission pour un fonctionnement aux longueurs d'onde infrarouges. À la sortie du multiplexeur 1550/1064 nm, les faisceaux lumineux sont collimatés à l'aide d'une parabole hors axe à 90° (Edmund Optics) de distance focale $F = 50$ mm. Ils sont ensuite réfléchis par deux miroirs montés sur des platines de rotation afin de bénéficier des degrés de liberté nécessaires à l'optimisation de leur injection. Ces platines motorisées (Newport) sont commandées par ordinateur à l'aide d'un programme développé avec le logiciel LabView et permettent d'ajuster avec précision (résolution angulaire de la rotation des miroirs $\approx 6 \mu\text{rad}$) la direction suivie par les faisceaux infrarouges collimatés. L'injection dans le guide d'onde PPLN se fait au moyen d'une seconde parabole hors axe, identique à la première.

En utilisant le dispositif décrit ci-dessus, nous avons mis en place un protocole d'injection des faisceaux infrarouges dans le cristal de PPLN. Nous avons ainsi obtenu de façon systématique une transmission d'environ 50% de la puissance entre la sortie du multiplexeur fibré et une fibre, monomode à la longueur d'onde du signal considéré, positionnée à la place du cristal non-linéaire. Cette mesure nous permet d'évaluer la qualité de l'injection qui sera effectivement réalisée dans le guide d'onde PPLN car l'ouverture numérique des fibres optiques utilisées pour cette mesure (0,13 à 1064 nm et 0,17 à 1550 nm) est inférieure à celle des guides d'onde inscrits à la surface des cristaux que nous utilisons (environ 0,2).

3.2.3 Description du processus de conversion de fréquence dans le cristal de PPLN

La stabilité du processus de conversion réalisé dans le cristal de PPLN dépend de la stabilité en température de ce dernier. Pour obtenir cette stabilité et prévenir l'apparition d'un gradient de température le long du cristal, nous avons développé un nouveau système d'asservissement thermique. La description de ce dispositif est divisée en deux parties : la première décrit le système d'asservissement en température du cristal à proprement parler et la seconde traite de la propagation des faisceaux lumineux infrarouges et converti dans ce dispositif.

Description du système de régulation thermique

L'enceinte à l'intérieur de laquelle est désormais réalisée la conversion de fréquence est visible sur la figure 3.6.

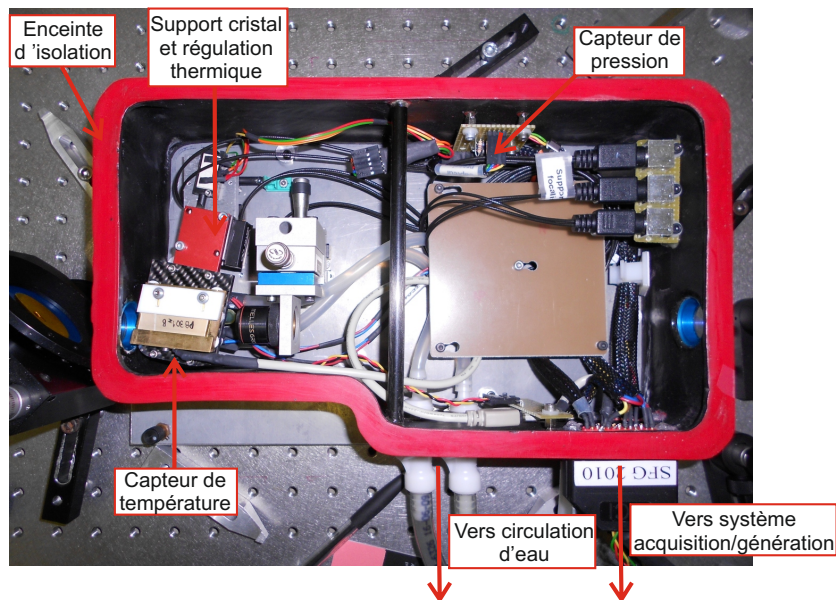


FIGURE 3.6 – Photographie du système de régulation thermique développé au sein du laboratoire pour stabiliser le processus de somme de fréquences dans les cristaux de PPLN.

Cette enceinte, réalisée par nos soins, permet d'isoler le cristal non-linéaire des perturbations extérieures pouvant générer des fluctuations thermiques. Cette précaution permet d'éviter l'apparition d'un gradient de température sur le cristal qui provoquerait la déformation de sa courbe d'efficacité de conversion.

Le cristal est désormais placé sur un support en cuivre, lui-même disposé sur une monture en carbone pour minimiser la conduction de la chaleur. La température du support en cuivre, et donc celle du cristal, est contrôlée à l'aide d'un capteur de température AD590 enchâssé dans ce dernier. La température du dispositif est régulée par un ensemble d'éléments Peltier contrôlés en courant et positionnés sous le support du cristal. La référence thermique de ce système est assurée par un circuit de circulation d'eau à température ambiante. Cette architecture permet d'obtenir une température de cristal pouvant atteindre 110°C.

La commande en courant des éléments Peltier est assurée par un système d'asservissement en température TED 200C. Ce dernier est piloté par un programme réalisé avec le logiciel LabView

afin d'améliorer la précision du contrôle de la température du cristal (figure 3.7).

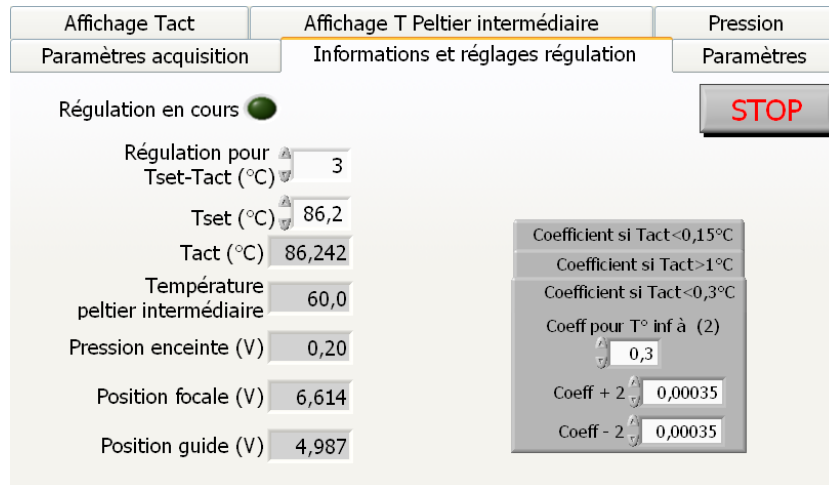


FIGURE 3.7 – Face avant du programme de régulation thermique mis au point pour le contrôle des processus de somme de fréquences.

Les données concernant la température du cristal non-linéaire sont acquises par le module d'asservissement TED puis sont transmises à une carte d'acquisition NI-9215 (National Instrument). À partir de ces informations, notre programme génère à chaque itération une nouvelle consigne de température pour le système d'asservissement. La génération de cette consigne est obtenue en utilisant une carte de commande en tension NI-9263 (National Instrument). Cette commande est transmise au système d'asservissement TED qui modifie en temps réel la commande en courant des éléments Peltier. L'ensemble de ce dispositif de génération/acquisition fonctionne à une fréquence de rafraîchissement de 50 kHz.

Avec ce nouveau système de régulation de température, nous avons obtenu la courbe de stabilité thermique présentée sur la figure 3.8. Nous obtenons ici un écart-type RMS de $2,7 \cdot 10^{-3} \text{°C}$ autour de la température de consigne imposée (85°C) sur une acquisition de 30 min. Ce résultat démontre une amélioration significative de la stabilité thermique de notre dispositif par rapport à celle des fours utilisés jusque-là ($\pm 0,1 \text{°C}$). Des résultats non représentés ici nous ont montré que ce système de régulation thermique permet de conserver cette même stabilité pendant plus de 10 heures. Ceci nous assure de pouvoir maîtriser avec une grande précision l'efficacité de conversion d'un cristal non-linéaire en le plaçant dans une de ces enceintes.

Sur la figure 3.9, nous observons qu'une très faible modification de la commande en tempéra-

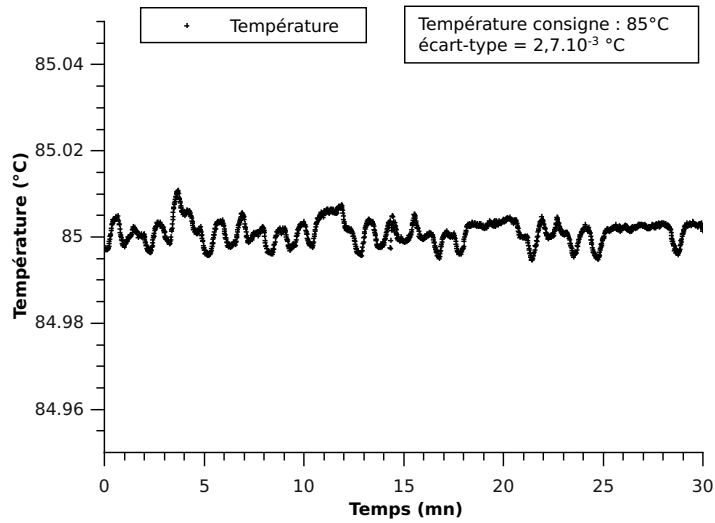


FIGURE 3.8 – Courbe de stabilité en température enregistrée grâce au nouveau système de régulation thermique. Nous obtenons ici un écart-type RMS de $2,7 \cdot 10^{-3}$ °C autour de la température de consigne de 85°C.

ture du système (ici 0,02°C) est bien retranscrite sur le dispositif et n'entraîne pas de dégradation de sa stabilité thermique.

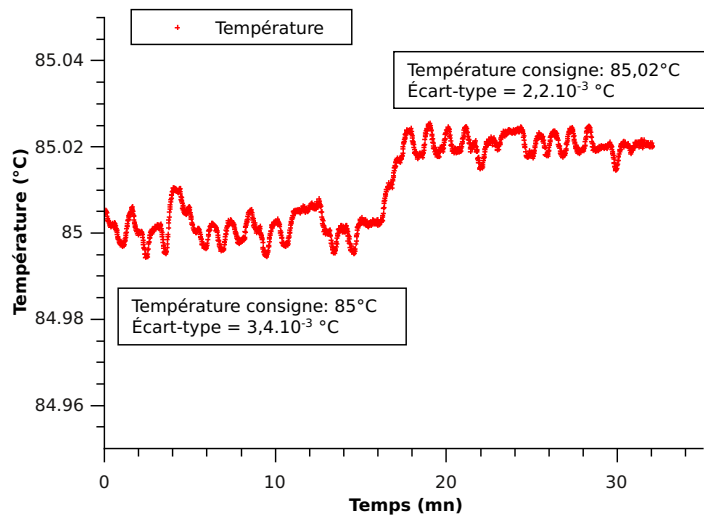


FIGURE 3.9 – Courbe de stabilité en température enregistrée grâce au nouveau système de régulation thermique pour deux consignes différentes. Pour une consigne en température de 85°C, nous observons un écart-type RMS de $3,4 \cdot 10^{-3}$ °C. Après passage de la consigne à 85,02°C, l'écart-type RMS devient égal à $2,2 \cdot 10^{-3}$ °C.

Cette grande stabilité du dispositif de régulation nous garantit de pouvoir ajuster avec exactitude la longueur d'onde centrale de la courbe d'efficacité de conversion obtenue avec un cristal

de PPLN. De plus, la minimisation des fluctuations de la température de ce dernier permet de garantir une bonne stabilité de l'injection des faisceaux infrarouges, contrairement aux bancs de conversion utilisés précédemment.

Propagation des signaux infrarouges et convertis au travers de l'enceinte de régulation thermique

Le trajet suivi par les différents faisceaux lumineux au travers de l'enceinte de régulation thermique est représenté sur la figure 3.10.

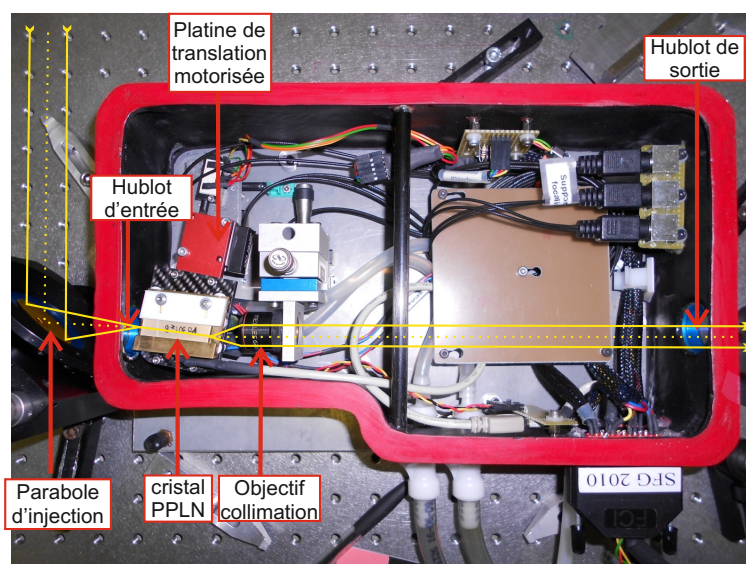


FIGURE 3.10 – Représentation de la propagation des signaux infrarouges et converti (en jaune) au travers du cristal de PPLN placé dans la nouvelle enceinte de régulation thermique.

Nous avons vu dans la partie 3.2.2 que la parabolite hors axe située en amont de l'enceinte de régulation thermique permet l'injection simultanée des faisceaux pompe (≈ 1064 nm) et signal (≈ 1550 nm) dans le guide d'onde PPLN. Au cours de cette étape de focalisation, les faisceaux lumineux passent au travers d'un hublot traité anti-reflet sur la plage 1050-1600 nm pour assurer une transmission maximale de ces derniers vers le cristal.

En raison de l'architecture des cristaux de PPLN que nous utilisons qui présentent plusieurs guides d'onde permettant de réaliser différents processus de somme de fréquences, le support du cristal est ici monté sur un ensemble de deux translations motorisées contrôlées à l'aide d'une

interface LabView. Ces platines de translation permettent à la fois de pouvoir choisir le guide d'onde que nous souhaitons utiliser et d'ajuster avec précision l'injection du signal et de la pompe infrarouge à l'intérieur de ce dernier. Ce dispositif nous permet ainsi de choisir le guide qui correspond à la longueur d'onde «signal» infrarouge que nous souhaitons convertir tout en maximisant le rendement de conversion du processus non-linéaire réalisé.

À la sortie du guide d'onde, le signal converti autour de 633 nm est collimaté à l'aide d'un objectif de microscope traité anti-reflet pour cette longueur d'onde. Il se propage alors jusqu'à sortir de l'enceinte de régulation thermique au travers d'un hublot traité anti-reflet sur la bande 400-700 nm.

3.2.4 Description de l'étage de filtrage et de détection du signal converti aux longueurs d'onde visibles

Au cours du processus de somme de fréquences dans le guide d'onde PPLN, la totalité de la puissance de pompe et du signal infrarouge n'est pas consommée par le phénomène non-linéaire. Ainsi, des signaux infrarouges résiduels vont se propager jusqu'à la sortie du cristal et se superposer au signal converti aux longueurs d'onde visibles. De plus, des effets non-linéaires parasites, comme le doublage de fréquence de la source de pompe, peuvent également être observés. Pour éviter que ces signaux ne polluent la détection de l'onde convertie, nous procédons à une étape de filtrage spatial et spectral en sortie de l'enceinte de régulation thermique (figure 3.11).

À la sortie de l'enceinte de régulation, le signal converti autour de 633 nm est filtré spectralement à l'aide d'un prisme. Les signaux infrarouges résiduels et le doublage de fréquence de la pompe sont ainsi séparés spatialement du signal visible que nous souhaitons détecter.

Comme nous réalisons ici une génération de somme de fréquences en faisant intervenir le coefficient d_{33} du tenseur de susceptibilité du cristal de PPLN (voir partie 2.3.4, page 44), la polarisation de l'onde convertie est la même que celle des ondes signal infrarouge et pompe incidente sur le cristal (rectiligne et verticale). Ainsi, la polarisation du signal converti étant dans le même plan que les faces du prisme utilisé pour le filtrage, la réflexion de cette onde sur chacune des faces de cet élément est maximale. Pour limiter ces réflexions, nous avons placé

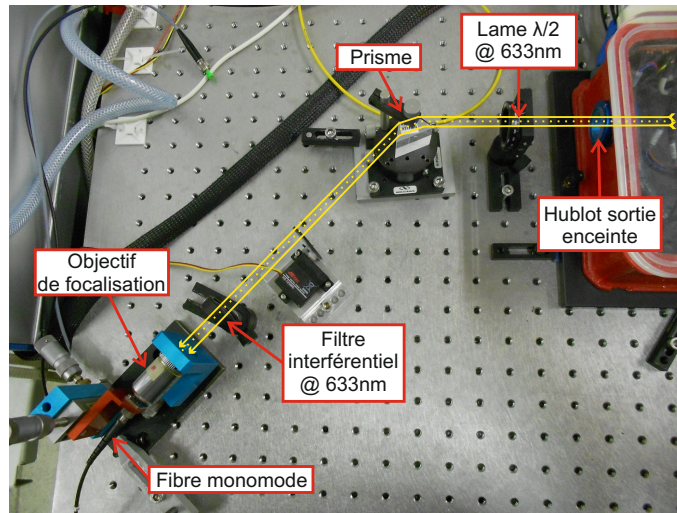


FIGURE 3.11 – Représentation de la propagation du signal converti (en jaune) au travers de l'étage de filtrage du banc de conversion de fréquence.

une lame demi-onde à 633 nm avant la face d'entrée du prisme afin d'orienter horizontalement la polarisation de l'onde convertie et d'augmenter sa transmission globale au travers de cet élément.

Pour renforcer le filtrage opéré par le prisme, nous avons placé à sa suite sur le trajet du signal converti un filtre interférentiel passe-bande (Semrock) de largeur spectrale 40 nm centré autour de 628 nm. Cet élément permet d'éliminer les rayonnements parasites qui seraient susceptibles d'être détectés à la sortie du banc en même temps que le signal converti.

Le signal converti ainsi « nettoyé » est enfin injecté dans une fibre unimodale à 633 nm et à maintien de polarisation. L'utilisation d'une fibre monomode permet de réaliser un filtrage spatial du signal (voir partie 1.3.2, page 25) avant sa détection par un détecteur silicium, interchangeable en fonction du mode de détection souhaité (continu ou en comptage de photons).

3.3 Caractérisation des nouveaux bancs de conversion de fréquence

Pour savoir si les bancs de conversion décrits précédemment nous permettent d'obtenir des performances satisfaisantes en terme de génération de somme de fréquences optiques, nous en avons déterminé les caractéristiques principales. Ces dernières sont :

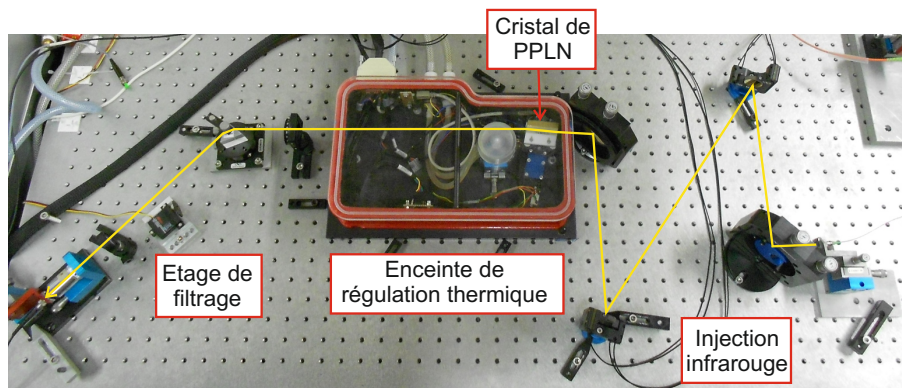


FIGURE 3.12 – Photographie de l'ensemble d'un banc de conversion de fréquence nouvelle génération avec le trajet optique parcouru par les faisceaux lumineux (en jaune).

- la stabilité du processus de somme de fréquences réalisé dans le cristal de PPLN,
- le rendement en puissance de l'ensemble du banc de conversion.

Les cristaux de PPLN que nous utilisons possédant chacun plusieurs dizaines de guides d'onde, nous ne nous intéressons ici qu'aux guides d'onde qui présentent l'efficacité de conversion la plus élevée.

3.3.1 Stabilité du processus de somme de fréquences dans les cristaux de PPLN

Démonstration de la stabilité des courbes d'efficacité de conversion obtenues avec les nouveaux bancs de conversion

Pour caractériser la stabilité du processus non-linéaire réalisé en utilisant ces bancs de conversion de fréquence, nous avons suivi le protocole expérimental décrit ci-après.

Nous utilisons comme source de pompe un laser Nd :Yag émettant un rayonnement quasi-monochromatique, polarisé verticalement, à la longueur d'onde $\lambda_p = 1064,0$ nm et de puissance $P_p = 100$ mW. Nous réglons le système de régulation thermique pour obtenir une température de cristal $T = 90^\circ\text{C}$. Dans ces conditions, la conversion de fréquence s'opère sur une bande spectrale définie par l'efficacité de conversion du cristal de PPLN (voir partie 2.3.6, page 48). Pour retrouver expérimentalement cette courbe théorique, dont l'évolution est liée à celle du quasi-accord de phase réalisé dans le cristal, nous utilisons comme source signal infrarouge un laser accordable

(Tunics) émettant à puissance constante ($P_s \approx 500 \mu\text{W}$) une raie quasi-monochromatique, polarisée verticalement, dont la longueur d'onde λ_s est ajustable sur une bande de 100 nm autour de 1550 nm.

En effectuant un balayage de la longueur d'onde du signal injecté dans le cristal de PPLN avec une résolution de 50 pm (incertitude sur $\lambda_s = \pm 10$ pm), la puissance du signal converti détecté à la sortie du banc de conversion évolue en fonction du quasi-accord de phase réalisé dans le cristal. Elle décrit ainsi la courbe d'efficacité de conversion associée au guide d'onde utilisé. En suivant ce protocole, nous avons mesuré l'efficacité de conversion normalisée en fonction de λ_s associée à un de nos guides d'onde PPLN placé sur le banc de conversion. Le résultat de cette mesure est présenté sur la figure 3.13.

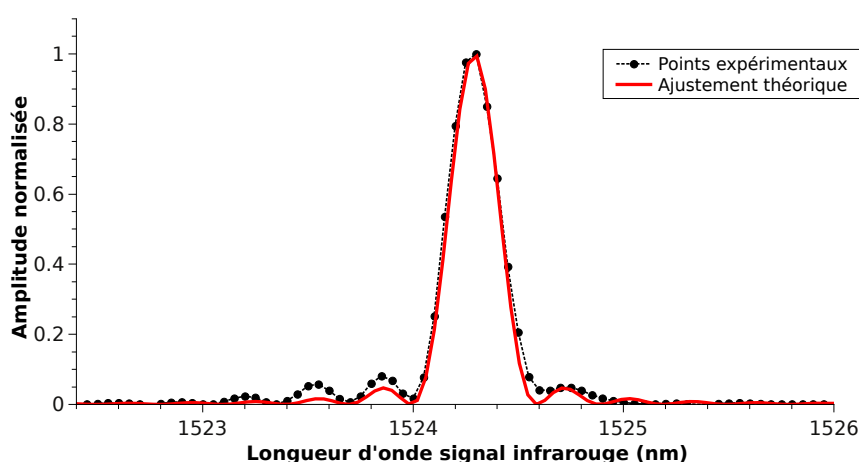


FIGURE 3.13 – Efficacité de conversion normalisée (points) obtenue expérimentalement en fonction de la longueur d'onde du signal infrarouge λ_s à convertir dans un guide d'onde PPLN placé sur un des nouveaux bancs de conversion de fréquence. La courbe rouge représente un ajustement théorique des données expérimentales pour les mêmes caractéristiques de cristal non-linéaire.

La correspondance avec la courbe théorique d'efficacité de conversion en puissance normalisée (voir partie 2.3.4, page 44) démontre que l'amélioration de l'asservissement thermique du dispositif a permis de maîtriser le processus de somme de fréquences réalisé dans le cristal en évitant l'apparition de gradient de température à l'intérieur de ce dernier. Si cela n'avait pas été le cas, il n'aurait pas été possible d'observer expérimentalement une courbe d'efficacité de conversion conforme à la théorie, comme ce fut le cas sur la précédente génération de banc de conversion.

Impact de la température du cristal sur l'évolution de l'efficacité de conversion

Bien que la stabilité et l'homogénéité de la température du cristal non-linéaire soient les principaux paramètres à contrôler pour obtenir un processus de somme de fréquences maîtrisé, la valeur de cette dernière est également un paramètre important.

Nous savons que la condition de quasi-accord de phase peut être ajustée en faisant varier la température du guide d'onde PPLN utilisé. En effet, sur les cristaux de PPLN dont nous disposons, une augmentation de la température de 10°C correspond, pour une longueur d'onde de pompe λ_p fixe, à une augmentation de 3 nm de la longueur d'onde signal λ_s pouvant être convertie.

Cependant, nous avons constaté expérimentalement que, lorsque la température du cristal est inférieure ou égale à 82°C , la courbe d'efficacité de conversion observée précédemment se déforme par rapport à son allure théorique (figure 3.14). Cette déformation est due à des effets photoréfractifs trouvant leur source dans l'excitation locale de porteurs de charge dans le cristal non-linéaire lors de la propagation du signal converti. Cette excitation entraîne une mobilité de ces porteurs qui influent localement sur l'indice de réfraction du matériau [Kashin 11], provoquant l'apparition d'accords de phase parasites.

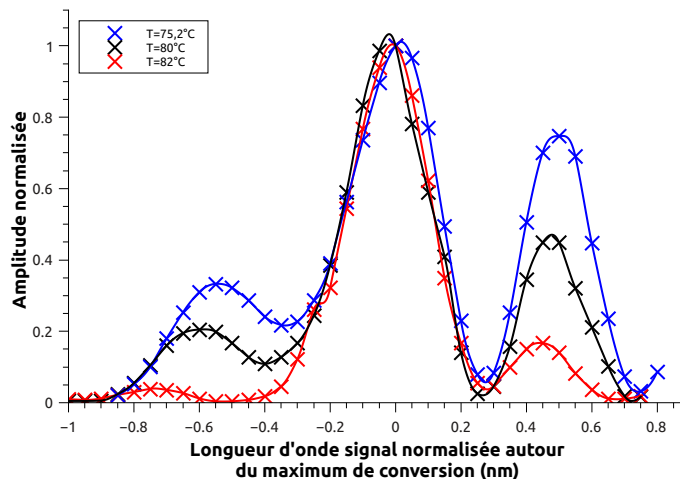


FIGURE 3.14 – Évolution de la courbe d'efficacité de conversion normalisée dans un même guide d'onde pour différentes températures du cristal inférieures ou égales à 82°C .

Ainsi, quand la température du cristal est trop basse, nous obtenons, dans un même guide

d'onde, des courbes d'efficacité de conversion déformées et qui évoluent en fonction de la température de ce dernier. Nous pouvons également observer sur la figure 3.14 que l'efficacité de conversion mesurée expérimentalement tend à se rapprocher de son allure théorique quand la température du cristal augmente.

En effet, l'apparition des effets photoréfractifs peut-être fortement réduite par augmentation de la température du cristal non-linéaire. Ainsi, en reproduisant la même étude que précédemment sur l'évolution de l'efficacité de conversion dans un guide d'onde, mais cette fois pour des températures supérieures à 82°C, nous obtenons des résultats de bien meilleure qualité présentés sur la figure 3.15. Ici, nous observons que la courbe d'efficacité de conversion associée au guide d'onde évolue très peu, et cela quelle que soit la température du cristal de PPLN. Ce constat tend à prouver que les processus non-linéaires générés dans ce guide ne sont plus perturbés par des effets photo-réfractifs dans cette gamme de température.

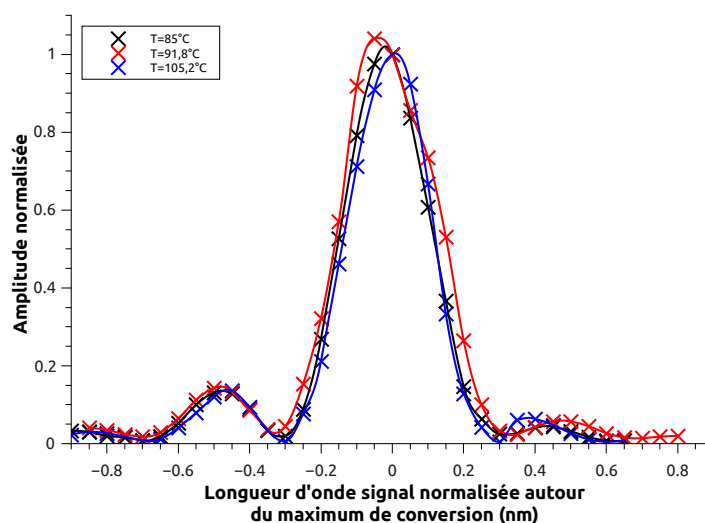


FIGURE 3.15 – Évolution de la courbe d'efficacité de conversion normalisée dans un même guide d'onde pour une température du cristal supérieure à 82°C.

Notre système de régulation thermique nous permettant d'atteindre une température maximale de 110°C sur le cristal non-linéaire, nous en concluons que nous pouvons réaliser, avec ce dispositif, un quasi-accord de phase stable en fonction de la température sur une plage de 28°C. Cette caractéristique correspond, pour une longueur d'onde de pompe λ_p fixée à 1064,0 nm, à une bande de 8.4 nm d'accordabilité pour la longueur d'onde signal λ_s pouvant être convertie au voisinage de 1550 nm.

3.3.2 Bilan de puissance des nouveaux bancs de conversion

Les bancs de conversion réalisés au sein de notre équipe de recherche ont pour but de remplacer des systèmes de conversion de fréquence inadaptés à l'analyse de cohérence de sources infrarouges large bande spectrale en configuration interférométrique. Dans le but de réaliser un interféromètre à somme de fréquences à deux voies, nous avons développé deux bancs de conversion nouvelle génération que nous allons maintenant caractériser.

Le bilan de puissance de ces dispositifs est divisé en deux parties distinctes :

- caractérisation de l'atténuation de chacun des composants optiques mis en place sur les bancs,
- mesure du rendement de conversion maximal obtenu avec chacun de ces dispositifs.

Caractérisation de l'atténuation des différents composants optiques utilisés dans les bancs de conversion de fréquence

Nous nous intéressons ici à la caractérisation de l'atténuation des différents éléments optiques employés pour réaliser les nouveaux bancs de conversion en dehors des cristaux de PPLN. Ces éléments ont été caractérisés autour de leurs longueurs d'onde de fonctionnement à l'aide des sources lasers décrites ci-après. Ces sources sont linéairement polarisées suivant un axe vertical et sont pigtailisées à l'aide de fibres optiques unimodales et à maintien de polarisation pour leur longueur d'onde de fonctionnement. Nous utilisons ici :

- une diode laser DFB (Distributed Feedback Laser) quasi-monochromatique accordable en fonction de sa température sur une bande de 5 nm autour de $\lambda_s = 1542.5$ nm,
- un laser Nd-Yag quasi-monochromatique émettant à une longueur d'onde fixe $\lambda_p = 1064,0$ nm,
- une diode laser quasi-monochromatique émettant à une longueur d'onde fixe $\lambda_c = 635,0$ nm.

La caractérisation des différents éléments optiques a été réalisée séparément pour chacun d'entre eux. Les résultats de cette caractérisation sont présentés dans le tableau ci-dessous (tableau 3.1).

Tableau 3.1 – Atténuation des composants optiques utilisés lors de la réalisation des deux bancs de conversion

Eléments caractérisés	Banc de conversion	Longueur d'onde de fonctionnement (nm)	Atténuation (dB)
Multiplexeur	Banc SFG 1	1550	1,17
		1064	0,17
	Banc SFG 2	1550	1,27
		1064	0,36
Injection infrarouge	Banc SFG 1	1550	3,11
		1064	3,09
	Banc SFG 2	1550	2,84
		1064	3,10
Étage de Filtrage	Banc SFG 1	633	4,53
	Banc SFG 2	633	4,53

Nous observons ici que les deux bancs de conversion de fréquence ont des caractéristiques similaires en terme d'atténuation des différents éléments qui les composent. Nous pouvons en conclure que ces systèmes sont symétriques, ce qui les rend adaptés à un travail en configuration interférométrique. Ainsi, seuls les cristaux non-linéaires installés sur chaque banc pourront être une source de déséquilibre d'un point de vue photométrique entre les deux dispositifs.

Mesure du rendement global de conversion d'un banc de conversion

Nous allons dans cette partie détailler la mesure du rendement global de nos deux bancs de conversion de fréquence. En effet, bien qu'utilisant des éléments optiques identiques, la somme de fréquences réalisée sur chacun des bancs de conversion repose sur l'utilisation de cristaux de PPLN présentant des guides d'onde de qualité très variable. Ceci a, bien entendu, une forte influence sur le rendement de conversion obtenu dans chaque guide du cristal ainsi que sur les modes spatiaux du rayonnement converti. Il est donc important de caractériser l'impact de la qualité des guides utilisés sur le fonctionnement des bancs de conversion de fréquence.

Pour nous affranchir des problèmes liés aux différences de modes spatiaux pouvant être générés sur chacun de ces guides, nous procédons à un filtrage spatial des modes composant les signaux convertis à l'aide de la fibre optique monomode à 633 nm installée à la sortie de chaque banc. Ainsi, nous ne conservons que le mode fondamental parmi les différents signaux convertis.

Cette précaution est prise en vue de l'utilisation de ces dispositifs de conversion dans un contexte interférométrique.

La mesure du rendement global de conversion se fait en utilisant la relation suivante :

$$\eta_{SFGglobal} = \frac{P_{out633}}{P_{in1550}} / W \text{ de pompe} \quad (3.1)$$

avec P_{out633} la puissance du signal converti autour de 633 nm détectée après injection et propagation dans la fibre unimodale à la sortie du banc de conversion. P_{in1550} est la puissance du signal infrarouge autour de 1550 nm injectée à l'entrée du multiplexeur 1550/1064 nm (figure 3.16). Comme le rendement de conversion dans le cristal est directement proportionnel à la puissance de pompe injectée dans le guide d'onde (voir partie 2.3.4, page 44), nous exprimerons ce rendement global en %/W de pompe injectée dans le multiplexeur.

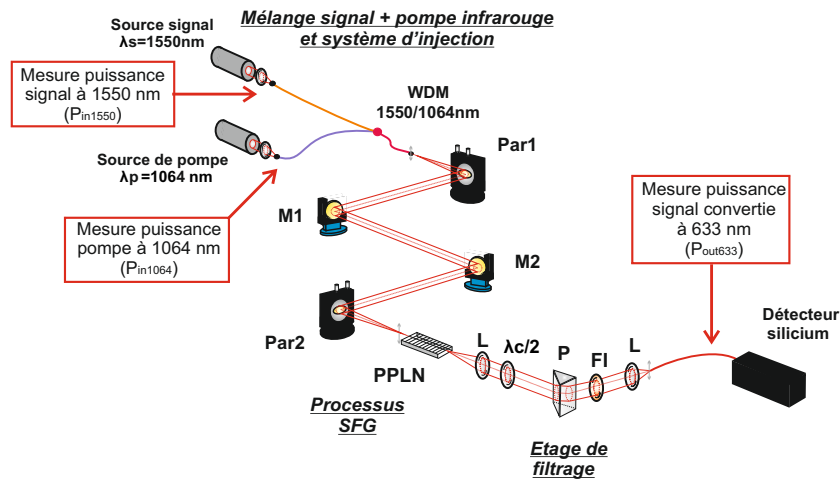


FIGURE 3.16 – Localisation des points de mesure des différents signaux infrarouges et converti en vue d'établir le rendement global d'un banc de conversion de fréquence.

Pour déterminer le rendement de conversion maximal, nous utilisons comme source signal infrarouge la source accordable Tunics décrite précédemment (voir partie 3.3.1). La source de pompe reste la même qu'auparavant (laser Nd :Yag) et la détection du signal converti se fait après filtrage à l'aide d'une photodiode silicium. La température des cristaux utilisés est fixée sur chaque banc de conversion à 83°C.

Les puissances mesurées à l'entrée et à la sortie des deux bancs de conversion caractérisés ici

ainsi que leur rendement de conversion global sont reportées dans le tableau 3.2.

Tableau 3.2 – Calcul du rendement de conversion global pour les deux bancs de conversion réalisés

	Banc de conversion 1	Banc de conversion 2
Longueur d'onde signal λ_s (nm)	1543,85	1538,39
Puissance signal infrarouge (μW)	560	500
Puissance de pompe (mW)	93,2	100,0
Puissance signal converti (μW)	4,05	3,86
Rendement de conversion global (%/W de pompe)	7,76	7,72

La différence entre les valeurs de longueur d'onde signal λ_s pour laquelle la conversion de fréquence est maximale sur les deux bancs de conversion s'explique par le fait que la période de poling Λ des guides d'onde considérés sur chaque cristal de PPLN n'est pas strictement identique. Dans la configuration étudiée ici, cette période de poling est respectivement égale à $\Lambda_1 = 10,90 \mu\text{m}$ pour le guide d'onde PPLN du banc 1 et $\Lambda_2 = 10,85 \mu\text{m}$ pour le guide d'onde PPLN du banc 2. Cependant, cette différence de longueur d'onde peut aisément être corrigée en modifiant la température des cristaux de PPLN employés (voir partie 3.3.1).

Les rendements de conversion globaux des deux bancs caractérisés ici étant quasiment égaux, nous pouvons en conclure que les rendements de conversion intrinsèque des guides d'onde PPLN utilisés sur ces derniers sont eux-mêmes de même grandeur. Cela confirme que nous pouvons utiliser ces deux nouveaux bancs de conversion en configuration interférométrique à condition de réaliser sur ces derniers des processus de somme de fréquences les plus semblables possibles.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté l'architecture des bancs de conversion de fréquences que nous avons développés pour répondre à la problématique de la somme de fréquences sur une large bande spectrale. Les résultats obtenus lors de la caractérisation de ces dispositifs ont permis de démontrer leur stabilité thermique et la parfaite maîtrise des processus non-linéaires générés sur ces derniers.

Bien que le développement de ces bancs de conversion est été initié dans le cadre du dévelop-

pement d'un nouvel interféromètre à somme de fréquences, présenté dans le chapitre suivant, ces dispositifs ont également été mis en place dans la cadre d'autres études menées par notre équipe de recherche :

- un de ces dispositifs de conversion a été mis en place à la sortie du banc de test de l'hypertélescope temporel développé par Serge OLIVIER et Laurent BOUYERON. L'utilisation de ce dispositif a permis de démontrer la possibilité de cophaser cet instrument à partir du signal infrarouge collecté par ces télescopes et a détecté, après conversion aux longueurs d'onde visibles, en régime de comptage de photons (publication en cours),
- dans le cadre d'une mission menée sur le site de l'observatoire du Mauna Kea à Hawaï, l'utilisation d'un banc de conversion identique à ceux présentés précédemment a permis à Damien CEUS de démontrer la possibilité de procéder à la détection du rayonnement émis en infrarouge par une étoile aux longueurs d'onde visibles après un processus de somme de fréquences (voir chapitre 6).

Description et caractérisation de l'interféromètre à somme de fréquences par l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge monochromatique

Dans ce chapitre, nous allons décrire l'interféromètre réalisé en utilisant les bancs de conversion de fréquence caractérisés précédemment. Nous caractériserons ensuite le fonctionnement de cet instrument en procédant à l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge quasi-monochromatique ponctuelle. Cette mesure permettra de caractériser les défauts de l'interféromètre susceptibles de dégrader le résultat de l'analyse de la cohérence spatiale d'un objet avec ce dispositif.

4.1 Description de l'interféromètre à somme de fréquences

Les bancs de conversion de fréquence caractérisés précédemment sont maintenant mis en place sur les deux bras d'un interféromètre de type Mach-Zender, comme l'illustre la figure 4.1.

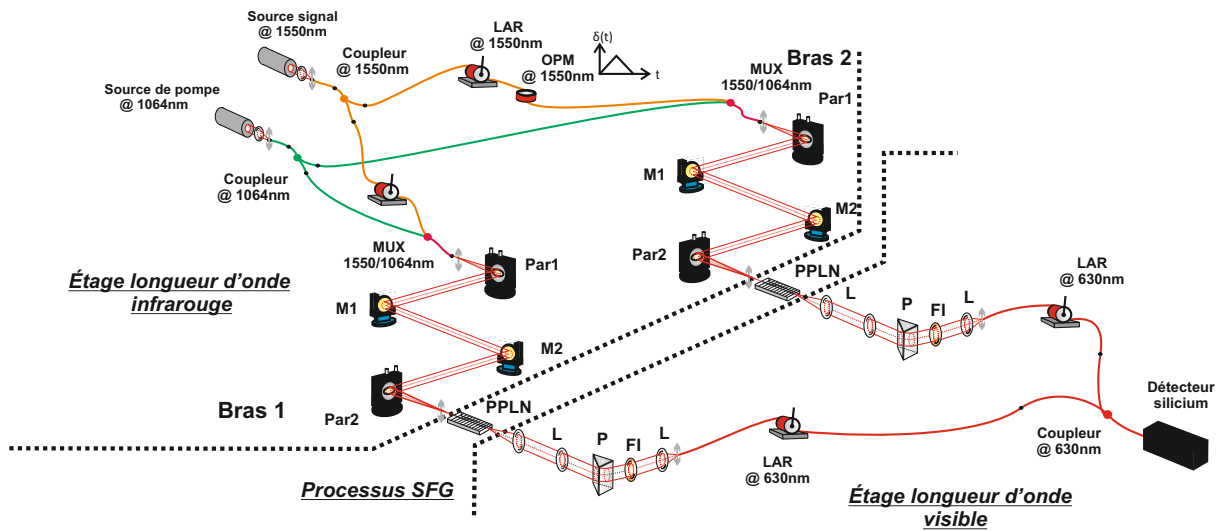


FIGURE 4.1 – Schéma de l'interféromètre à somme de fréquences intégrant les nouveaux bancs de conversion.

Cet instrument, baptisé interféromètre à somme de fréquences, a pour objectif d'effectuer l'analyse de la cohérence temporelle ou spatiale de sources infrarouges aux longueurs d'onde visibles par l'intermédiaire des processus de conversion de fréquence mis en place sur chacun de ses bras.

Cet interféromètre peut être décomposé en trois parties distinctes :

- l'étage infrarouge où les faisceaux « signal » et « pompe » sont partagés de manière équilibrée entre les deux bras de l'instrument,
- l'étage de conversion de fréquence où le signal infrarouge à analyser est converti dans chaque bras de l'interféromètre grâce aux processus de somme de fréquences réalisés dans les cristaux de PPLN,
- l'étage visible où les signaux convertis sont filtrés spectralement et spatialement puis mélangés pour obtenir les franges d'interférence à analyser.

Ayant déjà procédé à la caractérisation des bancs de conversion de fréquences dans le chapitre

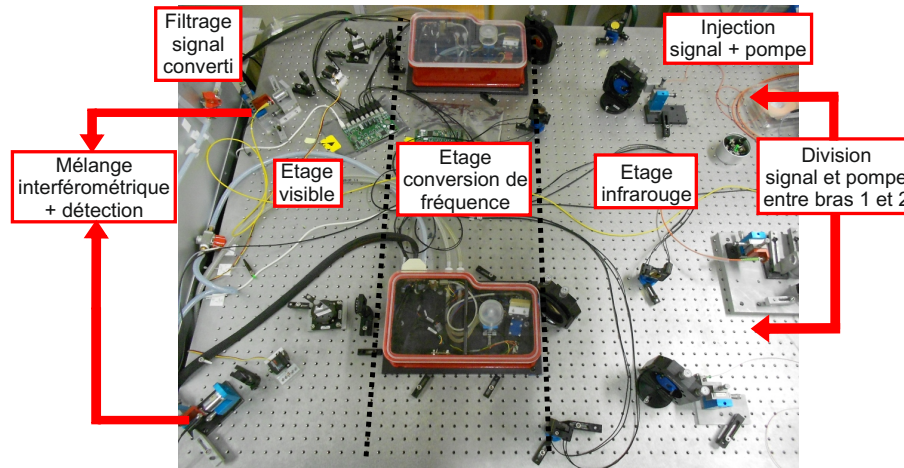


FIGURE 4.2 – Photographie de l'interféromètre à somme de fréquences intégrant les nouveaux bancs de conversion

3, nous allons nous attacher ici à décrire et à caractériser les différents éléments adjoints à ces derniers pour réaliser l'interféromètre à somme de fréquences.

4.1.1 Étage infrarouge de l'interféromètre à somme de fréquences

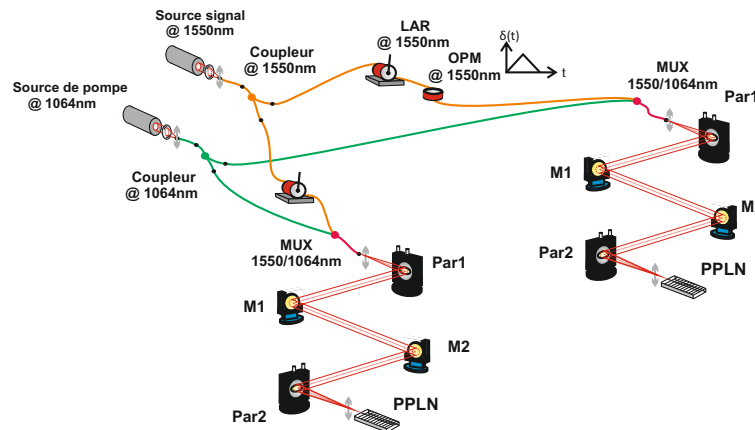


FIGURE 4.3 – Schéma de l'étage infrarouge de l'interféromètre à somme de fréquences.

Sur cette partie de l'instrument (figure 4.3), le signal infrarouge à analyser et la pompe fournissant l'énergie nécessaire au processus de somme de fréquences sont partagés de manière égale entre les deux bras de l'interféromètre. Cette opération est réalisée à l'aide de deux coupleurs fibrés 2x2 (Oz Optics), monomodes et à maintien de polarisation respectivement autour de 1550 nm et 1064 nm. Le coupleur utilisé pour l'onde signal infrarouge présente une atténuation

de 4,40 dB entre chacune de ses entrées et de ses sorties. Le coupleur utilisé pour l'onde de pompe, quant à lui, présente entre ces mêmes points une atténuation de 3,95 dB.

À la suite de cette étape de division des signaux infrarouges sur chaque bras de l'interféromètre, nous avons installé des lignes à retard fibrées sur le trajet du signal à analyser. Ces dispositifs sont réalisés à partir d'une fibre d'une dizaine de mètres de longueur, monomode à 1550 nm et à maintien de polarisation, enroulée autour d'un mandrin (figure 4.4). Cet élément permet d'exercer une force radiale uniformément répartie sur l'ensemble de la fibre et est commandé à l'aide d'une vis micrométrique. Il est ainsi possible d'allonger linéairement la longueur de la fibre en fonction de la force qui lui est appliquée [Simohamed 96].

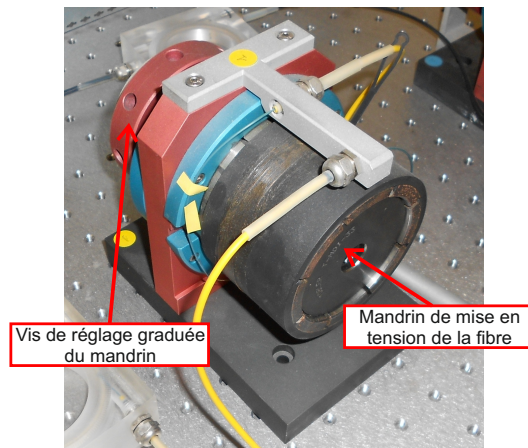


FIGURE 4.4 – Photographie d'une des lignes à retard fibrée installée sur l'étage infrarouge de l'interféromètre à somme de fréquences.

Ces lignes à retard permettent de compenser la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre au niveau de son étage infrarouge sur une plage de ± 12 cm avec une résolution de 0,167 mm. Notons que les connectiques de ces lignes à retard entraînent une atténuation de 0,75 dB entre leurs entrée et sortie respectives.

À la suite d'une de ces lignes à retard, nous avons installé un modulateur de chemin optique comme l'illustre la figure 4.5. Ce dernier est composé d'une fibre optique de 3,8 m, monomode à 1550 nm et à maintien de polarisation, enroulée autour d'une céramique piezoélectrique. Cette dernière est commandée par un générateur haute tension ± 150 V, générant une rampe triangulaire qui en commande la dilatation et la contraction au cours du temps. Cet actuateur génère sur la fibre une variation linéaire de sa longueur autour d'un point de fonctionnement. Cette

variation de longueur de l'un des bras de l'interféromètre permet de faire évoluer, au cours du temps, la différence de marche entre les deux bras de l'instrument [Reynaud 93], permettant ainsi de procéder à l'acquisition des franges d'interférence dans le domaine temporel. De plus, en modifiant la consigne de tension imposée à la céramique piezoélectrique, nous pouvons faire évoluer la plage de variation de cette différence de marche et ainsi choisir le nombre de franges d'interférence détectées à la sortie de l'interféromètre.

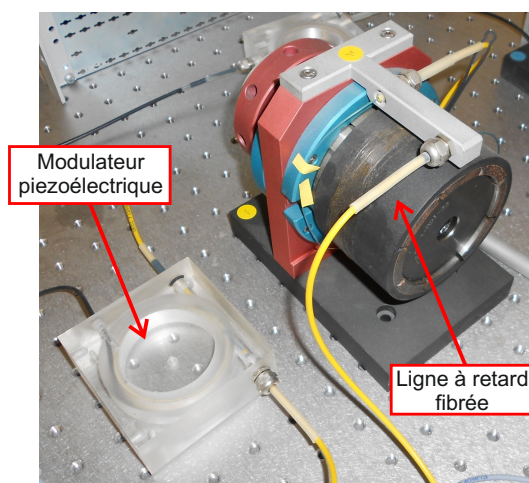


FIGURE 4.5 – Photographie d'une des lignes à retard fibrée couplée à un modulateur de chemin optique installé sur l'étage infrarouge de l'interféromètre à somme de fréquences.

Le modulateur de chemin optique que nous utilisons permet une modulation de la différence de marche sur une plage de $100 \mu\text{m}$ autour de la longueur de la fibre au repos avec une résolution de l'ordre du nanomètre.

Après avoir traversé les composants présentés ci-dessus, le signal infrarouge et la pompe sont mélangés à l'aide des multiplexeurs $1550/1064 \text{ nm}$ installés à l'entrée des bancs de conversion de fréquence déployés sur chacun des bras de l'interféromètre (voir partie 3.3, page 67). Après leur mélange, ces signaux sont finalement transmis vers les guides d'onde PPLN utilisés sur chacun de ces bancs pour réaliser les processus de somme de fréquences.

4.1.2 Étage visible de l'interféromètre à somme de fréquences

Pour effectuer une analyse de cohérence optimale avec un interféromètre à somme de fréquences, il faut que les processus non-linéaires opérés sur chacun de ses bras soient les plus

semblables possibles. La similitude de ces processus sur l'étage de conversion de notre instrument sera caractérisée dans la partie 4.2.1. Dans la description ci-dessous, nous considérons qu'ils sont identiques.

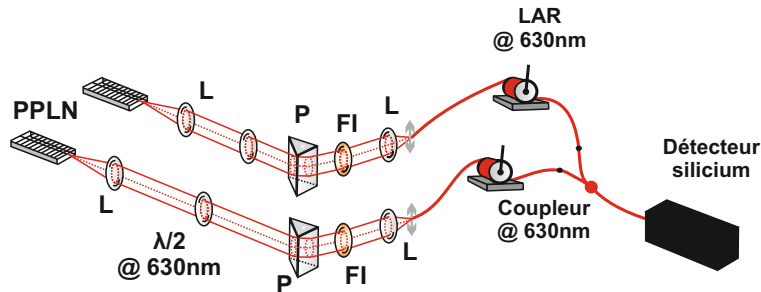


FIGURE 4.6 – Schéma de l'étage visible de l'interféromètre à somme de fréquences.

Les signaux convertis aux longueurs d'onde visibles émergent de l'étage de conversion de l'interféromètre traversent dans un premier temps les systèmes de filtrage spectraux présentés dans la partie 3.2.4 et installés sur chacun des bras de l'instrument (figure 4.6).

À la suite de cette étape de filtrage, les signaux convertis sont respectivement injectés dans deux lignes à retard fibrées, monomodes à 633 nm et à maintien de polarisation. Outre leur fonction principale de retard, ces éléments participent également au filtrage spatial monomode des signaux convertis. Leur fonctionnement est identique à celui de leurs homologues infrarouges décrits précédemment. Elles permettent ici de compenser la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre au niveau de son étage visible sur une plage de ± 12 cm avec une résolution de 0,193 mm. À nouveau, les connectiques de ces lignes à retard entraînent une atténuation de 0,97 dB entre leurs entrée et sortie respectives.

À la sortie des lignes à retard, les signaux convertis sur les bras 1 et 2 de l'interféromètre sont mélangés pour obtenir les franges d'interférence à analyser. Ce mélange est réalisé dans un coupleur fibré 2x2 (Oz Optics), monomode à 633 nm et à maintien de polarisation. Ce coupleur présente une atténuation de 4,6 dB en incluant ses connectiques d'entrée et de sortie.

En sortie de l'interféromètre, la détection des franges d'interférence est effectuée en connectant une des voies de sortie du coupleur visible à une photodiode silicium (Hamamatsu) placée dans un boîtier l'isolant de toute lumière parasite (figure 4.7). Cette photodiode fonctionne en régime continu et génère une tension proportionnelle à la puissance optique du signal détecté avec une

sensibilité de $5 \text{ V}/\mu\text{W}$.

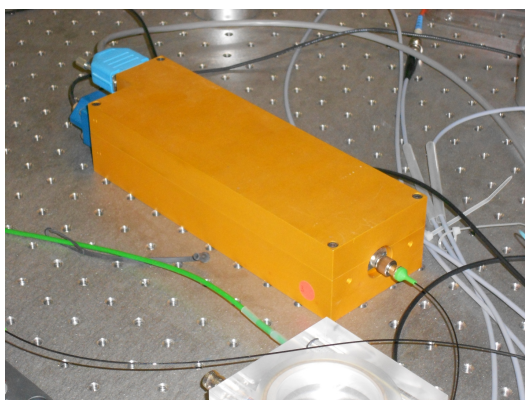


FIGURE 4.7 – Photographie du détecteur silicium utilisé en régime de détection continu pour faire l'acquisition des franges d'interférence à la sortie de l'interféromètre à somme de fréquences.

Le traitement du signal acquis par la photodiode est réalisé à l'aide d'un programme conçu avec le logiciel LabView (figure 4.8).

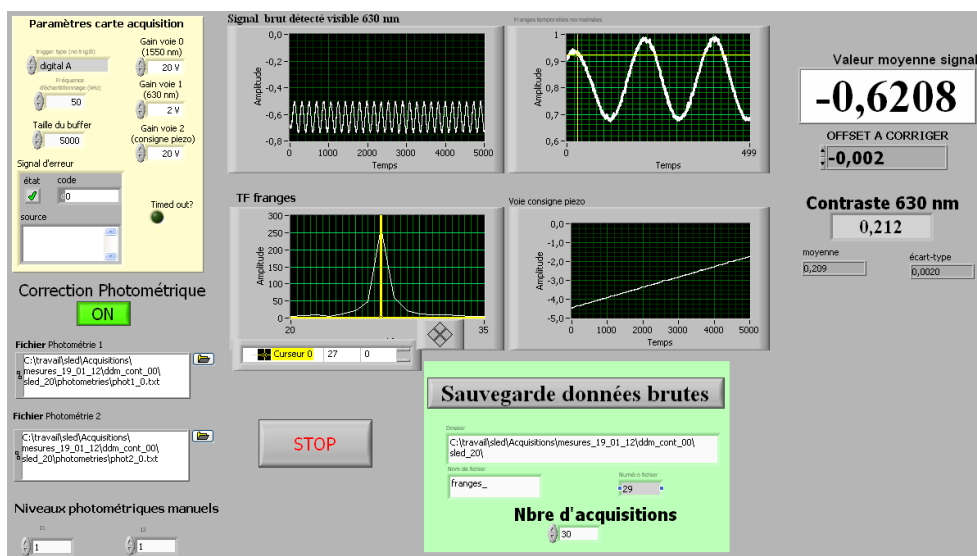


FIGURE 4.8 – Face avant du programme d'acquisition des franges d'interférence en sortie de l'interféromètre à somme de fréquences.

Ce programme nous permet de procéder à l'observation des franges d'interférence détectées en sortie de l'instrument dans le domaine temporel, et d'en extraire le contraste en temps réel. Si besoin est, la valeur du contraste mesurée peut être corrigée en tenant compte du déséquilibre photométrique entre les deux bras de l'interféromètre. La mesure du contraste en temps réel est réalisée à l'aide de la relation :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (4.1)$$

avec I_{max} la puissance maximale du signal sur la trame observée et I_{min} sa puissance minimale. Cette méthode de mesure nous permet d'estimer l'ordre de grandeur du contraste des franges observées mais en donne généralement une valeur légèrement surestimée liée à l'influence du bruit intrinsèque de la photodiode. Pour réaliser une mesure plus précise du contraste, les signaux détectés peuvent être enregistrés pour subir des traitements ultérieurs. La mesure du contraste est alors effectuée en utilisant la densité spectrale de puissance du signal interférométrique (voir chapitre 1.2.1, page 12).

Ce programme permet également de contrôler la commande envoyée sur le modulateur de chemin optique mis en place sur l'étage infrarouge de l'instrument. Cette mesure permet de réaliser un ajustement précis de la consigne envoyée sur la céramique piézoélectrique et de fixer le nombre de franges d'interférence détectées sur une trame d'acquisition.

Maintenant que l'interféromètre à somme de fréquences intégrant les nouveaux bancs de conversion est mis en place, nous allons nous intéresser à la caractérisation de ses défauts au travers de la mesure de la cohérence temporelle d'une source infrarouge monochromatique.

4.2 Caractérisation des défauts de l'interféromètre à somme de fréquences

Pour pouvoir travailler de façon optimale en mode interférométrique, nous devons prendre en compte différents paramètres à maîtriser lors de la mise en place expérimentale de l'interféromètre à somme de fréquences (voir partie 1.3.2, page 25). Ces paramètres sont :

- la maîtrise du mode spatial de propagation des faisceaux lumineux sur l'instrument,
- le contrôle de la polarisation des ondes sur l'ensemble du dispositif,
- la limitation de la dispersion chromatique différentielle entre les deux bras de l'interféromètre,
- l'égalisation des trajets optiques parcourus par la lumière sur les deux bras interféromé-

triques.

Ces caractéristiques nécessitent une grande symétrie entre les différents bras de l'instrument. De plus, en travaillant avec un interféromètre à somme de fréquences, nous devons nous attacher à réaliser le même processus non-linéaire sur chacun des bras du dispositif. Cette précaution permet d'obtenir des signaux convertis présentant des caractéristiques spectrales identiques à la sortie de chacune des voies interférométriques. Ainsi, après le mélange de ces ondes, il sera possible de procéder à une analyse de cohérence haut contraste.

La caractérisation de l'interféromètre à somme de fréquences est ici réalisée au travers de l'analyse de la cohérence temporelle, dans le visible, d'une source infrarouge monochromatique spatialement cohérente via la conversion de fréquences opérée sur chaque bras de l'instrument.

En théorie, le contraste obtenu lors de l'analyse d'une source monochromatique est de 100% quelle que soit la différence de marche entre les bras de l'interféromètre. Lors d'une mesure expérimentale de la cohérence de ce type de source, retrouver une valeur de contraste proche de ce maximum théorique attestera de la qualité de l'interféromètre utilisé. En revanche, si la mesure réalisée s'éloigne significativement de 100%, cela signifiera que l'instrument présente des dissymétries entre ses deux bras.

Il est important de noter que la caractérisation d'une source monochromatique ne nous renseigne aucunement sur les effets de dispersion chromatique différentielle entre les deux bras de l'interféromètre. De plus, nous considérons ici que les modes spatiaux de propagation des faisceaux dans l'interféromètre sont parfaitement maîtrisés grâce à l'emploi de fibres unimodales. Ainsi, aucun paramètre spatial ne peut dégrader les mesures présentées ci-après.

4.2.1 Mesure de la cohérence temporelle d'une source infrarouge monochromatique à l'aide de l'interféromètre à somme de fréquences

Sources infrarouges utilisées

La source signal infrarouge que nous étudions ici est le laser accordable (Tunics) que nous avons utilisé précédemment lors de la caractérisation des bancs de conversion. Pour rappel, cette

source peut émettre à puissance fixe une raie quasi-monochromatique de longueur d'onde λ_s ajustable sur une bande spectrale $\Delta\lambda_s = 100$ nm autour de 1550 nm. Cette source peut être considérée comme spatialement cohérente car elle est pigtaillée avec une fibre optique unimodale à sa longueur d'onde d'émission.

La source de pompe utilisée pour alimenter l'étage de conversion de fréquence de l'interféromètre est, comme dans le chapitre précédent, un laser Nd :Yag émettant une raie quasi-monochromatique à $\lambda_p = 1064,0$ nm avec une puissance constante $P_p = 100$ mW.

Les deux sources infrarouges utilisées ici sont polarisées rectilignement suivant un axe vertical adapté aux processus de somme de fréquences réalisés sur l'instrument.

Configuration de l'interféromètre

L'architecture de l'interféromètre à somme de fréquences est rappelée sur la figure 4.9. Ici, les processus non-linéaires sont alimentés par la même source de pompe. Cela implique que seul le réglage de la température des cristaux de PPLN permet de réaliser la même conversion de fréquence sur chacun des bras de l'instrument.

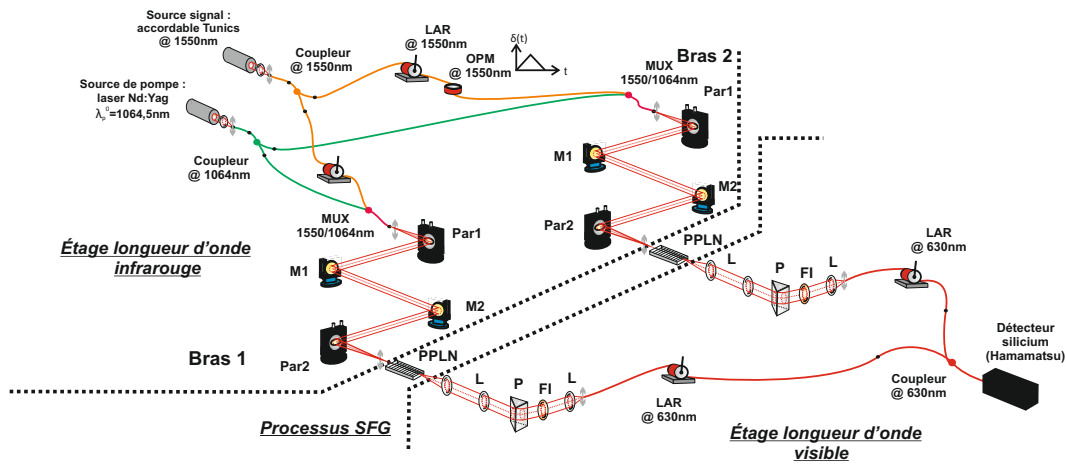


FIGURE 4.9 – Schéma de l'interféromètre avec les sources et le détecteur utilisés pour l'analyse de la cohérence d'une source infrarouge monochromatique.

Nous travaillons avec les guides d'onde PPLN utilisés lors de la caractérisation des rendements globaux des deux bancs de conversion utilisés sur l'interféromètre. Réaliser le même processus de somme de fréquences dans ces deux guides revient à superposer leur courbe d'efficacité de

conversion respectives. Pour vérifier cette superposition, nous suivons le protocole établi précédemment qui nous permet de mesurer l'efficacité de conversion associée à chacun des guides d'onde PPLN employés en scannant la longueur d'onde émise par la source signal accordable autour de 1550 nm. Nous pouvons ainsi vérifier que leurs températures sont correctement ajustées pour optimiser le recouvrement de leur courbe d'efficacité.

Les efficacités de conversion normalisées des deux guides utilisés sont représentées sur la figure 4.10 pour des températures de cristal respectivement de 85,50°C pour le bras 1 et de 104,25°C pour le bras 2. Comme nous l'avons expliqué auparavant, la différence des températures des cristaux de PPLN pour réaliser le même processus non-linéaire est due au fait que les guides d'onde utilisés ne présentent pas la même période de poling (respectivement $\Lambda_1 = 10,90 \mu\text{m}$ pour le cristal de PPLN du bras 1 et $\Lambda_2 = 10,85 \mu\text{m}$ pour le cristal de PPLN du bras 2).

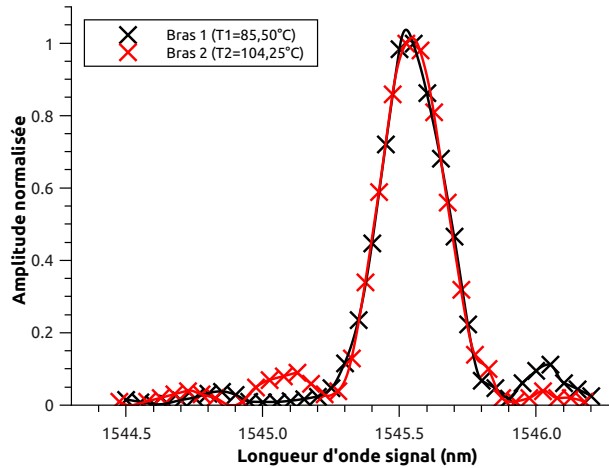


FIGURE 4.10 – Superposition des courbes d'efficacité de conversion normalisées sur les deux bras de l'interféromètre à somme de fréquences. La température de cristal est de $T_1 = 85,50^\circ\text{C}$ sur le bras 1 et de $T_2 = 104,25^\circ\text{C}$ sur le bras 2. Le maximum de conversion est obtenu pour une longueur d'onde signal $\lambda_s = 1545,55 \text{ nm}$.

Ici, la superposition des courbes d'efficacité de conversion confirme que la configuration actuelle de l'interféromètre nous permet de réaliser le même processus de somme de fréquences sur chacun des bras de l'instrument. Dans la suite des travaux présentés dans ce manuscrit, nous continuerons à utiliser les guides d'onde employés ici car, hormis leur bon rendement de conversion, ces derniers présentent les courbes d'efficacité de conversion les plus proches de la théorie qu'il nous est possible d'obtenir avec nos cristaux de PPLN.

Sur la figure 4.10, nous observons que le maximum de conversion est obtenu pour une longueur d'onde de signal infrarouge à convertir $\lambda_s = 1545,55$ nm. Dans la suite de cette partie, la longueur d'onde d'émission de la source infrarouge étudiée correspondra à celle de ce maximum de conversion.

4.2.2 Résultats et conclusion

Maintenant que les processus de conversion de fréquence mis en œuvre sur l'interféromètre ont été ajustés pour optimiser la symétrie entre les deux bras de l'instrument, nous pouvons procéder à l'analyse de la cohérence temporelle de la source signal infrarouge. Pour réaliser cette analyse, nous avons pris quelques précautions dans le but de maximiser les contrastes observés et de caractériser le plus précisément possible notre instrument :

- lors de chaque mesure, la différence de photométrie entre les deux bras de l'instrument a été corrigée de façon à conserver un contraste expérimental maximal,
- l'acquisition des franges d'interférence a été réalisée durant une période de plusieurs heures pour quantifier la stabilité de notre instrument,
- entre chaque mesure, nous ne procédons à aucun réglage sur l'interféromètre, hormis la correction de photométrie évoquée ci-dessus.

Les valeurs de contraste mesurées dans cette configuration sont reportées sur le tableau 4.1. Chacune des valeurs présentées ici est une valeur moyenne obtenue après 30 acquisitions successives du contraste des franges observées sur une trame de durée 100 ms.

Nous obtenons ici une valeur moyenne de contraste égale à 97,8% sur une durée de plus de cinq heures avec un écart-type RMS inférieur à 1%. Ces résultats démontrent la grande maîtrise et la stabilité de notre interféromètre à somme de fréquences. De plus, la faible différence entre les valeurs de contraste mesurées expérimentalement et celle du maximum théorique observable lors de l'analyse d'une source monochromatique prouve que notre instrument respecte bien les différentes contraintes liées à une observation en mode interférométrique. Après vérification des différents éléments optiques de l'instrument, la différence entre les valeurs expérimentales et la théorie provient principalement d'un défaut d'orientation des axes neutres dans les connectiques entre les lignes à retard et le coupleur 2x2 utilisés sur l'étage visible du dispositif (voir figure

Tableau 4.1 – Contrastes mesurés lors de l'analyse dans le visible de la cohérence temporelle d'une source infrarouge monochromatique convertie en fréquence

Temps (min)	Contraste mesuré (%)
0	97,35
63	97,55
119	96,30
201	98,95
262	98,85
318	98,10
363	97,65
Contraste moyen (%)	97,80
Écart-type RMS (%)	0,90

4.6). Nous devons, dans les études présentées dans la suite de ce manuscrit, prendre en compte ce défaut lors du traitement des résultats expérimentaux obtenus.

Maintenant que nous avons démontré la capacité de notre interféromètre à réaliser dans le visible l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge monochromatique, nous allons procéder à la caractérisation de ses défauts lors de l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge possédant une large bande spectrale.

Troisième partie

Analyse de la cohérence temporelle et spatiale de sources infrarouges large bande avec l'interféromètre à somme de fréquences

Caractérisation du fonctionnement de l'interféromètre lors de l'analyse d'une source infrarouge large bande

5.1 Contraintes liées à l'analyse d'une source infrarouge large bande

Maintenant que nous avons caractérisé les défauts de l'interféromètre à somme de fréquences en procédant à l'analyse de la cohérence temporelle d'une source quasi-monochromatique, nous allons dans ce chapitre nous intéresser au fonctionnement de ce dispositif lorsque la source à analyser présente une bande spectrale étendue. En effet, réaliser l'analyse de la cohérence de ce type de source avec notre instrument va ajouter un degré de complexité supplémentaire concernant le maintien de la symétrie entre ses bras interférométriques.

Pour illustrer cette difficulté, nous considérons un signal infrarouge centré en λ_s^0 et présentant une densité spectrale de puissance constante sur une bande spectrale $\Delta\lambda_s$ très supérieure à l'acceptance spectrale du cristal de PPLN utilisé. Dans le cas où le processus de somme de fréquences est alimenté par une source de pompe monochromatique, la densité spectrale de puissance de ce signal infrarouge sera, pendant le processus non-linéaire, multipliée par l'efficacité

de conversion associée au cristal de PPLN employé. Cette dernière agit alors comme un filtre spectral sur le signal incident, ce qui implique, comme l'illustre la figure 5.1, que le spectre du signal converti aux longueurs d'onde visibles centré en λ_c^0 sera complètement défini par cette courbe d'efficacité de conversion.

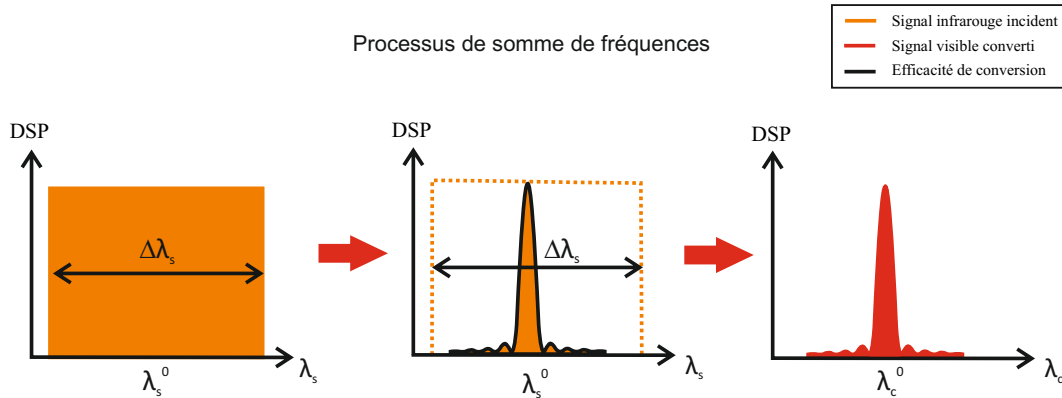


FIGURE 5.1 – Illustration de l'effet de filtrage lié à la conversion d'un signal infrarouge large bande spectrale.

L'apparition de cet effet de « filtrage » lors du processus de somme de fréquences impose, pour garantir la ressemblance des signaux visibles mélangés à la sortie de l'interféromètre, que les courbes d'efficacité de conversion obtenues sur les bras de l'instrument soient les plus semblables possible. À défaut, si cette condition n'était pas remplie, il faudrait au moins que les défauts induits par l'interféromètre soient stables et répétables de façon à pouvoir les calibrer comme dans le cas d'un instrument classique. Dans le cas contraire, il serait impossible de procéder à une analyse de cohérence haut contraste sur une source infrarouge large bande spectrale avec cet instrument.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande spectrale temporellement incohérente avec l'interféromètre à somme de fréquences. Au travers de cette mesure, nous allons caractériser la symétrie des bras de l'instrument lors de son fonctionnement en large bande. Cette étude est divisée en trois parties :

- une approche théorique de cette analyse de cohérence temporelle au travers de notre instrument,
- une description de la configuration de l'interféromètre employée pour procéder expérimentalement à cette analyse,

- une description du protocole de mesure et la présentation des résultats expérimentaux.

5.2 Approche théorique de l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande

Dans cette partie, nous allons donner les éléments théoriques nécessaires à la détermination de la fonction de visibilité des franges d'interférence créées à partir du mélange interférométrique de deux signaux polychromatiques quelconques à la sortie des bras de l'interféromètre. Pour simplifier les expressions présentées ci-après, nous considérons ici que les spectres des signaux étudiés sont suffisamment étroits pour négliger les effets de dispersion chromatique. De façon à obtenir une fonction de visibilité exprimée en fonction de la différence de marche entre les deux bras de l'instrument, nous exprimerons les différents termes utilisés dans cette démonstration en fonction du nombre d'onde $\sigma_c = 1/\lambda_c$.

5.2.1 Expression générale de la fonction de visibilité des franges d'interférence lors de la corrélation de deux signaux polychromatiques quelconques

Notons $B_1(\sigma_c)$ la densité spectrale de puissance du signal converti sur le bras 1 de l'interféromètre à somme de fréquences. Nous pouvons définir le spectre du champ électrique $\widetilde{E}_1(\sigma_c)$ associé à ce signal par l'expression :

$$\widetilde{E}_1(\sigma_c) = \widetilde{A}_1(\sigma_c) \cdot \exp(j \cdot \varphi_1(\sigma_c)) \cdot \exp(j \cdot 2\pi \cdot \sigma_c \cdot \delta_1) \quad (5.1)$$

avec $\widetilde{A}_1(\sigma_c)$ et $\varphi_1(\sigma_c)$ le module et la phase spectrale à l'origine de $\widetilde{E}_1(\sigma_c)$. δ_1 représente le chemin optique parcouru sur le bras 1. Nous pouvons exprimer $\widetilde{E}_1(\sigma_c)$ à partir de $B_1(\sigma_c)$ en posant :

$$B_1(\sigma_c) = 2n_1 \cdot \epsilon_0 \cdot c \cdot |\widetilde{E}_1(\sigma_c)|^2 \quad (5.2)$$

$$\text{ainsi : } |\widetilde{E}_1(\sigma_c)| = \widetilde{A}_1(\sigma_c) = \sqrt{\frac{B_1(\sigma_c)}{2n_1 \cdot \epsilon_0 \cdot c}} \quad (5.3)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide et n_1 l'indice de réfraction rencontré par chaque composante spectrale de $B_1(\sigma_c)$ lors de sa propagation sur le bras 1 de l'interféromètre. En suivant le même raisonnement sur le bras 2 de l'instrument, nous pouvons écrire :

$$\widetilde{E}_2(\sigma_c) = \widetilde{A}_2(\sigma_c) \cdot \exp(j \cdot \varphi_2(\sigma_c)) \cdot \exp(j \cdot 2\pi \cdot \sigma_c \cdot \delta_2) \quad (5.4)$$

$$|\widetilde{E}_2(\sigma_c)| = \widetilde{A}_2(\sigma_c) = \sqrt{\frac{B_2(\sigma_c)}{2n_2 \cdot \epsilon_0 \cdot c}} \quad (5.5)$$

avec $\widetilde{A}_2(\sigma_c)$ et $\varphi_2(\sigma_c)$ le module et la phase spectrale à l'origine de $\widetilde{E}_2(\sigma_c)$ et δ_2 le chemin optique parcouru sur le bras 2. n_2 est l'indice de réfraction vu par chaque composante spectrale de la densité spectrale de puissance $B_2(\sigma_c)$ du signal converti sur ce bras. Pour simplifier le raisonnement qui va suivre, nous posons $n_1 = n_2 = n$.

À la sortie de l'instrument, nous procédons à l'intercorrélation des champs convertis sur chaque bras interférométrique. La densité spectrale de puissance du signal détecté après cette opération s'écrit alors pour chacune de ses composantes spectrales :

$$dI(\sigma_c, \delta) = 2n \cdot \epsilon_0 \cdot c \cdot \left[\widetilde{E}_t(\sigma_c) \cdot \widetilde{E}_t^*(\sigma_c) \right] d\sigma_c \quad (5.6)$$

avec $\widetilde{E}_t(\sigma_c) = \widetilde{E}_1(\sigma_c) + \widetilde{E}_2(\sigma_c)$ le spectre du champ total du signal détecté à la sortie de l'instrument et $\delta = \delta_1 - \delta_2$ la différence de marche entre ses deux bras. Après développement de l'équation (5.6), nous obtenons :

$$dI(\sigma_c, \delta) = B_1(\sigma_c) d\sigma_c + B_2(\sigma_c) d\sigma_c + 2\sqrt{B_1(\sigma_c) \cdot B_2(\sigma_c)} \cdot \cos(2\pi \cdot \sigma_c \cdot \delta + \Delta\varphi(\sigma_c)) d\sigma_c \quad (5.7)$$

avec $\Delta\varphi(\sigma_c) = \varphi_1(\sigma_c) - \varphi_2(\sigma_c)$ la phase spectrale différentielle entre $\widetilde{E}_1(\sigma_c)$ et $\widetilde{E}_2(\sigma_c)$. Nous procédons maintenant au calcul de la puissance détectée $I(\delta)$ en sortie de l'instrument pour l'ensemble des composantes spectrales du signal. Il vient alors :

$$I(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_1(\sigma_c) d\sigma_c + \int_{-\infty}^{+\infty} B_2(\sigma_c) d\sigma_c + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{B_1(\sigma_c) \cdot B_2(\sigma_c)} \cdot \cos(2\pi \cdot \sigma_c \cdot \delta + \Delta\varphi(\sigma_c)) d\sigma_c \quad (5.8)$$

Après simplification de l'équation (5.8) et en posant $C = \sqrt{B_1(\sigma_c) \cdot B_2(\sigma_c)} \cdot \exp(j \cdot \Delta\varphi(\sigma_c))$, nous obtenons :

$$I(\delta) = TF_0[B_1] + TF_0[B_2] + 2\Re\{TF[C]\} \quad (5.9)$$

avec :

$$- TF_0[B_1] = \int_{-\infty}^{+\infty} B_1(\sigma_c) d\sigma_c \text{ Transformée de Fourier de } B_1(\sigma_c) \text{ évaluée en } \delta = 0,$$

$$- TF_0[B_2] = \int_{-\infty}^{+\infty} B_2(\sigma_c) d\sigma_c \text{ Transformée de Fourier de } B_2(\sigma_c) \text{ évaluée en } \delta = 0.$$

En posant $I_0 = TF_0[B_1] + TF_0[B_2]$, nous pouvons écrire :

$$I(\delta) = I_0 + 2\Re\{TF[C]\} \quad (5.10)$$

La puissance détectée normalisée s'écrit alors :

$$\frac{I(\delta)}{I_0} = 1 + 2\Re\left\{\frac{TF[C]}{I_0}\right\} \quad (5.11)$$

$$= 1 + 2\left|\frac{TF[C]}{I_0}\right| \cdot \cos(\arg(TF[C])) \quad (5.12)$$

À partir de l'équation (5.12), nous pouvons identifier l'expression du module de la fonction de visibilité des franges d'interférence $|V(\delta)|$ sous la forme :

$$|V(\delta)| = 2\left|\frac{TF[C]}{I_0}\right| \quad (5.13)$$

5.2.2 Cas particulier : corrélation de signaux identiques

À partir de la démonstration précédente, je vais maintenant présenter de façon intuitive le résultat que l'on peut attendre de l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande spectrale avec notre instrument. Notons ici qu'étant donné la largeur spectrale des courbes d'efficacité liées à nos guides d'onde PPLN (de l'ordre du nanomètre), nous pouvons affirmer que la dépendance linéaire à la longueur d'onde des quasi-accords de phase obtenus dans les cristaux est également vraie en nombre d'onde.

Nous considérons un signal infrarouge incident sur l'interféromètre présentant une densité spectrale de puissance constante sur une bande spectrale étendue. Alors, si les processus de somme de fréquences de l'interféromètre sont alimentés par une source de pompe monochromatique, la densité spectrale de puissance des signaux convertis sur l'instrument est totalement définie par les courbes d'efficacité de conversion associées aux guides d'onde PPLN employés. Dans cette configuration, en considérant des processus de somme de fréquences parfaits et identiques et en travaillant sur les densités spectrales de puissance normalisées ($TF_0[B_1^N] = TF_0[B_2^N] = 1$), nous pouvons écrire :

$$B_1^N(\sigma_c) = B_2^N(\sigma_c) = \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k(\sigma_c) \cdot L}{2}\right) \quad (5.14)$$

$$(5.15)$$

avec Δk le désaccord en phase dans le guide d'onde PPLN et L la longueur de ce dernier. En considérant les caractéristiques de nos cristaux de PPLN, cette densité spectrale de puissance, obtenue à la sortie de chaque bras de l'interféromètre, est représentée en fonction de la longueur d'onde du signal converti λ_c et du nombre d'onde associé σ_c sur la figure 5.2.

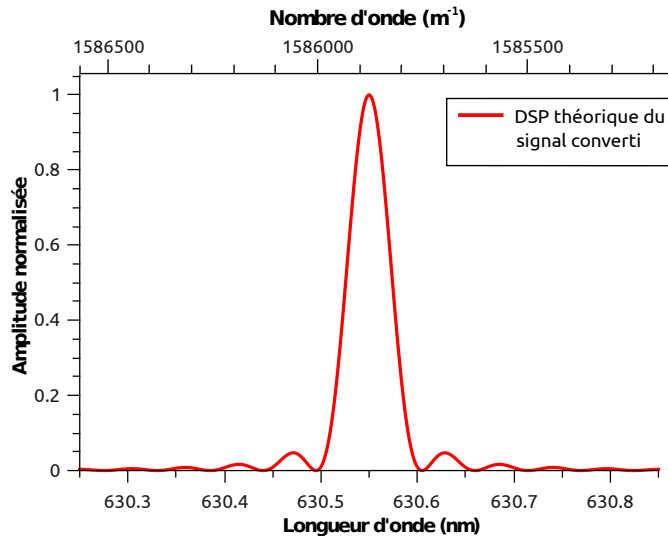


FIGURE 5.2 – Densité spectrale de puissance théorique normalisée en fonction de la longueur d'onde λ_c et du nombre d'onde associé σ_c du signal visible obtenu lors du processus de conversion d'un signal infrarouge large bande dans un cristal de PPLN.

Dans ce cas, le module de la fonction de visibilité des franges d'interférence $|V(\delta)|$ s'écrit :

$$|V(\delta)| = \left| TF \left[\sqrt{B_1^N(\sigma_c) \cdot B_2^N(\sigma_c)} \right] \right| = \left| TF \left[\text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k(\sigma_c) L}{2} \right) \right] \right| \quad (5.16)$$

La courbe correspondant à cette expression de $|V(\delta)|$ est représentée sur la figure 5.3. Elle correspond à l'évolution théorique du contraste des franges d'interférence en fonction de la différence de marche δ appliquée entre les bras de l'instrument dans le cas où les processus de

conversion réalisés sont parfaits et identiques.

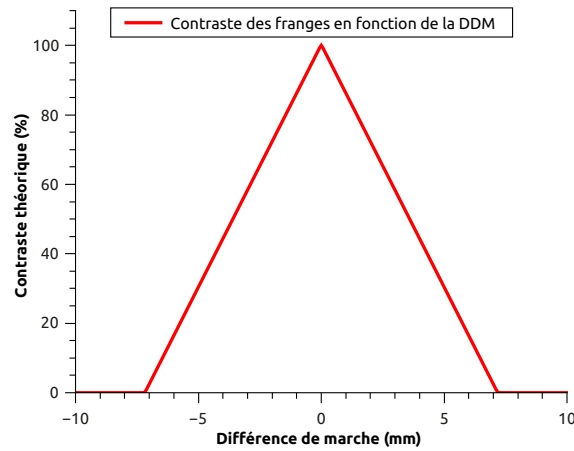


FIGURE 5.3 – Évolution théorique du contraste des franges en fonction de la différence de marche appliquée entre les deux bras de l'interféromètre lors de l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge possédant une large bande spectrale.

Maintenant que nous avons défini le résultat théorique attendu lors de l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande avec l'interféromètre à somme de fréquences, nous allons procéder à sa mesure expérimentale.

5.3 Analyse expérimentale de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande spectrale avec l'interféromètre à somme de fréquences

5.3.1 Configuration de l'interféromètre

La configuration de l'interféromètre à somme de fréquences déployé ici est illustrée sur la figure 5.4. Pour simuler la source «signal» large bande à analyser, nous utilisons une SLED (Superluminescent Light-Emitting Diode) dont la densité spectrale de puissance est représentée sur la figure 5.5. Les caractéristiques de cette source sont :

- longueur d'onde centrale d'émission : $\lambda_s^0 = 1543,6 \text{ nm}$,
- bande spectrale d'émission : $\Delta\lambda_s = 37,6 \text{ nm}$,
- puissance émise sur l'ensemble du spectre : $P_s = 28 \text{ mW}$.

5.3. Analyse expérimentale de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande spectrale

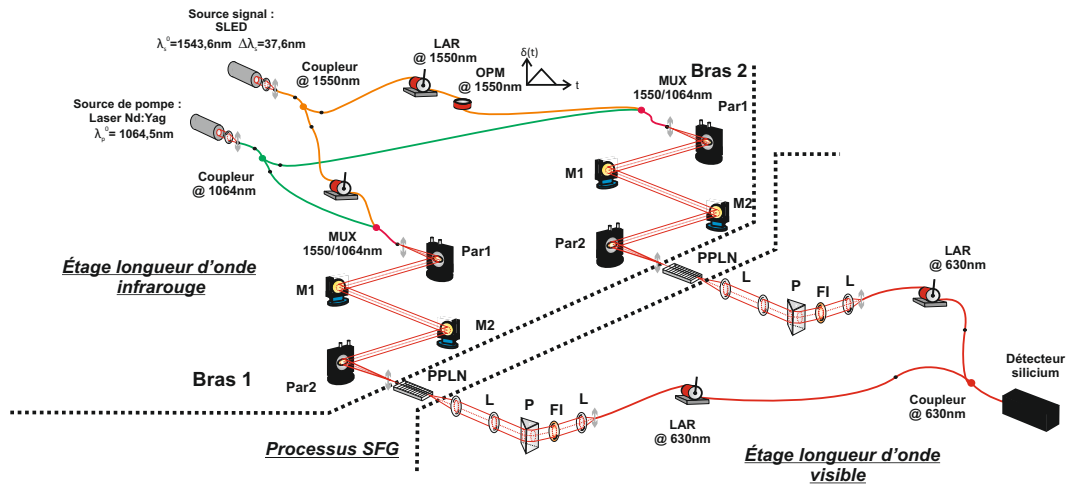


FIGURE 5.4 – Configuration de l'interféromètre à somme de fréquences pour l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande spectrale.

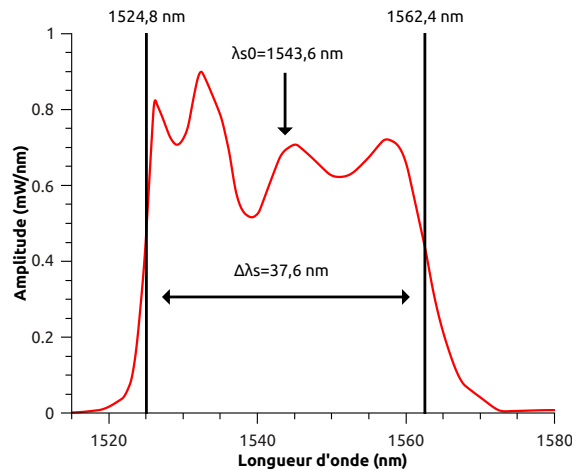


FIGURE 5.5 – Densité spectrale de puissance de la source signal SLED à analyser avec l'interféromètre à somme de fréquences.

Pour alimenter les processus de conversion de fréquence sur chaque bras de l'interféromètre, nous utilisons le laser Nd :Yag employé lors de l'étude précédente. Pour rappel, ce laser émet un faisceau monochromatique de puissance $P_p = 100 \text{ mW}$ à la longueur d'onde $\lambda_p = 1064,0 \text{ nm}$.

Nous avons vu dans le chapitre 3 que les modules de conversion développés dans le cadre de ma thèse permettent de réaliser des processus de somme de fréquences stables au cours du temps. L'allure de leur courbe d'efficacité de conversion ne dépend donc que des caractéristiques intrinsèques des guides d'onde PPLN utilisés. Ainsi, pour pouvoir conserver la symétrie des bras de l'interféromètre lors de l'analyse de la cohérence d'une source infrarouge large bande, il faut

que nous utilisons sur chacun d'entre eux des guides d'onde possédant des courbes d'efficacité de conversion les plus semblables possible.

Pour cela, nous utilisons ici les guides d'onde caractérisés dans la partie 4.2.1 de ce manuscrit. Ainsi, les courbes d'efficacité de conversion des processus de somme de fréquences réalisés sur les bras de l'interféromètre sont parfaitement superposées pour des températures de cristaux de PPLN respectivement de $T_1 = 85,50^\circ\text{C}$ sur le bras 1 et de $T_2 = 104,25^\circ\text{C}$ sur le bras 2 de l'instrument (figure 5.6). Dans cette configuration, la conversion de fréquence est maximale pour une longueur d'onde signal infrarouge $\lambda_s = 1545,55 \text{ nm}$.

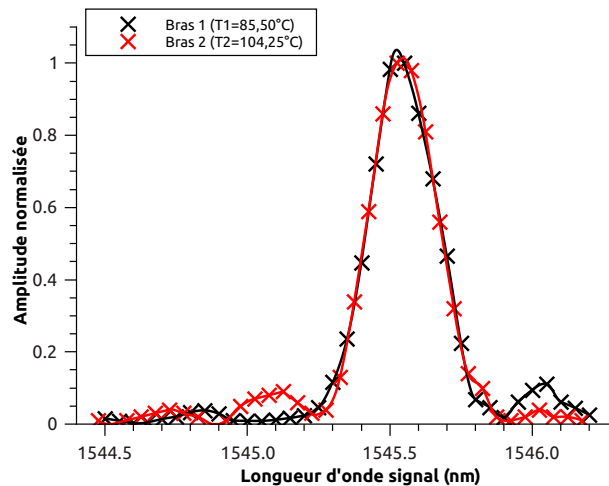


FIGURE 5.6 – Superposition des courbes d'efficacité de conversion normalisées sur les deux bras de l'interféromètre à somme de fréquences. La température du cristal est de $T_1 = 85,5^\circ\text{C}$ sur le bras 1 et de $T_2 = 104,25^\circ\text{C}$ sur le bras 2. Le maximum de conversion est obtenu pour une longueur d'onde signal $\lambda_s = 1545,55 \text{ nm}$.

Nous allons maintenant nous intéresser à la partie de la densité spectrale de puissance de la source SLED qui va effectivement participer aux processus de somme de fréquences sur les bras de l'instrument. En effet, pour correspondre à l'étude théorique présentée dans la partie 5.2.2, il faut que cette partie de la densité spectrale de puissance de la source soit la plus constante possible. En nous appuyant sur les courbes d'efficacité de conversion de la figure 5.6, nous estimons que la bande spectrale de la source SLED qui participe au processus de conversion est égale à $\Delta\lambda = 1,6 \text{ nm}$. Cette estimation est réalisée en tenant compte des premiers lobes secondaires de ces courbes d'efficacité.

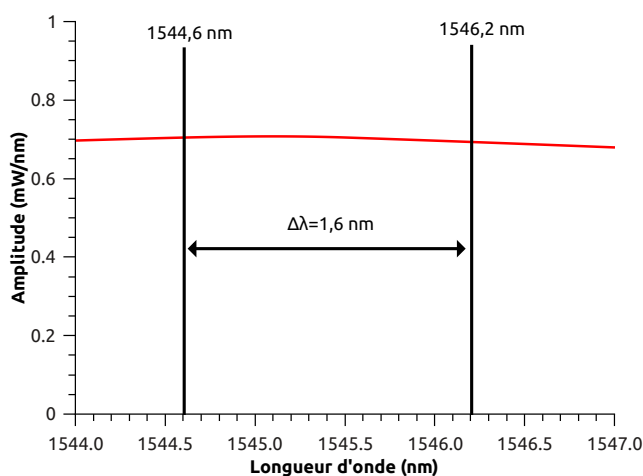


FIGURE 5.7 – Zoom sur la partie de la densité spectrale de puissance de la SLED qui va participer au processus de somme de fréquences sur les bras de l'interféromètre.

La figure 5.7 présente un zoom sur la partie du spectre de la SLED qui va effectivement participer au processus de conversion de fréquence. Sur cette bande spectrale, nous observons que la valeur de la puissance émise par la source présente un écart-type RMS très faible de 0,83% par rapport à sa valeur moyenne. Nous pouvons en déduire que la puissance émise par la SLED sur une bande spectrale de 1,6 nm autour du maximum de conversion ($\lambda_s = 1545,55$ nm) est quasi-constante, ce qui correspond bien à l'étude théorique présentée précédemment. La puissance émise par la source sur cette bande spectrale est égale à $P_s = 1,12$ mW.

Dans la configuration étudiée ici, les puissances des sources signal et pompe employées nous permettent de réaliser la détection des franges d'interférence en sortie de l'interféromètre en régime de détection fort flux. Ainsi, l'acquisition et l'enregistrement du signal détecté sont réalisés au moyen de la photodiode silicium couplée au système d'acquisition piloté par le programme LabView décrit dans la partie 4.1.2, page 81.

5.3.2 Fonction de visibilité théoriquement observable lors de l'analyse de la source SLED dans la configuration actuelle de l'interféromètre

Nous allons ici estimer l'allure de la fonction de visibilité obtenue avec l'interféromètre à somme de fréquences lors de l'analyse expérimentale de la cohérence temporelle de la source

SLED. Pour cela, nous allons procéder au calcul du module de cette fonction à partir de la configuration expérimentale de l'instrument.

Ici, la configuration des processus non-linéaires mis en place sur l'interféromètre permet de parfaitement superposer les lobes principaux des courbes d'efficacité de conversion obtenues sur chaque bras de l'instrument (figure 5.6). Cependant, contrairement au cas théorique présenté dans la partie 5.2.2, ces courbes d'efficacité de conversion expérimentales ne sont pas identiques. Nous procédons donc, à la sortie de l'instrument, à l'intercorrélation de signaux présentant des spectres ne se recouvrant pas parfaitement. Cela va induire une dégradation de la fonction de visibilité associée aux franges d'interférence détectées.

Pour caractériser cette dégradation, nous calculons ici, à partir des courbes d'efficacité de conversion présentées sur la figure 5.6 et de la propriété de conservation de l'énergie dans un processus de somme de fréquences ($1/\lambda_c = 1/\lambda_s + 1/\lambda_p$), les densités spectrales de puissance expérimentales normalisées $B_{1exp}^N(\lambda_c)$ et $B_{2exp}^N(\lambda_c)$ associées aux signaux convertis sur les deux bras de l'interféromètre (figure 5.8, courbe de gauche). À partir de ces densités spectrales, nous déterminons $B_{tot}^N(\lambda_c) = \sqrt{B_{1exp}^N(\lambda_c) \cdot B_{2exp}^N(\lambda_c)}$ la densité spectrale de puissance du signal détecté après le mélange interférométrique (figure 5.8, courbe de droite). Nous considérons ici une phase spectrale différentielle nulle entre les deux bras de l'instrument.

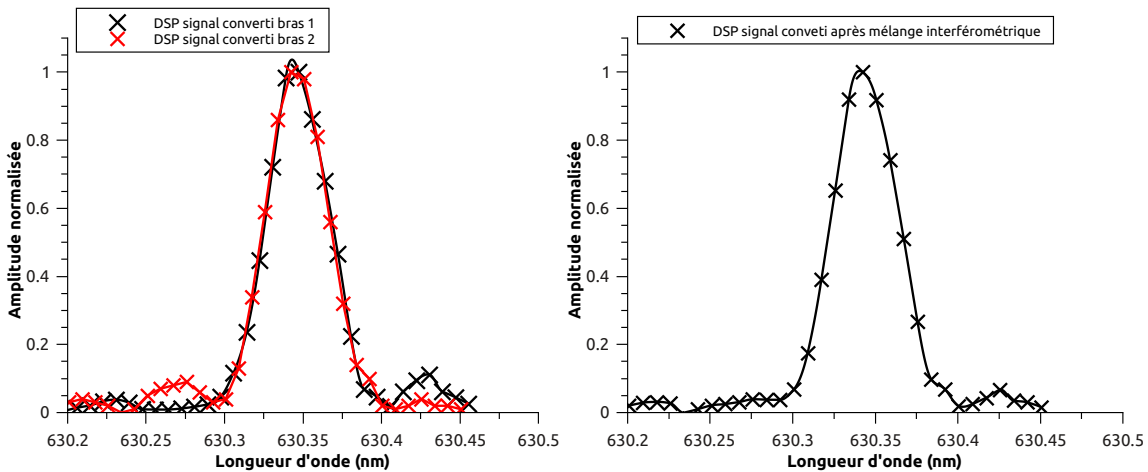


FIGURE 5.8 – À gauche : densité spectrale de puissance des signaux convertis sur les deux bras de l'interféromètre. À droite : densité spectrale de puissance du signal détecté à la sortie de l'interféromètre.

À partir de $B_{tot}^N(\sigma_c)$, avec $\sigma_c = 1/\lambda_c$ le nombre d'onde, nous utilisons le théorème de Wiener-

Kintchine pour déterminer le module de la fonction de visibilité que nous pouvons théoriquement observer dans cette configuration de l'interféromètre. Son évolution en fonction de la différence de marche entre les deux bras de l'instrument est représentée sur la figure 5.9.

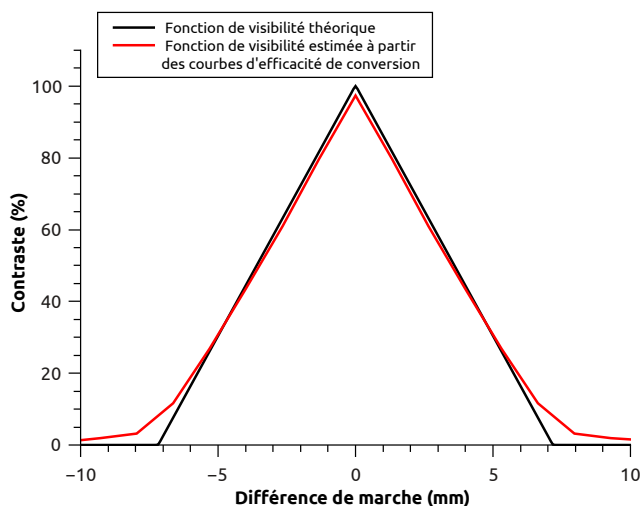


FIGURE 5.9 – Fonction de visibilité théorique, estimée à partir des courbes d'efficacité de conversion obtenues dans la configuration de l'interféromètre utilisée. Le contraste maximum est ici de $C_{Mth} = 97,40\%$.

Nous mesurons ici un contraste maximum des franges $C_{Mth} = 97,40\%$ lorsque la différence de marche entre les deux bras de l'instrument est nulle. Cette mesure nous permet d'estimer l'allure de la fonction de visibilité que nous devons mesurer expérimentalement lors de l'analyse de la cohérence temporelle de la source SLED. Ainsi, si le résultat obtenu lors de cette analyse expérimentale est proche de l'allure de la fonction de visibilité déterminée ici, cela démontrera la qualité des résultats fournis par notre instrument.

5.3.3 Mesure préliminaire : caractérisation du fond incohérent généré dans les cristaux de PPLN

Lors de la description de la configuration de l'interféromètre, nous avons estimé que la conversion de fréquence ne concernait effectivement qu'une très faible partie (1,6 nm) de la bande spectrale d'émission de la source SLED à analyser ($\Delta\lambda_s = 37,6$ nm). Dans ces conditions et avec des courbes d'efficacité de conversion superposées, nous pouvons supposer que l'intégralité des signaux convertis sur les deux bras de l'interféromètre participe au phénomène d'interférence à

la sortie de ce dernier.

Cependant, si une partie des signaux convertis sur les bras de l'instrument ne participait pas à la formation des franges d'interférence tout en étant détectée, alors ces « parasites » agiraient comme un fond incohérent lors de la détection des franges et provoqueraient une baisse de leur contraste comme l'illustre la figure 5.10.

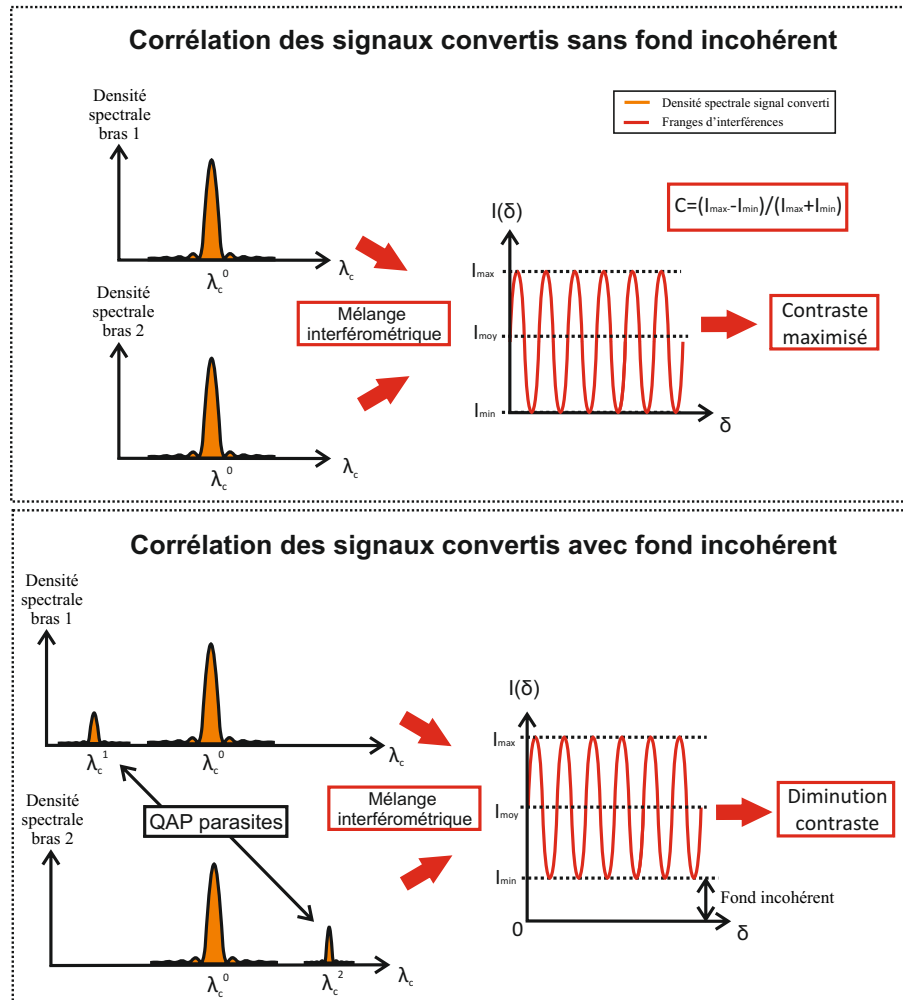


FIGURE 5.10 – Influence de la présence d'un fond incohérent dans le signal converti sur chaque bras de l'instrument sur la valeur de contraste mesurée à la sortie de l'interféromètre. Ce fond incohérent est généré par des quasi-accords de phase (QAP) parasites dans les cristaux de PPLN.

Pour caractériser expérimentalement l'apparition de ce fond incohérent lors de la détection du signal visible en sortie de l'interféromètre, nous procédons, au moyen de la source infrarouge accordable utilisée précédemment, à un balayage de la longueur d'onde « signal » sur l'ensemble de la bande spectrale émise par la source SLED à caractériser. Cette opération nous permet de

détecter la présence de « points » de conversion de fréquence hors de la bande spectrale de 1,6 nm définie précédemment.

L'apparition de ces points de conversion résultent de quasi-accords de phase parasites sur les cristaux de PPLN utilisés. Ces derniers proviennent d'une excitation imparfaite du mode fondamental du signal converti dans les guides d'onde employés, ce qui entraîne l'excitation de modes spatiaux d'ordre plus élevé aux longueurs d'onde visibles. Cependant, en déterminant par la mesure décrite ci-dessus la puissance associée à ces modes spatiaux sur la bande spectrale de la SLED, nous pouvons corriger leur impact sur la valeur du contraste mesuré. Cette correction se fera alors en post-traitement des données expérimentales brutes.

Expérimentalement, nous avons relevé différents points de conversion parasites dans les guides d'onde PPLN que nous utilisons. Comme ces quasi-accords de phases sont créés à des longueurs d'onde différentes sur les deux bras de l'instrument, ils ne participent pas au phénomène d'interférence à sa sortie et peuvent effectivement être considérés comme un fond incohérent. Lors de cette mesure, nous avons relevé un fond incohérent équivalent respectivement à 3 % et 4 % de la puissance du signal converti participant au phénomène d'interférence sur les bras 1 et 2 de l'interféromètre. Dans le cas présent, ce fond incohérent entraînerait une baisse du contraste des franges d'interférence de 3,5 % s'il n'était pas corrigé.

5.3.4 Protocole expérimental de mesure et traitement des données

Pour réaliser l'analyse de la cohérence temporelle de la source SLED, nous procédons à une mesure du contraste des franges détectées à la sortie de l'interféromètre en fonction d'une différence de marche appliquée sur son étage infrarouge (figure 5.4). Pour cela, nous utilisons les lignes à retard fibrées décrites dans la partie 4.1.1 de ce manuscrit.

Pour chaque différence de marche appliquée sur l'interféromètre, nous procédons aux relevés suivants :

- dans un premier temps, nous mesurons le contraste C_{mono} des franges d'interférence détectées en utilisant une source signal infrarouge quasi-monochromatique (dans notre cas, la source accordable Tunics). Nous mesurons ici $C_{mono} = 97,8\%$,

- avec la source SLED, nous mesurons ensuite la photométrie à la sortie de chaque bras de l'interféromètre, respectivement notée I_1 pour le bras 1 et I_2 pour le bras 2,
- enfin, nous procédons à l'acquisition des franges d'interférence observées avec cette même source.

En nous appuyant sur les enregistrements des différentes mesures présentées ci-dessus, nous procédons à une correction de la fonction de visibilité mesurée expérimentalement avec la source SLED. Cette correction des résultats expérimentaux tient compte des différents défauts de l'interféromètre que nous avons précédemment identifiés et qui sont susceptibles de dégrader les résultats de l'analyse. Elle est ici réalisée à l'aide d'un programme LabView fonctionnant de la façon suivante (figure 5.11) :

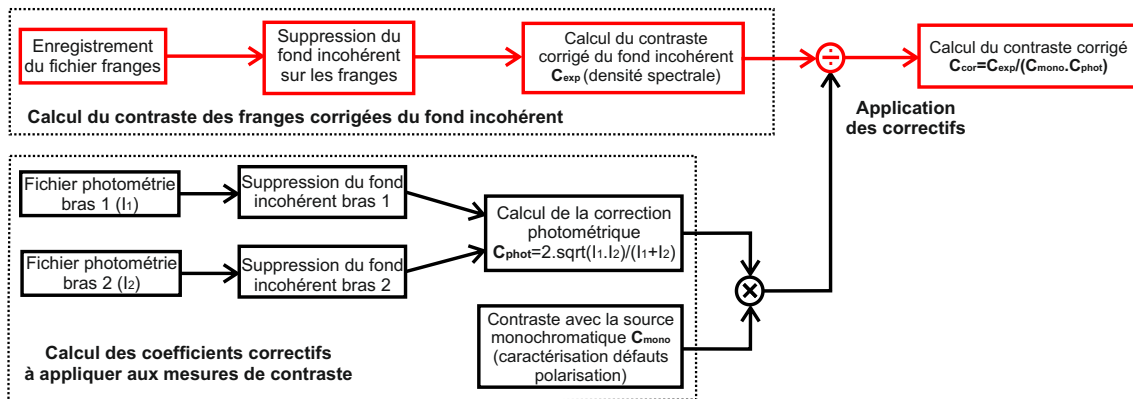


FIGURE 5.11 – Principe de la correction des données acquises avec l'interféromètre à somme de fréquences lors de l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande.

- dans un premier temps, le programme supprime le fond incohérent des enregistrements de photométrie I_1 et I_2 réalisés sur les deux bras de l'instrument,
- à partir de ces valeurs de photométrie corrigées, le programme calcule la correction photométrique C_{phot} à appliquer au contraste des franges d'interférence détectées à la sortie de l'interféromètre grâce à la relation :

$$C_{phot} = \frac{2\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} \quad (5.17)$$

- parallèlement à ce calcul, la puissance totale associée au fond incohérent détecté à la sortie de l'instrument est soustraite des interférogrammes acquis lors de l'analyse de

la cohérence temporelle de la SLED. Cette opération permet d'annuler l'impact de ce fond incohérent sur les mesures. Le programme calcule alors le contraste C_{exp} des franges d'interférence à partir de leur densité spectrale de puissance (voir partie 1.2.1, page 12).

- enfin, le programme applique aux différentes valeurs de C_{exp} les facteurs correctifs liés aux défauts de l'interféromètre par la relation :

$$C_{cor} = \frac{C_{exp}}{C_{phot} \cdot C_{mono}} \quad (5.18)$$

Avec C_{phot} le facteur de correction photométrique calculé précédemment et C_{mono} le facteur de correction des défauts de polarisation de l'instrument (voir partie 4.2.2, page 88).

5.3.5 Résultats expérimentaux

Nous présentons ici les résultats expérimentaux obtenus avec l'interféromètre à somme de fréquences lors de l'analyse de la cohérence temporelle de la source SLED. À l'aide des relevés réalisés, nous allons caractériser le fonctionnement de l'instrument en terme de :

- qualité de l'analyse de cohérence réalisée,
- répétabilité des résultats obtenus dans la configuration étudiée.

Fonction de visibilité expérimentale obtenue avec l'interféromètre à somme de fréquences

Le contraste des franges d'interférence corrigé $C_{cor}(\delta)$ qui est détecté à la sortie de l'interféromètre en fonction de la différence de marche appliquée entre ses bras est représenté sur la figure 5.12.

Nous observons sur ce relevé que l'allure de la fonction de visibilité mesurée expérimentalement est très proche de celle de son équivalent théorique, estimée à partir de la configuration expérimentale de l'instrument. De plus, nous mesurons ici pour une différence de marche nulle un contraste maximal $C_{Mcor} = 91,4\%$, ce qui est proche de l'estimation précédente (écart relatif de 6,1 % par rapport à la valeur théorique $C_{Mth} = 97,4\%$).

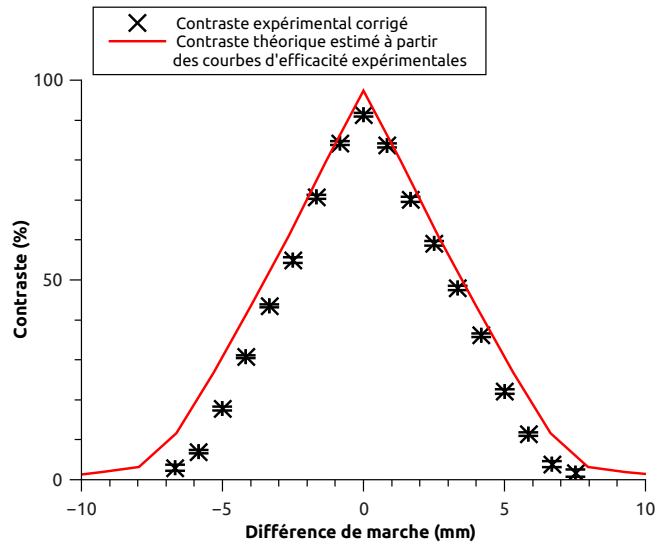


FIGURE 5.12 – Fonction de visibilité expérimentale corrigée obtenue lors de l'analyse de la cohérence de la source infrarouge large bande SLED. Le contraste maximum mesuré ici est de $C_{Mcor} = 91,4\%$.

Ces résultats attestent de la possibilité d'utiliser l'interféromètre à somme de fréquences pour procéder à l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande spectrale.

Répétabilité des résultats expérimentaux

Nous nous intéressons maintenant à la répétabilité des résultats obtenus avec l'interféromètre à somme de fréquences lors de l'analyse de la source SLED. Pour cela, nous comparons les résultats expérimentaux obtenus pour une même configuration de l'instrument déployée à deux périodes différentes :

- les premiers résultats ont été obtenus au cours du mois de juillet 2012. Ce sont les résultats qui ont permis la caractérisation du fonctionnement de l'interféromètre présenté ci-dessus,
- la seconde série de mesures a été enregistrée au cours du mois de mai 2013 dans les mêmes conditions de fonctionnement que précédemment.

Les résultats obtenus sur ces deux périodes sont comparés sur la figure 5.13. Nous observons sur cette figure que les résultats expérimentaux obtenus à 11 mois d'intervalle sont quasi-identiques pour chaque différence de marche imposée sur l'instrument et correspondent toutes deux à l'allure de la fonction de visibilité théorique calculée précédemment. La répétabilité des

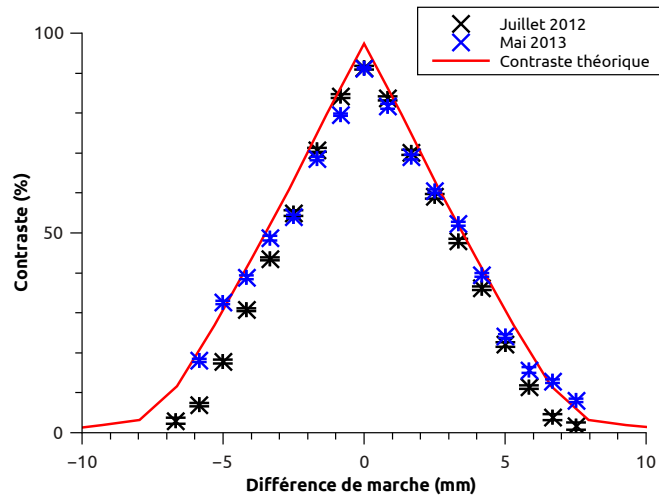


FIGURE 5.13 – Superposition du module des fonctions de visibilité mesurées en juillet 2012 (croix noires) et mai 2013 (croix bleues).

résultats obtenus démontre bien la stabilité de fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences lors de l'analyse d'une source infrarouge large bande spectrale.

5.3.6 Conclusion

Nous avons réalisé ici la mesure expérimentale de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande spectrale avec l'interféromètre à somme de fréquences. Nous avons ainsi obtenu des résultats expérimentaux proches de la théorie en terme d'évolution de la fonction de visibilité des franges d'interférence détectées, avec notamment un contraste maximal $C_{Mcor} = 91,4\%$ lorsque la différence de marche est annulée entre les voies interférométriques. Ces résultats valident la possibilité d'utiliser notre instrument pour caractériser ce type de source.

De plus, nous avons démontré la répétabilité des résultats obtenus avec ce dispositif sur une longue période. Ce constat nous permet d'avancer la possibilité de procéder à une calibration des biais de mesures expérimentaux induits par l'interféromètre lors de son utilisation.

5.4 Impact d'un décalage en longueur d'onde des processus de conversion sur la fonction de visibilité observée à la sortie de l'interféromètre

Au cours des travaux présentés ci-dessus, nous avons tâché de travailler dans une configuration où les bras de l'interféromètre sont les plus symétriques possible. Cependant, dans un souci de caractériser le fonctionnement de cet instrument dans toutes les configurations qu'il pourrait rencontrer, nous allons maintenant procéder à l'analyse de la cohérence temporelle de la même source infrarouge large bande que précédemment, mais cette fois en appliquant volontairement un décalage spectral des courbes d'efficacité de conversion obtenues sur les deux bras de l'instrument. Cette mesure permettra de quantifier l'impact d'une telle dissymétrie sur l'évolution de la fonction de visibilité des franges d'interférence détectées.

5.4.1 Configuration de l'interféromètre à somme de fréquences et protocole de mesure

La configuration de l'interféromètre est ici la même que celle décrite dans la partie 5.3.1. Pour décaler en longueur d'onde les processus de somme de fréquences, nous procédons aux réglages suivants :

- la température du cristal de PPLN utilisé sur le bras 1 est fixée à $T_1 = 85,50^\circ\text{C}$ comme dans l'étude précédente,
- la température du cristal utilisé sur le bras 2 est modifiée autour de sa valeur permettant une superposition idéale des courbes d'efficacité de conversion ($T_2 = 104,25^\circ\text{C}$).

Connaissant, pour une longueur d'onde de pompe fixe, la correspondance entre l'évolution de la température du cristal non-linéaire et celle de la longueur d'onde « signal » convertie avec une efficacité maximale ($0,3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$), nous pouvons imposer, dans la configuration utilisée ici, une modification du processus de conversion réalisé sur le bras 2 de l'instrument en modifiant la température du guide d'onde PPLN.

Par cette méthode, nous imposons différentes valeurs de décalage spectral $\Delta\lambda_{dec} = \lambda_{s2} - \lambda_{s1}$ entre la longueur d'onde « signal » infrarouge λ_{s2} convertie avec un maximum d'efficacité sur le bras 2 de l'interféromètre et son équivalent λ_{s1} obtenu sur le bras 1 ($\lambda_{s1} = 1545,55$ nm pour $T_1 = 85,50^\circ\text{C}$). Pour chaque configuration de décalage étudiée, les valeurs de $\Delta\lambda_{dec}$ sont mesurées en post-traitement à partir des courbes d'efficacité de conversion enregistrées à la sortie de chacune des voies interférométriques.

5.4.2 Résultats expérimentaux et interprétations

En suivant le procédé présenté ci-dessus, nous avons imposé quatre valeurs de décalage spectral $\Delta\lambda_{dec}$ différentes entre les processus non-linéaires réalisés sur l'interféromètre. Pour chacune de ces configurations, nous avons procédé à l'analyse de la cohérence temporelle de la source SLED. Les résultats de ces mesures, corrigés en suivant le procédé vu dans la partie 5.3.4, sont comparés ci-après à leurs homologues théoriques, simulés pour les mêmes configurations de l'interféromètre en considérant une phase spectrale différentielle nulle entre ses bras. Nous nous intéresserons dans un premier temps aux résultats obtenus pour $|\Delta\lambda_{dec}| < 0,15$ nm et dans un second temps pour $|\Delta\lambda_{dec}| > 0,15$ nm.

Étude d'un décalage $|\Delta\lambda_{dec}|$ inférieur à 0,15 nm

Nous considérons ici deux valeurs de décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda_{dec}$ respectivement égales à $-0,08$ nm et $+0,14$ nm. Pour ces deux configurations, nous avons mesuré les courbes d'efficacité de conversion de chacun des bras de l'instrument et les courbes d'évolution du contraste des franges d'interférence associées. Ces résultats sont présentés sur la figure 5.14.

Nous observons que le décalage en longueur d'onde des processus de conversion entraîne une forte baisse du contraste maximal mesuré à la différence de marche nulle. Sur les relevés étudiés ici, le contraste maximal mesuré C_{Mcor} a une valeur respectivement égale à 83,5 % pour un décalage $\Delta\lambda_{dec} = -0,08$ nm et à 70,5 % pour $\Delta\lambda_{dec} = +0,14$ nm (à comparer avec $C_{Mcor} = 91,4$ % dans la configuration de fonctionnement optimale). Ce constat démontre logiquement que plus les processus de somme de fréquences réalisés sur les bras de l'instrument sont différents,

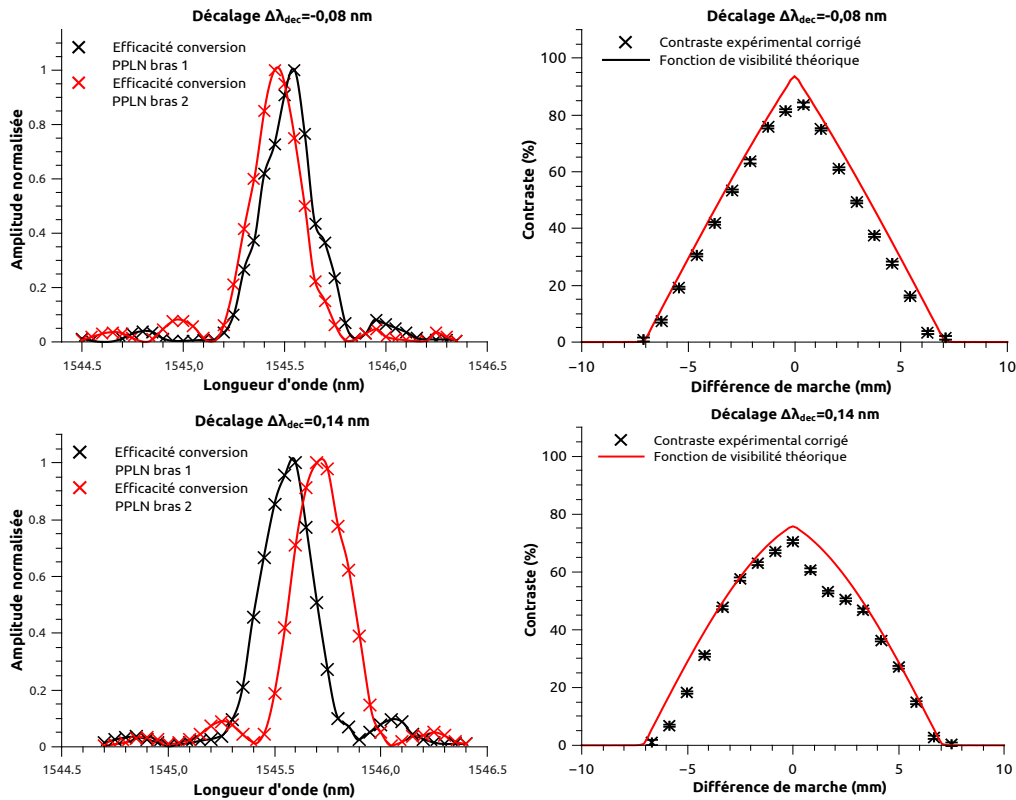


FIGURE 5.14 – Courbes d’efficacité de conversion (à gauche) et d’évolution du contraste des franges d’interférence (à droite) mesurées pour des décalages en longueur d’onde $\Delta\lambda_{dec}$ de valeur $-0,08$ nm et $+0,14$ nm entre les deux bras de l’interféromètre.

plus les signaux mélangés à la sortie de ces derniers deviennent incohérents l’un par rapport à l’autre.

De plus, nous observons ici que l’allure des fonctions de visibilité observées expérimentalement est proche de celle des courbes théoriques calculées pour les mêmes configurations des processus de conversion. Ainsi, il est envisageable dans le cas où $|\Delta\lambda_{dec}| < 0,15$ nm de pouvoir estimer le biais de mesure lié au décalage des processus de conversion et de calibrer, comme précédemment, leur impact sur l’analyse de cohérence réalisée.

Étude d’un décalage $|\Delta\lambda_{dec}|$ supérieur à 0,15 nm

Nous considérons maintenant deux valeurs de décalage en longueur d’onde $\Delta\lambda_{dec}$ respectivement égale à $-0,28$ nm et $+0,33$ nm. Comme précédemment, nous avons mesuré pour ces

configurations les courbes d'efficacité de conversion et les courbes d'évolution du contraste des franges d'interférence (figure 5.15).

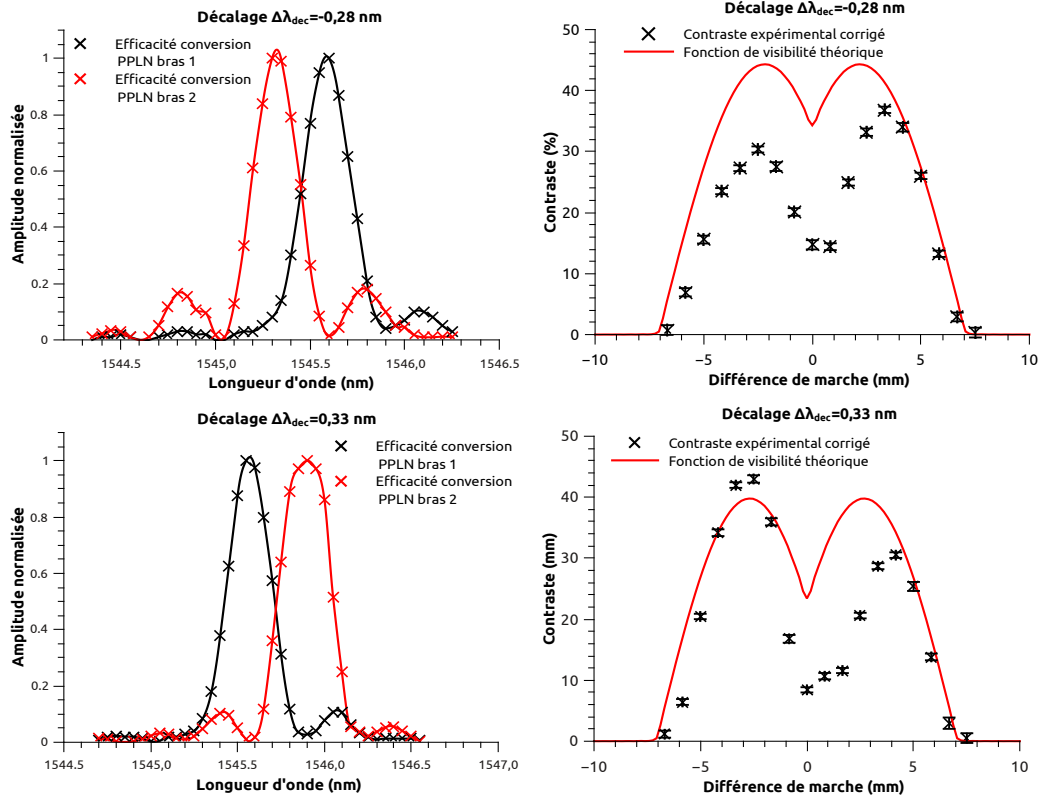


FIGURE 5.15 – Courbes d'efficacité de conversion (à gauche) et d'évolution du contraste des franges d'interférence (à droite) mesurées pour des décalages en longueur d'onde $\Delta\lambda_{dec}$ de valeur $-0,28$ nm et $+0,33$ nm entre les deux bras de l'interféromètre.

Contrairement aux décalages étudiés précédemment, nous observons ici, pour les deux mesures réalisées, que la fonction de visibilité mesurée expérimentalement ne correspond pas à son homologue théorique. En effet, nous notons la présence d'une dissymétrie centrée à la différence de marche nulle sur les relevés expérimentaux alors que les courbes théoriques présentent toutes deux un axe de symétrie vertical en ce point. De plus, il s'avère que la dissymétrie des fonctions de visibilité mesurées expérimentalement s'inverse en fonction du signe du décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda_{dec}$.

Pour vérifier que la dissymétrie observée sur les relevés expérimentaux n'est pas liée à un défaut de mesure ponctuel sur notre instrument, nous procédons, à 11 mois d'intervalle, à une seconde mesure de la fonction de visibilité des franges dans le cas où $\Delta\lambda_{dec} \approx 0,3$ nm (figure

5.16). D'après les résultats de cette seconde mesure, il semble que la dissymétrie de la fonction de visibilité des franges soit répétable pour la configuration de l'interféromètre étudiée.

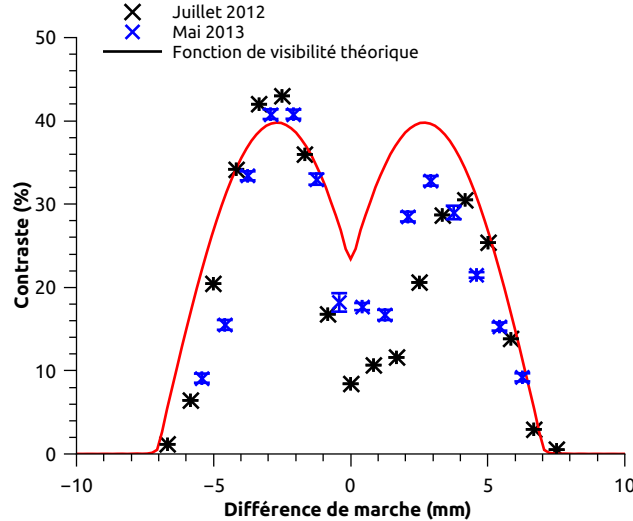


FIGURE 5.16 – Répétabilité de la dissymétrie observée sur la fonction de visibilité pour $\Delta\lambda_{dec} \approx 0,3$ nm.

La seule origine possible à cette déformation des fonctions de visibilité expérimentales est une différence de phase spectrale entre les deux bras de l'interféromètre (contrairement à ce que nous avons imposé pour les simulations correspondantes). De plus, comme cette déformation évolue en fonction du signe de $\Delta\lambda_{dec}$ (figure 5.15), cela signifie que cette phase spectrale différentielle serait essentiellement d'ordre trois. Comme la largeur de la bande spectrale du signal infrarouge participant au processus de conversion est faible (1,6 nm, estimée dans la partie 5.3.1), nous pouvons affirmer que cette phase différentielle n'est pas générée au cours de la propagation des signaux dans les fibres optiques déployées sur l'instrument. Il semblerait donc que cet effet trouve sa source dans les processus de conversion eux-mêmes.

Pour que les processus de somme de fréquences opérés sur les bras de notre instrument soient à l'origine d'une phase spectrale différentielle, cela implique que chacun d'eux opère non seulement une translation en longueur d'onde du module du spectre du signal infrarouge incident, mais également une modification de sa phase spectrale associée. Ainsi, en supposant que chaque processus opère le même effet sur la phase spectrale du signal à convertir, le différentiel mesuré à la sortie de l'instrument serait nul dans le cas où les processus non-linéaires sont identiques

(voir partie 5.3) et deviendrait de plus en plus important si ces derniers se décalent en longueur d'onde, comme cela est le cas ici.

Le dispositif expérimental que nous utilisons étant composé de deux voies interférométriques, il nous est en théorie possible de procéder à la mesure de la phase spectrale des signaux générés au cours des processus de somme de fréquences par la méthode du spectre cannelé [Shang 81]. Cependant, la largeur du spectre du signal converti sur chaque bras de l'instrument (1,6 nm) impose l'utilisation d'un spectromètre possédant une forte résolution (de l'ordre de la dizaine de picomètres) aux longueurs d'onde visibles dont nous ne disposons pas. Nous pouvons cependant noter qu'une telle déformation de la fonction de visibilité des franges d'interférence implique que l'effet de phase spectrale différentielle est très important sur une bande spectrale très étroite. Au moment de la rédaction de ce manuscrit (juin 2013), l'origine de cet effet dans un processus de somme de fréquences reste encore méconnue.

5.5 Conclusion générale sur le fonctionnement de l'instrument en large bande

Dans ce chapitre, nous avons étudié le fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences dans le cas de l'analyse de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande spectrale. Nous avons, en réalisant cette étude, décrit et caractérisé les différents défauts que l'instrument présente dans cette configuration et obtenu des résultats de mesures expérimentaux concordant avec la théorie (voir partie 5.3.6).

Par la suite, nous avons approfondi la caractérisation de l'interféromètre en étudiant les limites de fonctionnement de ce dernier dans le cas où les processus de somme de fréquences réalisés sur ses bras sont différents. Nous avons ainsi démontré, au travers de l'apparition d'un effet de phase spectrale différentielle entraînant la déformation de la fonction de visibilité observée, la nécessité de parfaitement maîtriser les processus non-linéaires opérés sur les bras de l'instrument lors de son utilisation pour caractériser une source infrarouge large bande.

Au cours des différentes études présentées dans ce chapitre, nous avons pu à chaque fois

constater la répétabilité des résultats obtenus avec notre instrument. Cela nous permet d'avancer la possibilité de calibrer les valeurs de contrastes obtenues lors de son utilisation dans une configuration donnée. Ce constat démontre la capacité de ce dispositif à caractériser efficacement une source infrarouge large bande spectrale en procédant à l'analyse de sa cohérence.

6

Analyse de la cohérence spatiale d'une source thermique en régime de comptage de photons

6.1 Contexte et objectifs de l'étude

Maintenant que nous avons entièrement caractérisé le fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences, nous allons resituer le contexte de travail et les objectifs liés au développement de cet instrument. En effet, l'idée qui motive cette proposition instrumentale est la possibilité de faciliter le traitement et la détection du rayonnement infrarouge émis par un objet stellaire en ayant recours à un processus de somme de fréquences. L'utilisation de ce processus non-linéaire permet ainsi l'emploi de technologies matures aux longueurs d'onde visibles ou proches infrarouges en terme de transport, filtrage, recombinaison et détection pour procéder à l'analyse de la cohérence du rayonnement initial de l'étoile. Ainsi, la solution de la tranposition en fréquence permettrait de contourner les limitations technologiques actuellement rencontrées lors de l'étude d'un rayonnement dans le moyen ou le lointain infrarouge (voir partie 1.4.1, page 30).

Afin de vérifier que l'utilisation de processus de somme de fréquences sur les bras de l'in-

terféromètre n'entraîne pas de modification des propriétés de cohérence spatiale de la source infrarouge observée, notre équipe de recherche a précédemment mis en place un banc test constitué d'un interféromètre à somme de fréquences connecté à la sortie d'un banc d'imagerie par synthèse d'ouverture de laboratoire. En utilisant ce dispositif, il a alors été possible de démontrer la conservation de la cohérence spatiale du signal infrarouge après traversée de l'instrument [Brustlein 08] et la possibilité d'avoir recours à la technique de clôture de phase après les processus de conversion [Ceus 11b].

Cependant, de par son architecture décrite dans la référence [Ceus 11a], l'atténuation de ce type de banc d'imagerie (de l'ordre de 60 à 80 dB) impose l'utilisation d'une source laser intense, type DFB, pour réaliser le simulateur d'étoile. Cette contrainte a ainsi limité les démonstrations ci-dessus à des sources infrarouges quasi-monochromatiques. Ces travaux n'ont alors pas eu la portée escomptée dans la communauté des astronomes, la principale critique rencontrée étant que les sources lasers employées pour ces démonstrations présentent un nombre de photons par mode spatio-temporel très important par rapport à celui des sources thermiques que sont les objets stellaires. Ainsi, pour prouver la légitimité de notre proposition instrumentale concernant l'utilisation de processus de somme de fréquences pour traiter et analyser le rayonnement infrarouge émis par une étoile, il est impératif de démontrer expérimentalement la possibilité de caractériser les propriétés de cohérence spatio-temporelle d'une source thermique au travers de ce processus de conversion.

La première étape de ce travail a consisté à démontrer la possibilité de détecter le flux lumineux émis par une source thermique après un processus de somme de fréquences. Pour cela, nous avons développé une réplique des bancs de conversion présentés dans le chapitre 3 de ce manuscrit en vue d'un test sur un site d'observation. La mise en place de ce dispositif a été réalisée par Damien CEUS au cours d'un stage post-doctoral sur le site de l'observatoire du Mauna Kea à Hawaï. En couplant ce banc de conversion à un télescope de 20 centimètres de diamètre, il a été possible de détecter le rayonnement émis par trois étoiles connues (Betelgeuse, Antares et Pollux), autour de 1550 nm, en ayant recours à un processus non-linéaire (article en annexe de ce chapitre).

Fort de la réussite de cette démonstration, je vais maintenant présenter le travail que nous avons mené en laboratoire concernant l'analyse de la cohérence spatiale d'une source thermique

artificielle. Cette étude a été rendue possible par la mise en place à l'entrée de notre interféromètre d'un banc d'imagerie particulier, dédié à la détection du rayonnement émis par la source thermique employée. Pour vérifier la justesse des résultats fournis lors de cette mesure avec notre instrument, nous comparerons ces derniers à ceux obtenus avec un interféromètre de référence fonctionnant aux longueurs d'onde infrarouges.

6.2 Description du matériel utilisé pour l'étude

6.2.1 Caractéristiques de notre source thermique de laboratoire

La source thermique artificielle que nous utilisons ici est représentée sur la figure 6.1. Cette dernière est basée sur une simple lampe halogène alimentée par un générateur de courant. Lorsqu'elle est en fonctionnement, cette lampe émet un rayonnement non polarisé, temporellement et spatialement incohérent, qui se propage dans toutes les directions à l'intérieur d'un châssis métallique.

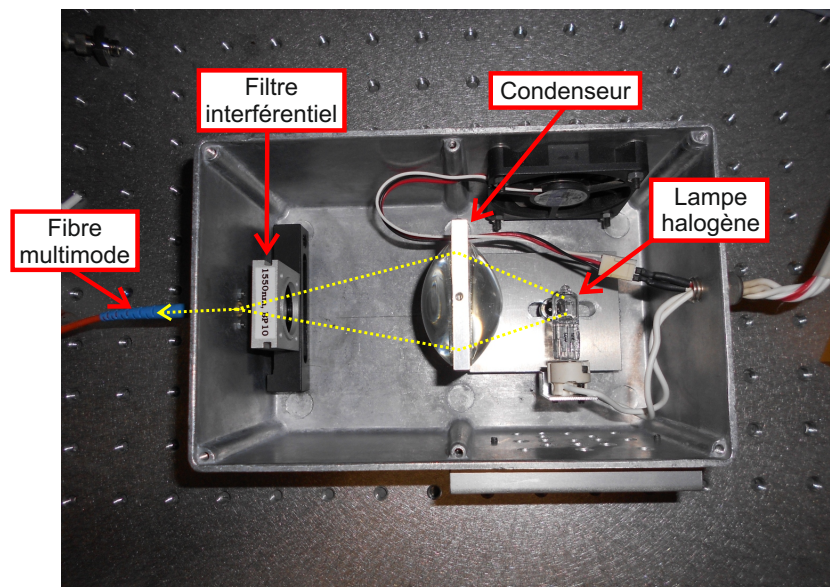


FIGURE 6.1 – Photographie de notre source thermique de laboratoire. La propagation des rayons lumineux est indiquée en jaune sur la photographie.

À l'intérieur du châssis de la lampe halogène est installé un condensateur qui permet de focaliser une partie de son rayonnement lumineux à l'entrée d'une fibre optique multimode. C'est la sortie

de cette fibre qui, placée à l'entrée d'un banc d'imagerie, fera office d'objet thermique à analyser. Dans cette configuration, nous pouvons estimer le nombre de modes spatiaux N_{modes} de la source qui sont effectivement couplés dans la fibre grâce à la relation [Froehly 81] :

$$N_{modes} = \frac{\Delta\Omega \cdot \Delta S}{\lambda_s^2} \quad (6.1)$$

avec $\Delta\Omega \approx \pi \cdot ON^2$ l'angle solide défini à l'aide de l'ouverture numérique $ON = 0,2$ de la fibre multimode utilisée et $\Delta S = \frac{\pi \cdot a^2}{4}$ la surface de son cœur de diamètre $a = 50 \mu\text{m}$. λ_s désigne la longueur d'onde centrale de la source thermique. Cette dernière est ici fixée par la mise en place d'un filtre interférentiel de bande spectrale $\Delta\lambda_s = 10 \text{ nm}$ centré en $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$ sur le trajet du faisceau injecté dans la fibre. L'utilisation de ce filtre permet de limiter le spectre de la source autour de la bande spectrale d'efficacité de l'interféromètre à somme de fréquences. Nous pouvons alors estimer la valeur de N_{modes} :

$$N_{modes} \approx \frac{\pi^2 \cdot a^2 \cdot ON^2}{4\lambda_s^2} \approx 100 \quad (6.2)$$

Dans cette configuration, lorsque la lampe halogène est alimentée, nous obtenons à la sortie de la fibre optique multimode une puissance $P_s = 63 \text{ nW}$, supposée répartie sur l'ensemble de ces modes spatiaux.

6.2.2 Description du banc d'imagerie

Pour réaliser l'analyse de la cohérence spatiale du rayonnement émis par la source thermique à la sortie de la fibre multimode, nous connectons cette dernière à un banc d'imagerie disposé en amont de l'interféromètre utilisé. Ce dispositif à deux voies est présenté sur la figure 6.2.

L'architecture de ce banc permet d'imager avec un grandissement $\gamma = 1$ la sortie de la fibre multimode sur les deux entrées de l'interféromètre, constituées de fibres unimodales à 1550 nm

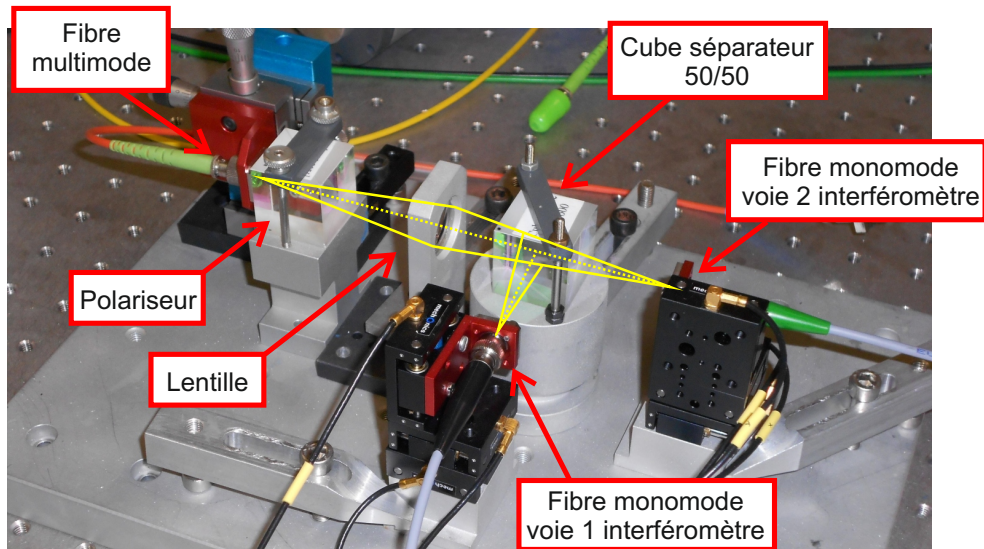


FIGURE 6.2 – Photographie du banc d'imagerie à deux voies utilisé pour l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique. La propagation des rayons lumineux est indiquée en jaune sur la photographie.

et à maintien de polarisation. Dans cette configuration, ce dispositif permet le couplage à l'entrée des bras de l'interféromètre d'un mode spatial unique parmi ceux émis par la fibre multimode à l'entrée du banc.

Au cours de sa propagation en espace libre vers les entrées de l'interféromètre, la lumière émise par la source thermique à la sortie de la fibre optique multimode traverse un polariseur permettant de sélectionner uniquement ses composantes présentant un axe de polarisation rectiligne vertical. L'utilisation de cet élément permet d'adapter le rayonnement lumineux de la source, initialement non-polarisé, à une propagation dans des fibres optiques à maintien de polarisation. De plus, l'orientation de la polarisation du champ suivant un axe vertical est adaptée au processus de somme de fréquences que nous opérons sur l'interféromètre.

À la sortie du polariseur, le faisceau lumineux traverse une lentille convergente de distance focale $F = 25$ mm puis un cube séparateur qui le divise en deux faisceaux de puissance équilibrée qui se propagent dans des directions perpendiculaires. Ces faisceaux sont finalement injectés dans les fibres optiques unimodales placées à la sortie du banc. Ces fibres optiques sont montées sur des platines de translation motorisées qui permettent un ajustement précis de leur position par rapport aux faisceaux lumineux à injecter (résolution du déplacement des translations : 50 nm).

Lorsque l'injection dans les fibres unimodales placées sur le banc est maximale, nous mesurons à leur sortie une même puissance $P_s = 32$ pW, soit une atténuation de 33 dB entre la sortie de la fibre multimode alimentée par la source thermique et l'une des voies d'entrée monomodes de l'interféromètre.

Analogie entre notre banc d'imagerie de laboratoire et un dispositif à synthèse d'ouverture « classique »

L'analogie entre notre banc d'imagerie et un dispositif de synthèse d'ouverture « classique » basé sur un réseau de deux télescopes est illustrée sur la figure 6.3.

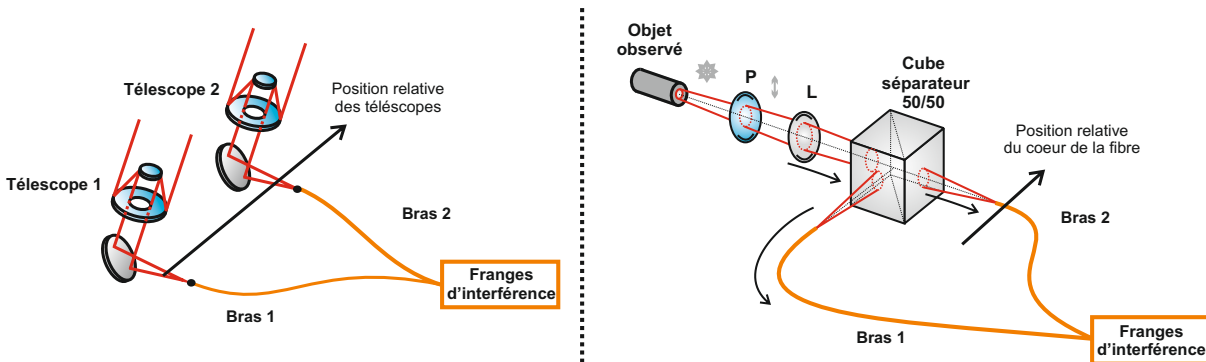


FIGURE 6.3 – Analogie entre notre banc d'imagerie de laboratoire et un dispositif à synthèse d'ouverture à deux télescopes.

Sur un dispositif à synthèse d'ouverture utilisé en astronomie, les deux télescopes de l'instrument vont collecter le rayonnement émis par un même objet, non résolu par ces derniers. Il est alors possible de procéder à l'analyse de la cohérence spatiale de cet objet en faisant évoluer la distance (la base) entre les deux télescopes du réseau.

Sur le système d'imagerie que nous avons développé pour notre expérience de laboratoire, les télescopes du réseau sont remplacés par les faces d'entrée de deux fibres optiques unimodales à 1550 nm. Comme nous l'avons expliqué précédemment, le cœur de ces fibres va filtrer spatialement une petite partie de la face de sortie de la fibre multimode placée à l'entrée du dispositif (figure 6.2). Dans ces conditions, si ces fibres imagent la même zone du cœur de la fibre multimode, les rayonnements lumineux collectés par chacune d'elles seront spatialement cohérents et il y aura, après mélange de ces ondes, formations de franges d'interférence comme pour un dispositif à

synthèse d'ouverture classique. Par analogie, nous pouvons dire que les fibres optiques de notre banc d'imagerie jouent ici le rôle des télescopes d'un dispositif à synthèse d'ouverture traditionnel.

Si maintenant nous modifions la position d'une des fibres monomodes, alors ces dernières ne vont plus imager la même zone de la source multimode, ce qui diminuera le degré de cohérence des faisceaux collectés. Il est ainsi possible, en modifiant la position relative de ces fibres, de procéder à une analyse de la cohérence spatiale de la zone imagée à l'entrée du banc en mesurant le degré de cohérence mutuelle entre les champs collectés. Cette opération est similaire à celle opérée par un dispositif à synthèse d'ouverture classique.

6.3 Analyse de la cohérence spatiale de la source thermique avec un interféromètre de référence fonctionnant aux longueurs d'onde infrarouges

Pour contrôler la validité des résultats obtenus avec l'interféromètre à somme de fréquences lors de l'analyse de la cohérence spatiale de notre source thermique de laboratoire, nous devons comparer ces derniers à leurs équivalents obtenus lors de la même analyse avec un interféromètre de référence fonctionnant autour de 1550 nm. Pour comparer les résultats fournis par les deux instruments, ces derniers seront successivement connectés au même banc d'imagerie présenté dans la partie 6.2.2.

6.3.1 Configuration du banc expérimental

La configuration expérimentale de l'interféromètre de référence connecté au banc d'imagerie est présentée sur la figure 6.4. Cet instrument est réalisé à partir des composants fibrés qui constituent l'étage infrarouge de l'interféromètre à somme de fréquences.

Ainsi, les fibres optiques connectées aux deux sorties du banc d'imagerie correspondent aux lignes à retard fibrées monomodes à 1550 nm et à maintien de polarisation utilisées lors des études précédentes. Ces lignes à retard permettent d'égaliser la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre de référence. Afin de procéder à la détection des franges d'interférence dans

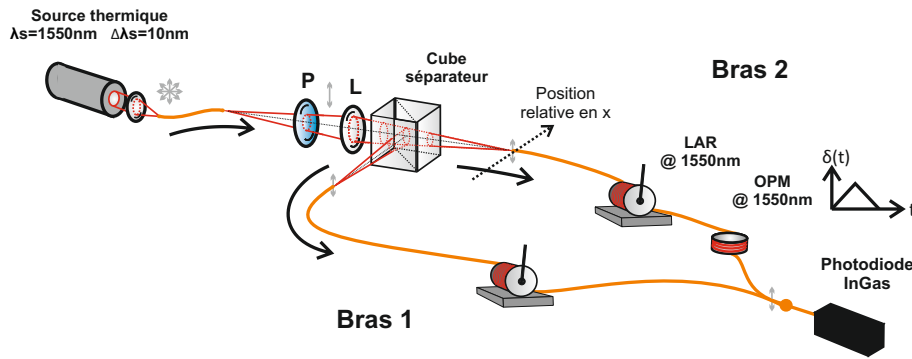


FIGURE 6.4 – Schéma de l'interféromètre infrarouge de référence connecté au banc d'imagerie. P : polariseur, L : lentille, LAR : ligne à retard fibrée, OPM : modulateur de chemin optique fibré.

le domaine temporel, la sortie d'une de ces lignes à retard est connectée, comme précédemment, à un modulateur temporel de chemin optique fibré.

Le mélange interférométrique à la sortie de l'instrument est ici réalisé en utilisant le coupleur fibré 2x2 monomode et à maintien de polarisation à 1550 nm installé auparavant à l'entrée de l'interféromètre à somme de fréquences. Les interférogrammes ainsi obtenus à sa sortie sont détectés à l'aide d'un détecteur infrarouge conçu par notre équipe de recherche au cours d'une étude antérieure [Vergnole 05] (figure 6.5).

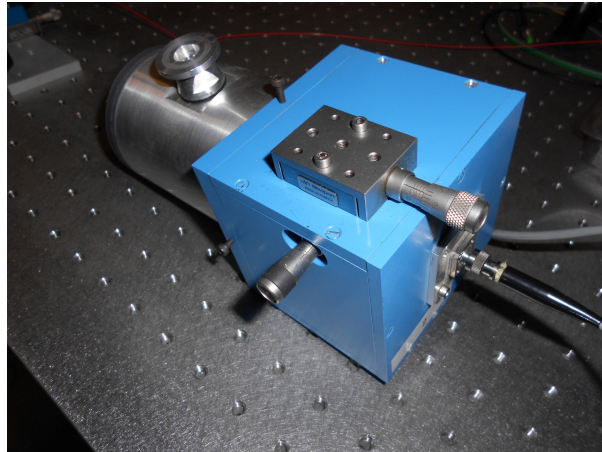


FIGURE 6.5 – Photographie du détecteur infrarouge utilisé pour l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique.

Ce détecteur présente une sensibilité de $0,2 \text{ V/pW}$ autour de 1550 nm avec une puissance équivalente de bruit de 1 pW sur sa bande spectrale d'utilisation (100 Hz). L'utilisation de ce détecteur très sensible nous permet de procéder à la détection du signal à la sortie de l'interfé-

romètre en régime continu. Ainsi, l'acquisition et l'enregistrement des interférogrammes détectés sont ici réalisés avec le même programme LabView que dans les études précédentes.

Dans cette configuration, nous mesurons à la sortie de l'interféromètre un signal de puissance 11,2 pW lorsqu'un seul des bras de l'instrument est alimenté par la source thermique. Nous en déduisons ainsi la transmission totale de l'instrument par voie interférométrique comme étant égale à 0,017%, soit une atténuation de 37,5 dB.

6.3.2 Protocole de mesure et résultats expérimentaux

Nous procédons ici à l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique avec l'interféromètre de référence présenté ci-dessus. Pour rappel, cette analyse est réalisée en limitant le spectre de cette source à $\Delta\lambda_s = 10$ nm centrée en $\lambda_s = 1550$ nm. Nous suivons le protocole expérimental suivant :

- Dans un premier temps, nous annulons la différence de marche entre les deux bras de l'instrument pour observer les franges d'interférence. Cette précaution permet de rendre l'analyse de la cohérence spatiale indépendante du spectre de la source observée.
- Nous procédons ensuite au réglage du banc d'imagerie à l'entrée de l'interféromètre. Pour cela, nous cherchons à obtenir à la sortie de l'instrument les franges d'interférence les plus contrastées possible. Ce réglage est réalisé en ajustant la position des fibres unimodales positionnées à la sortie du banc d'imagerie. Comme expliqué précédemment, un degré de cohérence élevé entre les flux lumineux collectés par ces fibres signifie que ces dernières imagent la même zone de l'objet placé à l'entrée de l'instrument. Un exemple d'interférogramme observé une fois le banc d'imagerie correctement réglé est présenté sur la figure 6.6.
- Une fois le banc configuré pour un degré de cohérence maximum entre les faisceaux collectés, nous modifions la position relative du cœur de la fibre optique placée à l'entrée du bras 2 de l'interféromètre suivant l'axe x (figure 6.4). Cette manipulation a pour effet de diminuer le degré de cohérence entre les signaux détectés. Ainsi, en faisant évoluer la position de la fibre suivant cet axe et autour du maximum de cohérence mesuré à la sortie de l'instrument, nous pouvons procéder à l'analyse de la cohérence spatiale de la source

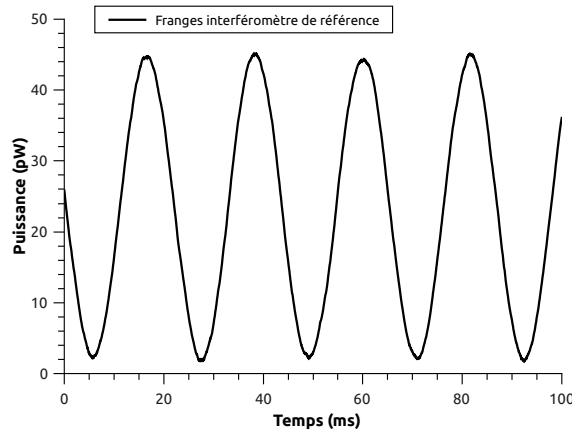


FIGURE 6.6 – Franges d'interférence observées pour un degré de cohérence maximal lors de l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique avec l'interféromètre de référence.

thermique placée à l'entrée du banc d'imagerie.

Les résultats de cette mesure sont présentés sur la figure 6.7. Les contrastes présentés ici ont été calculés à partir de la densité spectrale de puissance associée aux franges d'interférence et en tenant compte du déséquilibre photométrique entre les deux bras de l'instrument.

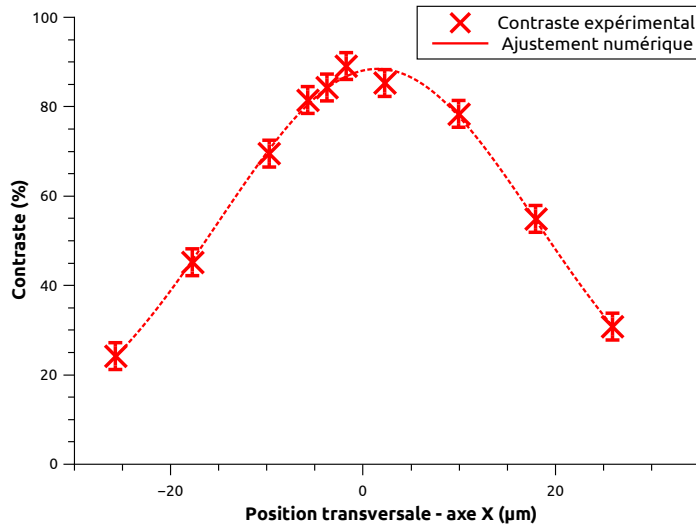


FIGURE 6.7 – Résultats de l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique avec l'interféromètre de référence infrarouge. Le contraste maximum mesuré ici est $C_{max} = 89,1 \%$.

Nous mesurons ici un contraste maximum $C_{max} = 89,1 \%$ à la sortie de l'interféromètre de référence. La différence entre cette valeur expérimentale et son équivalent théorique maximal semble due au cube séparateur utilisé sur le banc d'imagerie (voir partie 6.2.2) qui induirait des

défauts spatiaux différentiels entre les voies interférométriques de l'instrument.

Après avoir vérifié que ce défaut se répète à chaque utilisation de l'instrument, nous pouvons en conclure que ce dernier aura également un impact sur les résultats obtenus avec l'interféromètre à somme de fréquences lors de la même analyse de cohérence spatiale. Ainsi, les résultats ci-dessus peuvent être considérés comme une mesure de référence de la cohérence spatiale de la source thermique et seront par la suite utilisés comme élément de comparaison pour caractériser la qualité de l'analyse de cohérence réalisée avec notre instrument sur le même objet.

6.4 Analyse de la cohérence spatiale de la source thermique avec l'interféromètre à somme de fréquences en régime de comptage de photons

Dans cette partie, nous allons procéder à l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique de laboratoire à l'aide de l'interféromètre à somme de fréquences. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, la bande spectrale exploitée par l'instrument lors de l'analyse d'un signal large bande est limitée par l'efficacité de conversion des cristaux de PPLN utilisés. Nous considérons ici que la bande spectrale de la source thermique qui est exploitée par l'interféromètre est $\Delta\lambda_s = 0,3 \text{ nm}$ (l'acceptance spectrale de nos cristaux non-linéaires). Sur cette bande spectrale, et compte-tenu du rendement des processus de conversion que nous réalisons, la puissance P_s du signal incident sur chaque bras de l'interféromètre est trop faible pour permettre la détection des franges d'interférence à la sortie de l'instrument de façon classique ($P_s \approx 1 \text{ pW}$ sur $0,3 \text{ nm}$, estimée à partir de la partie 6.2.2). Ainsi, nous allons ici procéder à la détection des franges d'interférence en régime de comptage de photons.

6.4.1 Introduction au fonctionnement de l'interféromètre en régime de comptage de photons

Lors de l'acquisition de très faible flux lumineux (typiquement inférieur au femtowatt), la détection de la lumière passe dans le domaine quantique. En effet, il n'est plus possible de

détecter une puissance lumineuse mais plutôt des photo-événements à l'aide de détecteurs très sensibles. Ces détecteurs, de type photodiode à avalanche ou tubes photomultiplicateurs par exemple, permettent de procéder à la détection de photon unique en les « comptant » au fur et à mesure de leur arrivée sur des périodes de temps déterminées ou trames d'acquisition. La figure 6.8 illustre la différence entre les signaux détectés de façon classique et ceux détectés en mode de comptage de photons.

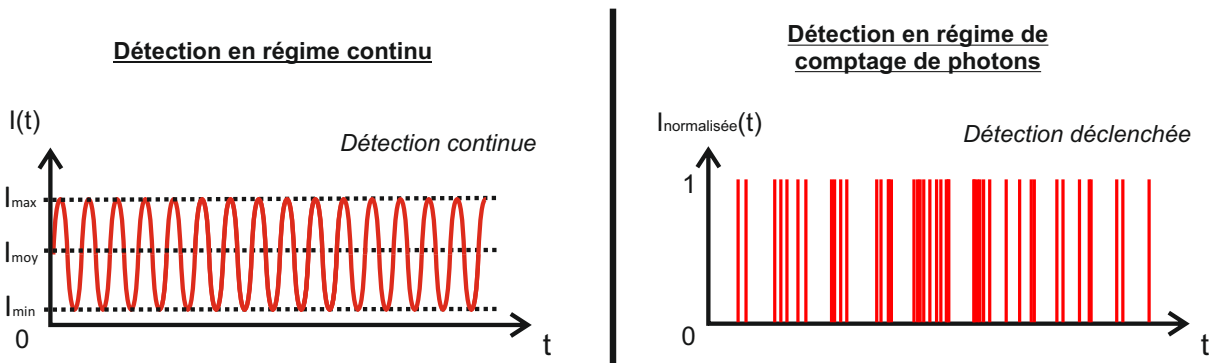


FIGURE 6.8 – Différence entre la détection de franges d'interférence en régime continu (à gauche) et en comptage de photons (à droite).

Les principales caractéristiques des détecteurs utilisés en régime de comptage de photons sont leur rendement de détection quantique, leur fréquence maximale de comptage (nombre maximal d'événements détectés) et leur bruit intrinsèque, appelé *dark count*. Ce bruit se présente sous la forme d'événements parasites détectés en l'absence de flux lumineux. Ces « faux » photons vont ainsi être à l'origine d'un bruit blanc dans les trames d'acquisition qui, s'il est trop important, entraîne une dégradation du rapport signal à bruit du détecteur.

Dans ce contexte, l'interféromètre à somme de fréquences présente un avantage majeur par rapport à un interféromètre infrarouge classique. En effet, le fait de procéder sur l'instrument à une transposition du signal infrarouge incident vers les longueurs d'onde visibles autorise, en comptage de photons, l'utilisation de détecteurs très performants, types photodiode à avalanche Silicium. Ces détecteurs bénéficient d'un rendement de détection élevé (de l'ordre de 70 %), d'une fréquence de comptage importante (plusieur mégahertz) ainsi que d'un très faible dark count (quelques dizaines de coups par seconde), ce qui n'est pas le cas de leurs homologues infrarouges qui présentent typiquement un rendement de 25% pour un fréquence maximale de

comptage avoisinant la centaine de kilohertz, le tout avec un dark count de plusieurs milliers de coups par seconde [Tournier 09].

6.4.2 Prise en compte des différentes sources de bruit en régime de comptage de photons

Origine et correction du bruit de photons

Procéder à l'acquisition d'un signal interférométrique en régime de comptage de photons implique de prendre en compte un bruit parasite appelé le *bruit de photons*. Son apparition est liée à la nature corpusculaire des photons et à leur loi d'arrivée sur le détecteur qui suit une statistique poissonnienne. Il se présente sous la forme d'un bruit blanc de densité spectrale \sqrt{N} , N étant le nombre de photons détectés sur une trame d'acquisition.

La présence de ce bruit de photons dans les interférogrammes détectés à la sortie de l'instrument va induire une dégradation du terme de contraste qui leur est associé. Cependant, il existe différentes méthodes qui permettent la prise en compte de ce bruit et la correction des valeurs de contraste mesurées. Nous utilisons ici une méthode de correction dérivée de celle employée pour l'interférométrie des tavelures [Labeyrie 70, Goodman 76, Goodman 77]. Cette méthode a été adaptée par notre équipe de recherche pour être appliquée lors de la détection d'un signal interférométrique dans le domaine temporel [Longueteau 03].

Le principe est le suivant : nous calculons ici le contraste des franges d'interférence à partir de leur densité spectrale de puissance. Notons $D(t)$ une trame d'acquisition composée de N photons détectés à la sortie de l'interféromètre et $DSP(\nu)$ sa densité spectrale de puissance associée. Pour éviter les diminutions de contraste liées aux fluctuations de la phase des franges d'interférences, nous procédons, en comptage de photons, au calcul du contraste après avoir moyenné $DSP(\nu)$ sur un grand nombre d'acquisition N_T . Nous obtenons alors $\langle DSP(\nu) \rangle_{N_T}$ la moyenne des densités spectrales de puissance.

Avant de procéder au calcul du contraste des franges d'interférence à partir de $\langle DSP(\nu) \rangle_{N_T}$, il faut débiaiser ce terme du bruit de photons présent sur les N_T trames $D(t)$ détectées à la sortie de l'interféromètre. Nous notons $\langle N \rangle_{N_T}$ le nombre moyen de photons détectés par trame sur les

N_T acquisitions du signal. Par analogie avec l'interférométrie des tavelures, il a été démontré que la valeur du contraste corrigée du bruit de photons a pour expression :

$$C = \frac{1}{k} \cdot \sqrt{\langle DSP^2(\nu_f) \rangle_{N_T} - \langle N \rangle_{N_T}} \quad (6.3)$$

avec ν_f la fréquence de modulation temporelle de l'éclairement des franges d'interférence. k est un facteur de normalisation permettant de prendre en compte le déséquilibre photométrique entre les bras de l'instrument. Ainsi, lors de la mesure de la cohérence spatiale de la source thermique en régime de comptage de photons, le calcul du contraste des franges sera effectué en utilisant la méthode de correction du bruit de photons présentée ci-dessus.

Caractérisation de bruit «de pompe» sur l'interféromètre

Nous avons vu dans la partie 2.3.7, page 49 que la source de pompe employée pour alimenter les processus non-linéaires de l'instrument est susceptible d'entraîner l'apparition d'un bruit supplémentaire appelé *bruit de pompe*. Étant donné l'évolution quadratique de ce bruit avec la puissance de la source de pompe employée, son apparition peut être la cause d'une très forte dégradation du rapport signal à bruit sur les trames d'acquisition détectées à la sortie de l'instrument.

Pour déterminer l'impact de ce bruit sur les mesures réalisées ici, nous avons procédé à sa caractérisation. Pour cela, nous mesurons le nombre de photons détectés à la sortie de l'instrument quand le seul signal incident sur les cristaux non-linéaires provient de la source de pompe avec laquelle nous les alimenterons simultanément lors de l'analyse de la source thermique (voir partie 6.4.3). Nous constatons ici que la puissance de la source de pompe que nous utilisons ($P_p = 20$ mW par voie interférométrique à $\lambda_p = 1064,0$ nm) n'est pas suffisamment élevée à l'intérieur des guides d'onde PPLN pour générer l'apparition d'un bruit de pompe détecté à la sortie de l'instrument. Nous n'aurons donc pas à en tenir compte ici.

6.4.3 Configuration et caractérisation des défauts du banc expérimental

Description du banc expérimental

Le schéma de l'interféromètre connecté au banc d'imagerie est présenté sur la figure 6.9.

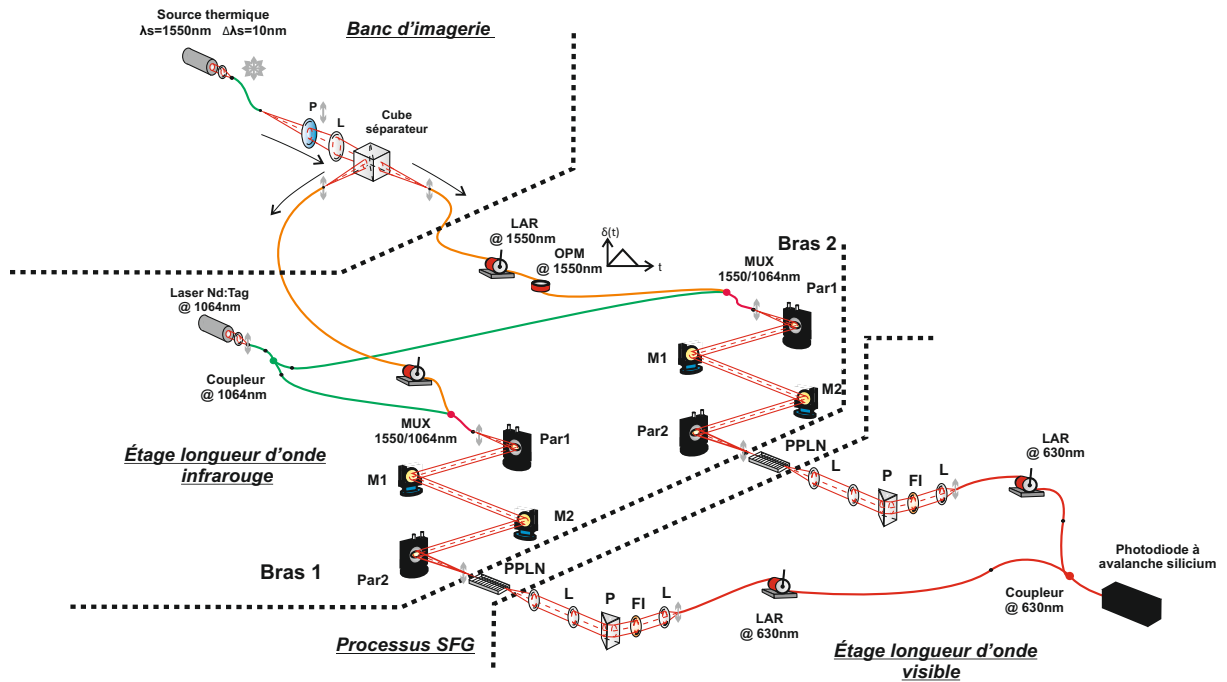


FIGURE 6.9 – Schéma de l'interféromètre à somme de fréquences connecté au banc d'imagerie pour l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique en régime de comptage de photons.

Ici, les lignes à retard fibrées de l'étage infrarouge de l'instrument sont toujours connectées aux sorties du banc d'imagerie. Ainsi, ces fibres font encore une fois office de télescopes permettant d'analyser la cohérence spatiale de la source thermique positionnée à l'entrée du dispositif.

Le laser Nd :Yag utilisé dans les études précédentes fait à nouveau office de source de pompe alimentant les processus de conversion. Ainsi, pour travailler avec des bras interférométriques les plus symétriques possible, nous réalisons ici les mêmes processus de somme de fréquences que ceux que nous avons caractérisés dans le chapitre 5 de ce manuscrit. Pour rappel, les températures des guides d'onde employés sont fixées à :

- température du bras 1 : $T_1 = 85,50 \text{ }^\circ\text{C}$,
- température du bras 2 : $T_2 = 104,25 \text{ }^\circ\text{C}$.

Nous obtenons ainsi les courbes d'efficacité de conversion présentées figure 6.10 avec un maximum de conversion à $\lambda_s = 1545,5$ nm sur les deux bras de l'interféromètre. Notons que pour cette configuration de l'interféromètre, le fond incohérent généré précédemment sur les bras de l'instrument est inexistant (voir partie 5.3.3, page 105). Cela s'explique par la limitation de la bande spectrale de la source thermique à analyser ($\Delta\lambda_s = 10$ nm) par rapport à celle de la source large bande étudiée dans le chapitre précédent. Nous n'aurons donc pas ici à tenir compte de ce défaut instrumental en post-traitement des mesures.

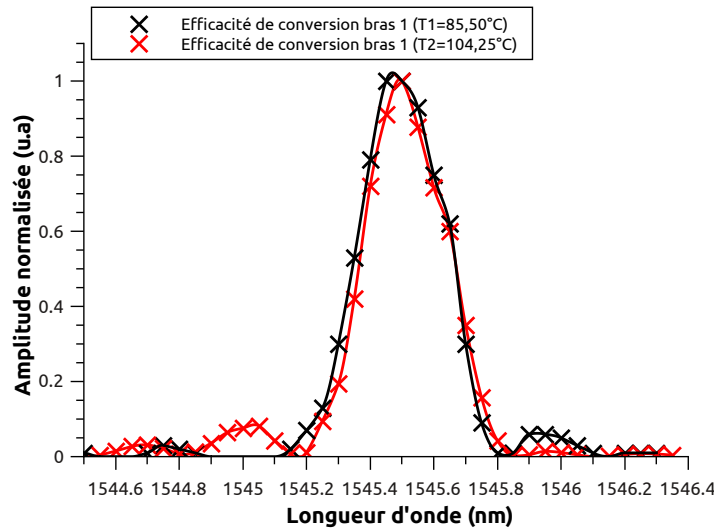


FIGURE 6.10 – Superposition des courbes d'efficacité de conversion normalisées sur les deux bras de l'interféromètre à somme de fréquences. La température de cristal est de $T_1 = 85,50$ °C sur le bras 1 et de $T_2 = 104,25$ °C sur le bras 2. Le maximum de conversion est obtenu pour une longueur d'onde « signal » $\lambda_s = 1545,5$ nm.

D'après la caractérisation des processus non-linéaires présentée dans le chapitre 3 de ce manuscrit, le rendement des bancs de conversion de l'instrument est ici de 0,15% pour une puissance de pompe $P_p = 20$ mW à l'entrée du multiplexeur de chaque bras interférométrique. Ainsi, d'après le bilan de puissance de l'interféromètre, nous pouvons estimer que la puissance disponible à la sortie de l'instrument est de l'ordre de 400 aW par voie interférométrique.

Dans la configuration instrumentale étudiée ici, nous avons vu que la bande spectrale du signal infrarouge qui participe effectivement à la conversion est limitée à $\Delta\lambda_s = 0,3$ nm. Ainsi, l'analyse de la cohérence spatiale réalisée avec l'interféromètre à somme de fréquences ne porte pas sur la même bande spectrale que celle réalisée avec l'interféromètre de référence ($\Delta\lambda_s = 10$ nm,

voir partie 6.3.2). Pour que les résultats obtenus lors de ces deux analyses soient comparables, il faut que les deux instruments utilisés présentent une différence de marche nulle entre leurs bras respectifs. Dans ces conditions, les mesures réalisées seront indépendantes des modifications du spectre de la source observée et leur comparaison restera pertinente.

L'égalisation des chemins optiques entre les voies interférométriques ayant été prise en compte au cours des mesures réalisées avec l'interféromètre de référence, nous tâcherons, au cours de l'analyse de cohérence présentée ci-après, d'égaliser la différence de marche entre les bras de l'interféromètre à somme de fréquences.

Détection et traitement des interférogrammes en régime de comptage de photons

À la sortie de l'interféromètre, nous utilisons une photodiode à avalanche Silicium de marque Laser Component (figure 6.11) pour détecter les interférogrammes en régime de comptage de photons. Cette photodiode présente les caractéristiques suivantes :

- rendement de détection : $\eta = 70 \%$,
- dark count : 70 coups/seconde.

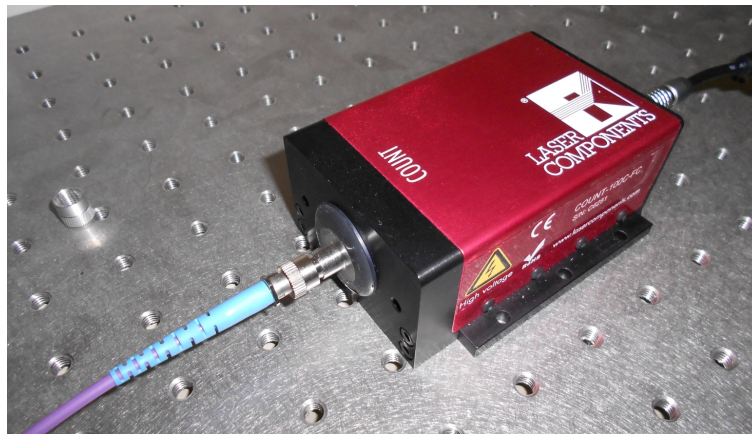


FIGURE 6.11 – Photographie de la photodiode à avalanche Silicium Laser Component mise en place à la sortie de l'interféromètre à somme de fréquences.

Ce détecteur transmet un signal analogique traduisant l'arrivée des photons sur la photodiode. Ce dernier se présente sous la forme de trains d'impulsions d'amplitude 0-5 V de quelques nanosecondes évoluant en fonction des événements détectés (5 V : détection d'un photon, 0 V : aucun photon détecté). Ces trains d'impulsions sont transmis à un système d'acquisition piloté avec

un programme LabView illustré figure 6.12.

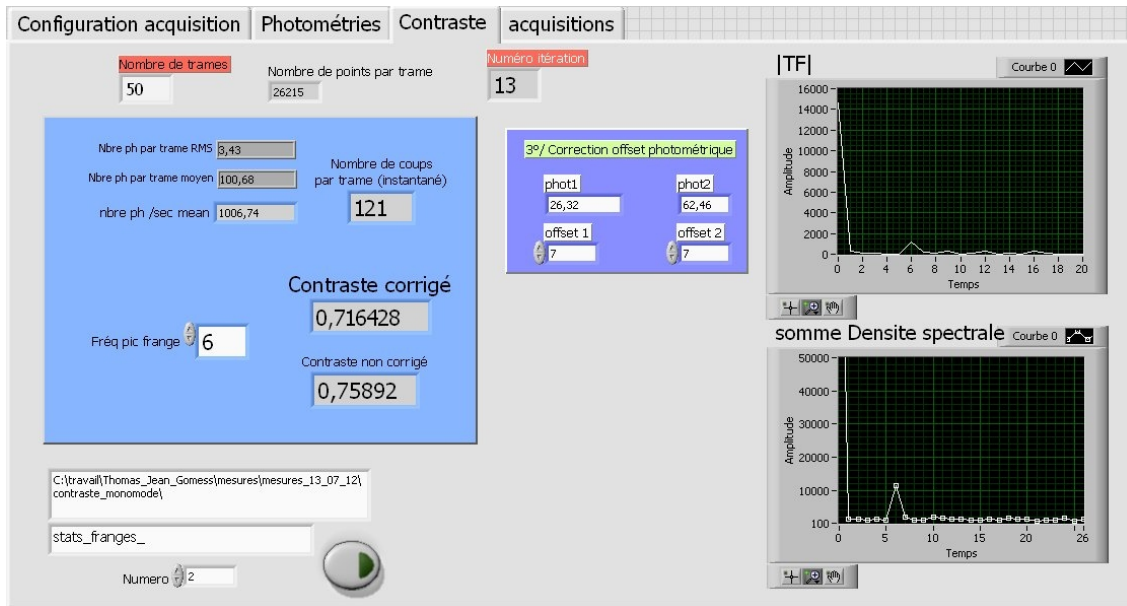


FIGURE 6.12 – Face avant du programme d’acquisition et de traitement des franges d’interférence en régime de comptage de photons.

Ce programme permet de procéder au calcul du contraste associé aux franges d’interférence en utilisant la relation présentée dans la partie 6.4.2. Pour cela, il suit le protocole illustré sur la figure 6.13 :

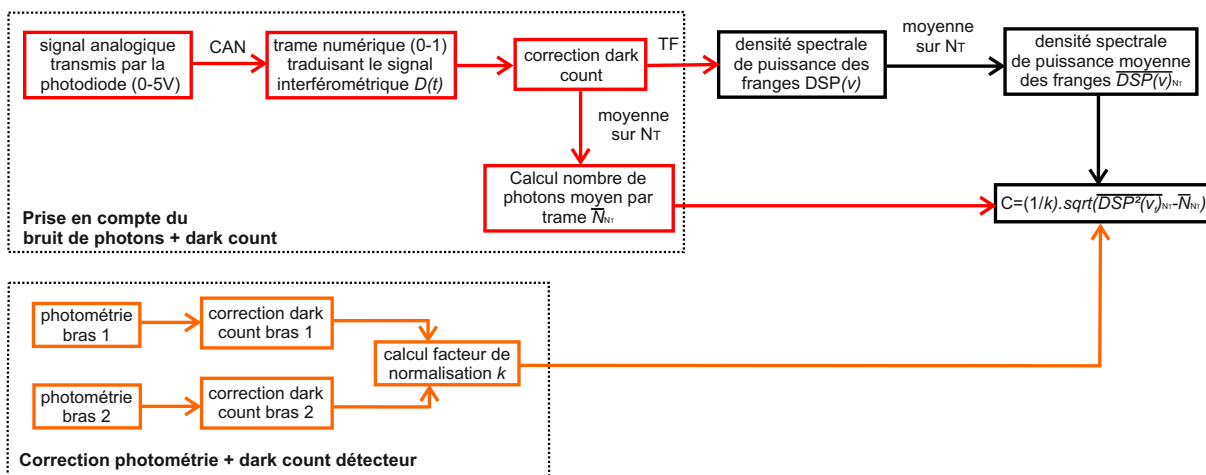


FIGURE 6.13 – Principe de fonctionnement du programme de calcul du contraste des franges d’interférence en régime de comptage de photons. CAN : conversion analogique/numérique, TF : transformée de Fourier.

- dans un premier temps, le programme réalise une conversion analogique/numérique du

- signal transmis par la photodiode à avalanche. Cette opération permet d'obtenir des trames d'acquisition numériques $D(t)$ normalisées, composées de 0 (pas de photon détecté) et de 1 (photon détecté) traduisant le signal détecté à la sortie de l'instrument,
- à partir de cette trame, le programme calcule la densité spectrale de puissance $DSP(\nu)$ associée aux franges d'interférence,
 - après avoir réalisé cette opération sur N_T trames déterminées par l'utilisateur, le programme calcule le nombre de photons moyen par trame d'acquisition $\langle N \rangle_{N_T}$, corrigé du dark count du détecteur, et la densité spectrale de puissance moyenne $\langle DSP(\nu) \rangle_{N_T}$ du signal,
 - en parallèle de ces opérations, le programme calcule le facteur de normalisation k . Ce facteur tient compte du déséquilibre photométrique entre les bras de l'instrument qui est estimé à partir de mesures préliminaires. Le calcul de k est réalisé en tenant compte du dark count de la photodiode à avalanche,
 - enfin, le programme calcule le contraste C associé aux franges d'interférence détectées en utilisant la relation 6.3.

Nous utilisons ici la configuration d'acquisition suivante :

- durée d'une trame d'acquisition : 100 ms,
- dark count à supprimer des trames acquisitions : 7 coups par trame,
- nombre de points d'échantillonnages par trame : 26215 points,
- nombre de trames enregistrées pour le calcul du contraste : 500 trames.

6.4.4 Résultats expérimentaux

Pour prendre en compte les défauts de notre instruments lors de l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique, nous en avons calibrés l'impact au travers d'une mesure préliminaire de la cohérence temporelle de cette source (voir chapitre 5). Cette mesure nous permet de déterminer le contraste maximal que nous pouvons obtenir avec notre instrument dans sa configuration actuelle. Cette valeur est utilisée ci-après comme facteur correctif des contrastes obtenus lors de l'analyse de la cohérence spatiale. Nous avons ici mesuré un contraste maximal à la différence de marche nulle $C_{cal} = 92,0\%$.

Pour procéder à l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique, nous suivons le même protocole expérimental que pour la mesure de référence (voir partie 6.3.2). Nous mesurons ici un nombre de photons moyen par seconde et par voie interférométrique respectivement de 200 ph/s sur le bras 1 et de 700 ph/s sur le bras 2. Notons que, en tenant compte du rendement du détecteur utilisé, ces mesures correspondent à 630 nm à une puissance égale à 90 aW sur le bras 1 et 315 aW sur le bras 2, ce qui correspond aux estimations présentées dans la partie 6.4.3.

Les résultats obtenus lors de l'analyse de la cohérence spatiale de la source, débiaisés par le facteur correctif C_{cal} , sont reportés sur la figure 6.14.

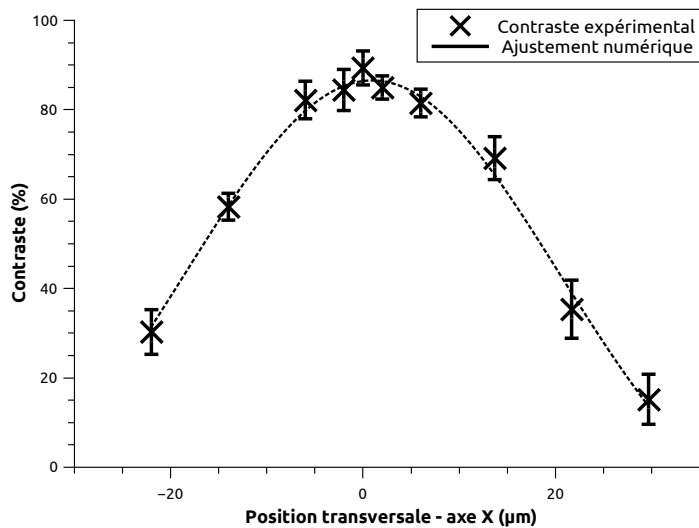


FIGURE 6.14 – Résultats de l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique en régime de comptage de photons avec l'interféromètre à somme de fréquences. Le contraste maximum mesuré ici est $C_{SFGmax} = 89,3\%$.

Nous mesurons ici un contraste maximum $C_{SFGmax} = 89,3\%$ lorsque les champs collectés par les télescopes du banc d'imagerie sont à leur maximum de cohérence, soit un écart relatif inférieur à 1 % par rapport à la mesure réalisée avec l'interféromètre de référence ($C_{max} = 89,1\%$).

6.5 Comparaison des résultats obtenus avec l'interféromètre de référence et l'interféromètre à somme de fréquences

Nous allons maintenant comparer les résultats ci-dessus à leurs homologues obtenus avec l'interféromètre infrarouge. Pour cela, nous procédons à leur normalisation avant de les comparer sur la figure 6.15.

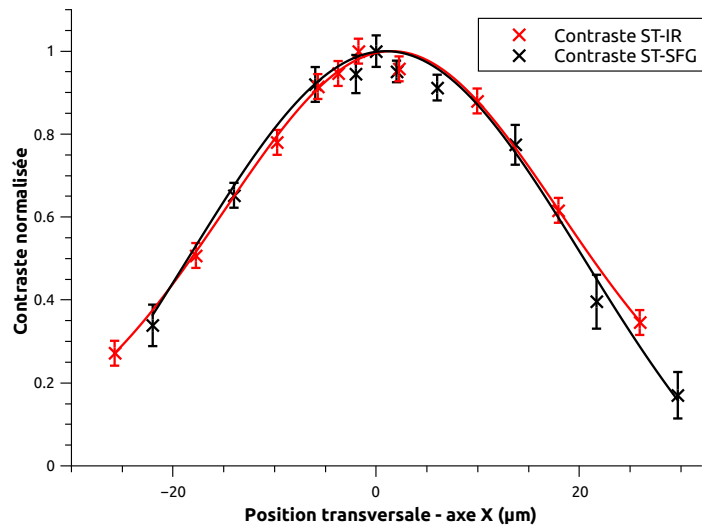


FIGURE 6.15 – Comparaison des résultats obtenus lors de l'analyse de la cohérence spatiale de la source thermique avec l'interféromètre de référence (fort flux) et l'interféromètre à somme de fréquences (comptage de photons). Les courbes en pointillés représentent un ajustement numérique des résultats expérimentaux.

Nous observons sur cette figure que la fonction de visibilité mesurée avec l'interféromètre à somme de fréquences coïncide avec la mesure de référence. En effet, nous constatons que les ajustements numériques des différentes mesures, réalisées à partir des points expérimentaux, sont parfaitement superposées à l'incertitude des mesures expérimentales près. Nous observons notamment ici une différence de largeur à mi-hauteur entre les deux analyses de $1,5 \mu\text{m}$ sur une étendue totale de mesure de $\approx 50 \mu\text{m}$, soit une erreur relative de 3%.

La similitude des résultats expérimentaux obtenus ici démontre la possibilité d'avoir recours à un interféromètre à somme de fréquences pour procéder à l'analyse de la cohérence spatiale d'une source thermique.

6.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la possibilité de procéder à l'analyse de la cohérence spatiale d'une source thermique de laboratoire avec notre interféromètre à somme de fréquences. Pour cela, nous avons, en utilisant un même banc d'imagerie, comparé les résultats obtenus avec notre dispositif à ceux d'un interféromètre de référence fonctionnant aux longueurs d'onde infrarouges. La similitude des résultats fournis par ces deux configurations instrumentales nous a permis de démontrer la possibilité de procéder à l'analyse de sources totalement incohérentes et faiblement lumineuses au travers des processus de somme de fréquences mis en place sur notre instrument.

Cette étude de principe nous permet d'attester de la légitimité de notre proposition concernant le mariage de la technique d'imagerie par synthèse d'ouverture et du processus de somme de fréquences pour répondre à la problématique de la détection et de l'analyse de la cohérence spatiale d'objets stellaires faiblement lumineux en astronomie.

De plus, les résultats obtenus lors de cette étude nous permettent de démontrer la très grande sensibilité de notre instrument sur une bande spectrale infrarouge très étroite (0,3 nm). À titre comparatif, la puissance disponible sur cette bande spectrale à la sortie de l'interféromètre de référence (estimée à 33 fW d'après le bilan de puissance de l'instrument) est trop faible pour être détectée de façon classique et impose l'utilisation de détecteurs en régime de comptage de photons contraignants et peu performants.

Si nous voulons encore améliorer la sensibilité de cet instrument, il nous faut maintenant étudier la possibilité d'en étendre la bande spectrale d'efficacité. Ainsi, dans la dernière partie de ce manuscrit, je vais présenter les résultats d'une étude prospective dédiée à l'augmentation de cette bande spectrale par la modification de la source de pompe employée pour alimenter les processus non-linéaires de l'instrument.

Quatrième partie
Développements annexes et
perspectives

Étude de l'utilisation d'un peigne de fréquences comme source de pompe pour étendre la bande de fonctionnement de l'interféromètre

7.1 Limitation de la configuration actuelle de l'interféromètre à somme de fréquences

Au cours des travaux présentés dans ce manuscrit, nous avons pu constater que la bande spectrale d'efficacité de l'interféromètre à somme de fréquences était définie par les processus non-linéaires opérés sur ce dernier (voir chapitres 5 et 6). En effet, l'utilisation d'une source de pompe monochromatique restreint la conversion de fréquence à une plage de longueurs d'onde fixée par l'acceptance spectrale des cristaux de PPLN utilisés (0,3 nm dans notre cas).

La figure 7.1 représente l'évolution de la courbe d'efficacité de conversion normalisée en fonction des couples de longueurs d'onde signal (λ_s) et pompe (λ_p) infrarouges se propageant dans un cristal de PPLN. Nous observons bien ici que l'utilisation d'une source de pompe monochroma-

tique limite la bande spectrale du signal exploité par l'instrument lors de l'analyse d'une source infrarouge large bande spectrale.

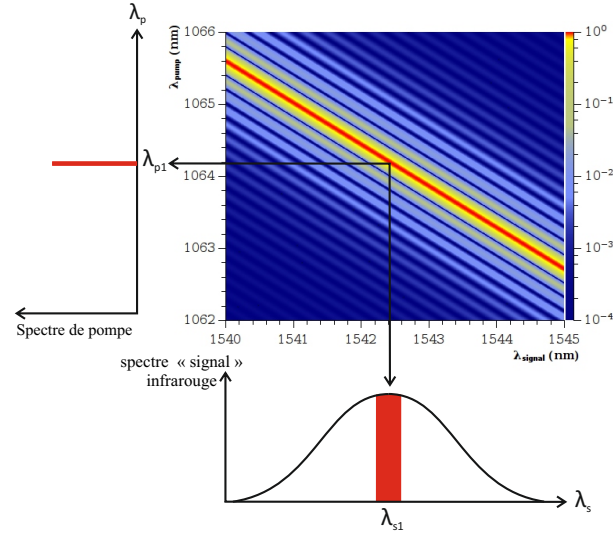


FIGURE 7.1 – Principe de la conversion de fréquence avec une source de pompe monochromatique. Ici, la source de pompe centrée en λ_{p1} ne permet la conversion que d'une bande spectrale centrée sur la longueur d'onde « signal » λ_{s1} et limitée à l'acceptance spectrale du cristal de PPLN.

Si cette particularité instrumentale pourrait être exploitée pour procéder à une analyse spectrale des objets infrarouges observés, elle va aussi induire à terme une limitation de la magnitude accessible avec ce dispositif. Ainsi, dans le but d'améliorer la sensibilité de notre instrument, nous allons dans la suite de ce chapitre proposer une méthode permettant l'augmentation de sa bande spectrale d'efficacité au-delà de l'acceptance spectrale des cristaux non-linéaires utilisés.

7.2 Intérêt de l'utilisation d'une source de pompe en peigne de fréquences

Pour étendre la bande spectrale de fonctionnement de l'interféromètre, une solution évidente consiste à agir sur le spectre de la source de pompe employée pour alimenter les processus non-linéaires. Il convient alors de déterminer le type de source qui répond le mieux à l'utilisation que nous faisons de la somme de fréquences dans le contexte de l'analyse de la cohérence de sources infrarouges large bande.

L'utilisation d'une source de pompe monochromatique accordable en longueur d'onde, rap-

portée dans le domaine de la spectroscopie infrarouge [Thew 08, Zhang 08], n'est pas adaptée à notre problématique. En effet, bien que le balayage en longueur d'onde de la pompe permette d'augmenter « virtuellement » la bande spectrale d'efficacité du cristal non-linéaire, cela n'entraînera pas d'augmentation de la sensibilité de l'instrument utilisé, qui est toujours définie « instantanément » par l'acceptance spectrale du cristal employé. Cette méthode est donc écartée.

L'utilisation d'une source de pompe large bande spectrale permettrait bien d'augmenter instantanément la bande spectrale d'efficacité du processus. Cependant, l'utilisation de ce type de source limite fortement le contrôle que nous avons sur la densité spectrale de puissance du signal obtenu après conversion. Dans le cas de l'interféromètre à somme de fréquences, cette contrainte est susceptible de conduire à une dégradation de la ressemblance des signaux mélangés à la sortie de l'instrument, limitant ainsi les valeurs de contraste obtenues au cours d'une analyse de cohérence. Cette méthode n'est donc pas retenue non plus.

Pour s'adapter au mieux à la problématique d'un fonctionnement en mode interférométrique, nous choisissons ici d'utiliser une source de pompe constituée d'un peigne de fréquences pour étendre la bande spectrale de fonctionnement de l'instrument. Le principe d'un processus de somme de fréquences alimenté par ce type de source est illustré sur la figure 7.2.

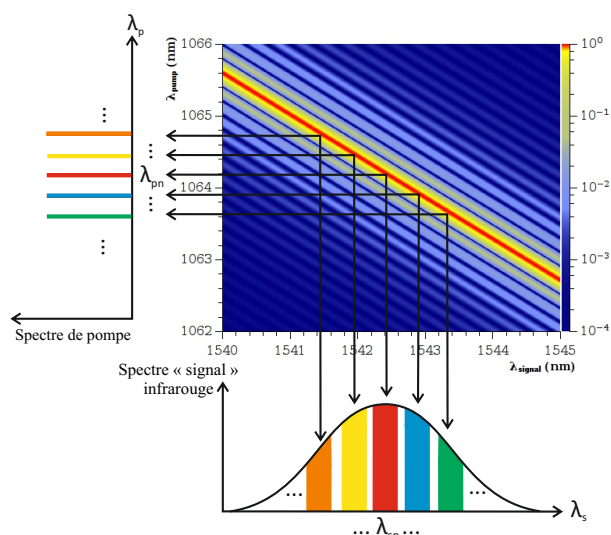


FIGURE 7.2 – Principe de la conversion de fréquence avec une source de pompe en peigne de fréquences. Ici, chacune des raies de pompe adresse une partie distincte du signal infrarouge à convertir.

Dans cette configuration, les raies de la source de pompe sont suffisamment espacées spec-

tralement pour que chacune d'entre elles adresse une partie distincte du signal infrarouge large bande à convertir. Cette précaution permet d'augmenter la bande de conversion de fréquence avec le nombre de raies de pompe utilisées tout en évitant le recouvrement des bandes spectrales converties, susceptible d'entraîner la perte des propriétés de cohérence du signal incident. Cela permet, en configuration interférométrique, de procéder à l'analyse de cohérence de l'ensemble du signal converti à la sortie de l'instrument.

Une question reste toutefois en suspens : est-ce que l'utilisation d'une telle source de pompe va induire des modifications sur les informations contenues dans le signal infrarouge à analyser ? Pour y répondre, nous avons réalisé une étude sur le fonctionnement de l'interféromètre lorsqu'il est alimenté par une source de pompe en peigne de fréquences. Cette étude est divisée en trois parties :

- une approche théorique au travers de la simulation d'un processus de somme de fréquences sur une large bande spectrale. Cette étude nous conduira à la mise en avant d'un effet de compression spectrale en fréquence ;
- la démonstration expérimentale de cet effet de compression lors de l'analyse de la cohérence temporelle d'un doublet spectral infrarouge au travers de l'interféromètre à somme de fréquences alimenté par un doublet spectral de pompe ;
- la démonstration expérimentale de la conservation des informations contenues dans le signal infrarouge à analyser malgré le phénomène de compression spectrale.

7.3 Approche théorique de la conversion de fréquence large bande spectrale

7.3.1 Simulation du processus de somme de fréquences dans un cristal de PPLN

Pour comprendre les effets liés à la conversion de fréquence sur une large bande spectrale, nous allons, à partir de maintenant, raisonner en utilisant une notation en fréquence ν plutôt qu'en longueur d'onde λ .

La simulation présentée sur la figure 7.3 permet de déterminer l'efficacité de conversion normalisée η_{norm} (voir partie 2.3.4, page 44) obtenue lors d'un processus de conversion dans un guide d'onde PPLN en fonction des fréquences associées respectivement à la source de pompe $\nu_p = c/\lambda_p$ et au signal infrarouge $\nu_s = c/\lambda_s$ incidents sur le cristal. Pour rappel, cette efficacité de conversion est définie par la relation :

$$\eta_{norm}(\nu_s, \nu_p) = \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (7.1)$$

$$\text{avec } \Delta k = \frac{2\pi}{c} \left(n_c \nu_c - n_s \nu_s - n_p \nu_p + \frac{c}{\Lambda} \right) \quad (7.2)$$

avec Δk le désaccord en phase réalisé dans le cristal, L la longueur du guide d'onde et Λ sa période de poling. Les valeurs de ces paramètres sont ici choisies pour correspondre aux cristaux de PPLN que nous utilisons expérimentalement ($L = 4$ cm et $\Lambda = 10,85$ μm). n_s , n_p et n_c sont les indices de réfraction du Niobate de Lithium respectivement pour les fréquences «signal infrarouge» (ν_s), pompe (ν_p) et «signal converti» (ν_c). Leur valeurs sont ici calculées à partir de l'équation de Sellmeier pour une température de cristal de 90°C (voir partie 2.3.5, page 47).

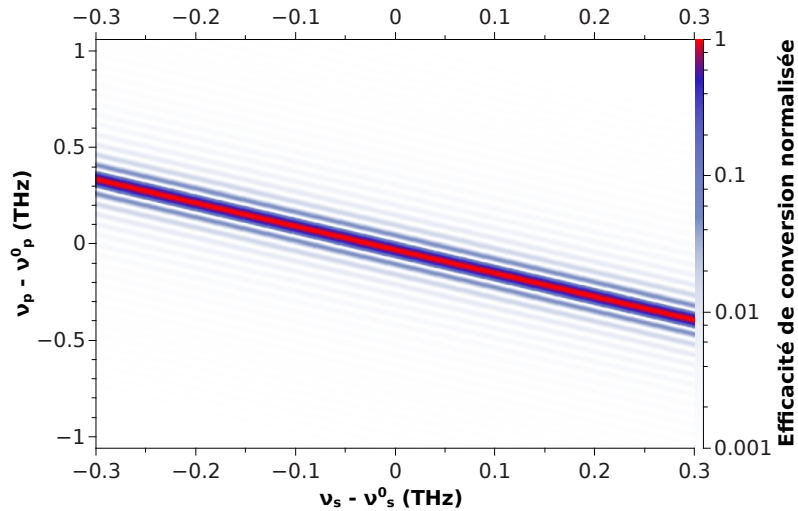


FIGURE 7.3 – Simulation de l'efficacité de conversion normalisée η dans un cristal de PPLN pour des plages de fréquences pompe et signal prédéfinies respectivement autour de $\nu_p^0 = 281.76$ THz ($\lambda_p^0 = 1064.0$ nm) et $\nu_s^0 = 194.35$ THz ($\lambda_s^0 = 1542.5$ nm).

Sur cette simulation, la courbe rouge représente l'efficacité de conversion maximale que nous pouvons obtenir dans le guide d'onde considéré. Elle correspond au quasi-accord de phase $\Delta k = 0$ entre les ondes signal infrarouge, pompe et signal converti.

À partir de la simulation présentée ci-dessus, nous allons maintenant démontrer l'apparition d'un effet de compression spectrale en fréquence dans le cas où le processus de conversion est alimenté par une source de pompe polychromatique. Pour cela, nous allons comparer l'impact sur le processus non-linéaire du passage d'une source de pompe monochromatique à une source de pompe large bande spectrale.

7.3.2 Conversion de fréquence opérée à l'aide d'une source de pompe monochromatique

Dans un premier temps, considérons que le processus de somme de fréquences simulé ici est alimenté par une source de pompe monochromatique centrée en ν_p^0 . Dans ce cas, la bande spectrale $\Delta\nu_s^{acc}$ du signal infrarouge effectivement converti se limitera principalement à l'acceptance spectrale du processus non-linéaire (dans notre cas 0,3 nm soit 37,5 GHz) comme l'illustre la figure 7.4.

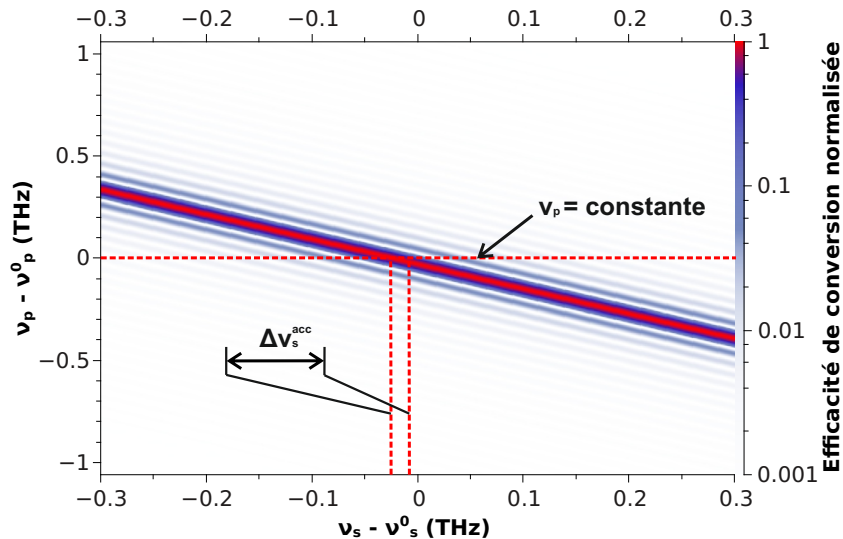


FIGURE 7.4 – Utilisation d'une source de pompe monochromatique centrée en ν_p^0 pour alimenter le processus de somme de fréquences simulé précédemment. Dans cette configuration, le processus non-linéaire se limite à une bande de fréquence signal $\Delta\nu_s^{acc}$ fixée par l'acceptance spectrale du cristal de PPLN utilisé.

Sur cette bande spectrale, la relation qui permet de déterminer la fréquence du signal converti ν_c est la relation de conservation de l'énergie :

$$\nu_c = \nu_s + \nu_p^0 \quad (7.3)$$

avec : $\nu_p^0 = \text{constante}$

En différenciant cette équation, nous obtenons la relation entre la largeur spectrale des signaux infrarouge $\Delta\nu_s^{acc}$ et converti $\Delta\nu_c^{acc}$:

$$\Delta\nu_s^{acc} = \Delta\nu_c^{acc} \quad (7.4)$$

Cette relation démontre que, dans le cas où le processus de somme de fréquences est alimenté par une source de pompe monochromatique, la largeur spectrale du signal généré aux longueurs d'onde visibles est égale à celle du signal infrarouge qui participe à la conversion. Dans ce cas, ce processus non-linéaire opère simplement une transposition en fréquence du spectre du signal infrarouge dans le domaine des longueurs d'onde visibles [Del Rio 08].

7.3.3 Source de pompe polychromatique : apparition d'un effet de compression spectrale en fréquence

Nous nous intéressons maintenant à la conversion d'un signal infrarouge de bande spectrale $\Delta\nu_s$ centré en ν_s^0 . Nous supposons ici que la source de pompe utilisée pour alimenter le processus de conversion de fréquence présente une densité spectrale constante sur une bande spectrale étendue et qu'il n'y a pas de relation de phase entre chacune de ses composantes. De plus, cette source est suffisamment étendue pour convertir chaque fréquence du spectre du signal infrarouge avec un maximum d'efficacité de conversion ($\Delta k = 0$). Dans cette configuration, la courbe d'efficacité de conversion maximale définie pour un quasi-accord de phase parfait entre les ondes pompe, signal et convertie (courbe rouge sur la simulation de la figure 7.3) peut localement être

approximée par une fonction affine. Son équation est alors :

$$\nu_p = a + b_{num} \cdot \nu_s \quad (7.5)$$

avec b_{num} la pente de la droite d'efficacité de conversion maximale. En intégrant l'expression précédente dans la loi de conservation de l'énergie du processus non linéaire, il vient :

$$\nu_c = a + (1 + b_{num}) \cdot \nu_s \quad (7.6)$$

Le calcul de la largeur du spectre du signal converti $\Delta\nu_c$ se fait comme précédemment en différenciant l'équation (7.6) :

$$\Delta\nu_c = (1 + b_{num}) \cdot \Delta\nu_s \quad (7.7)$$

À partir de l'équation (7.7), nous pouvons calculer le rapport ρ_{num} entre la largeur des spectres des signaux incident et converti, qui correspond au facteur de compression spectrale en fréquence :

$$\rho_{num} = \frac{\Delta\nu_s}{\Delta\nu_c} = \left| \frac{1}{1 + b_{num}} \right| \quad (7.8)$$

Avec les paramètres expérimentaux utilisés pour réaliser la simulation, nous calculons ici une pente $b_{num} = -1,213$, ce qui correspond à un facteur de compression ρ_{num} égal à 4,70. Ce résultat implique que la largeur spectrale en fréquence du signal converti sera inférieure à celle du signal infrarouge incident.

Cette compression apparaît au travers d'un processus de somme de fréquences uniquement si ce dernier est alimenté par une source de pompe polychromatique. Le fait que la pente b_{num} soit négative indique que dans le cas d'une conversion large bande, le spectre du signal converti est retourné par rapport à celui du signal infrarouge incident. Ainsi, les fréquences élevées du spectre infrarouge se retrouvent dans les fréquences basses du spectre converti et vice versa.

Nous allons maintenant vérifier expérimentalement l'apparition de cet effet de compression spectrale lors de l'utilisation d'une source de pompe en peigne de fréquences. Pour cela, je vais maintenant présenter une étude expérimentale de principe concernant l'analyse de la cohérence temporelle d'un doublet spectral infrarouge avec l'interféromètre à somme de fréquences alimenté par un doublet spectral de pompe. Au travers de cette étude, nous vérifierons également qu'un tel effet ne dégrade pas les informations de cohérence contenues dans le signal infrarouge à analyser.

7.4 Démonstration expérimentale de la compression spectrale en fréquence

7.4.1 Observation de l'effet de compression spectrale avec l'interféromètre à somme de fréquences en configuration multipompes

Configuration retenue pour étudier expérimentalement la compression

Je cherche ici à démontrer expérimentalement l'apparition d'un effet de compression spectrale dans un cristal de PPLN alimenté par une source de pompe polychromatique. Pour cela, je propose dans cette partie une étude expérimentale de principe en réalisant l'analyse de la cohérence d'un doublet spectral infrarouge à l'aide de l'interféromètre à somme de fréquences alimenté par un doublet spectral de pompe.

Nous considérons des doublets spectraux «signal infrarouge» et pompe permettant d'obtenir une efficacité de conversion maximale sur des cristaux de PPLN présentant les mêmes caractéristiques (longueur, période de poling, température de fonctionnement...) que celle que nous avons utilisées en simulation. La correspondance entre les différents signaux étudiés dans ces conditions est représentée sur la figure 7.5.

Dans cette configuration, chaque raie de la source de pompe (ν_{p1}, ν_{p2}) correspond à une raie spécifique du doublet spectral infrarouge (ν_{s1}, ν_{s2}) à analyser. Nous réalisons ainsi deux processus de somme de fréquences en parallèle dans le même cristal non-linéaire pour les couples signal et

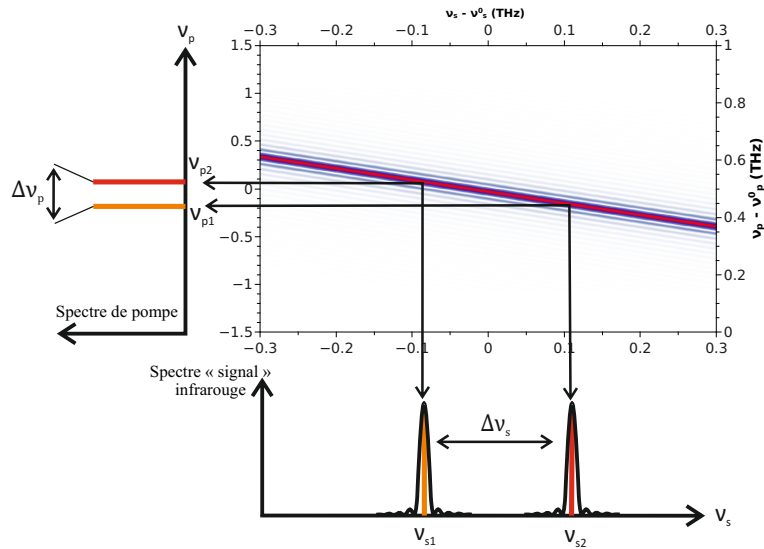


FIGURE 7.5 – Représentation des quasi-accords de phase réalisés expérimentalement pour étudier la compression spectrale en fréquence. Chaque raie de la pompe adresse une raie unique du doublet spectral infrarouge à analyser.

pompe $(\nu_{s1}; \nu_{p2})$ et $(\nu_{s2}; \nu_{p1})$. Ces interactions donnent naissance à un doublet spectral converti aux longueurs d'onde visibles ν_{c1} et ν_{c2} .

À partir de cette configuration, nous allons maintenant expliquer comment se traduit la compression spectrale en fréquence lors de l'analyse de la cohérence temporelle d'un doublet spectral. Pour cela, nous allons nous intéresser à la propagation de la phase des signaux à analyser au travers des deux bras de l'instrument et ainsi remonter jusqu'à l'expression des franges d'interférence détectées à la sortie de l'interféromètre.

Propagation de la phase des signaux au travers de l'interféromètre à somme de fréquences

Pour plus de simplicité dans l'approche théorique qui va suivre, nous considérons que la propagation des ondes lumineuses dans l'instrument se fait sans atténuation et que les processus de somme de fréquences réalisés ne génèrent pas de pertes entre les signaux infrarouges et leurs homologues aux longueurs d'onde visibles. De plus, le doublet « signal » à analyser au travers de l'interféromètre sera considéré comme équilibré et l'éclairement de chacune de ses raies sera égale à I_0 . Nous formulons également l'hypothèse que la phase à l'origine de chacune des raies

de ce doublet est nulle ($\varphi_0 = 0$).

L'analyse suivante est réalisée en considérant un interféromètre à somme de fréquences basé sur l'architecture décrite dans le chapitre 4. Ainsi, nous exprimerons dans la suite de ce paragraphe les termes de phase associés à chacune des raies du doublet «signal» en fonction du chemin optique parcouru sur chaque bras et sur chaque étage de cet instrument. Pour cela, nous définissons :

- le chemin optique parcouru sur le bras 1, étage infrarouge : δ_{IR1} ;
- le chemin optique parcouru sur le bras 2, étage infrarouge : δ_{IR2} ;
- le chemin optique parcouru sur le bras 1, étage visible : δ_{Vi1} ;
- le chemin optique parcouru sur le bras 2, étage visible : δ_{Vi2} .

À partir de ces notations, le tableau 7.1 donne les expressions analytiques des termes de phase liés à la propagation des raies ν_{s1} et ν_{s2} ainsi qu'à celles de leurs homologues converties ν_{c1} et ν_{c2} sur les différentes parties de l'interféromètre à somme de fréquences.

Tableau 7.1 – Expression du terme de phase des raies «signal» considérées sur les différentes parties de l'interféromètre à somme de fréquences

	Étage infrarouge (ν_s)	Étage visible (ν_c)
bras 1	$\varphi_{1s1} = \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_{s1} \cdot \delta_{IR1}$ $\varphi_{1s2} = \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_{s2} \cdot \delta_{IR1}$	$\varphi_{1c1} = \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_{c1} \cdot \delta_{Vi1}$ $\varphi_{1c2} = \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_{c2} \cdot \delta_{Vi1}$
bras 2	$\varphi_{2s1} = \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_{s1} \cdot \delta_{IR2}$ $\varphi_{2s2} = \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_{s2} \cdot \delta_{IR2}$	$\varphi_{2c1} = \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_{c1} \cdot \delta_{Vi2}$ $\varphi_{2c2} = \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_{c2} \cdot \delta_{Vi2}$
Différence de phase ($\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$)	$\Delta\varphi_{s1} = \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_{s1} \cdot (\delta_{IR2} - \delta_{IR1})$ $\Delta\varphi_{s2} = \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_{s2} \cdot (\delta_{IR2} - \delta_{IR1})$	$\Delta\varphi_{c1} = \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_{c1} \cdot (\delta_{Vi2} - \delta_{Vi1})$ $\Delta\varphi_{c2} = \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_{c2} \cdot (\delta_{Vi2} - \delta_{Vi1})$

La dernière ligne du tableau donne, pour chacune des raies spectrales ν_{s1} , ν_{s2} , ν_{c1} et ν_{c2} , l'expression analytique de la différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre pour chacun des étages de l'instrument.

Comme le processus de somme de fréquences a pour propriété de transférer la phase de l'onde incidente vers l'onde convertie, les différences de phase obtenues à la sortie de l'étage infrarouge de l'interféromètre ($\Delta\varphi_{s1}$, $\Delta\varphi_{s2}$) sont simplement transférées à l'entrée de l'étage visible de ce dernier. Ainsi, les expressions des éclaircissements liées à la détection des raies converties ν_{c1} et ν_{c2} s'écrivent :

$$I_1(\delta) = 2 \cdot I_0 \cdot (1 + \cos(\Delta\varphi_{s1} + \Delta\varphi_{c1})) \quad (7.9)$$

$$I_2(\delta) = 2 \cdot I_0 \cdot (1 + \cos(\Delta\varphi_{s2} + \Delta\varphi_{c2})) \quad (7.10)$$

Le signal total effectivement détecté à la sortie de l'interféromètre I_{tot} est donc la somme incohérente de ces deux systèmes de franges. Son expression analytique est ici retranscrite en considérant qu'il est composé d'un terme d'enveloppe $\mathcal{E}(\delta)$ modulant l'amplitude des franges $\mathcal{F}(\delta)$, ce qui donne :

$$I_{tot}(\delta) = I_1(\delta) + I_2(\delta) = 4 \cdot I_0 \cdot (1 + \mathcal{E}(\delta) \cdot \mathcal{F}(\delta)) \quad (7.11)$$

$$\text{avec } \mathcal{E}(\delta) = \cos\left(\frac{\pi \cdot \Delta\delta_{IR}}{L_{bIR}} + \frac{\pi \cdot \Delta\delta_{Vi}}{L_{bVi}}\right) \quad (7.12)$$

$$\text{et } \mathcal{F}(\delta) = \cos\left(\frac{2\pi}{c} \cdot \Delta\delta_{IR} \cdot \bar{\nu}_s + \frac{2\pi}{c} \cdot \Delta\delta_{Vi} \cdot \bar{\nu}_c\right) \quad (7.13)$$

avec :

- $L_{bIR} = c/\Delta\nu_s$ longueur de battement du doublet infrarouge ;
- $L_{bVi} = c/\Delta\nu_c$ longueur de battement du doublet converti ;
- $\Delta\nu_s = \nu_{s1} - \nu_{s2}$ différence de fréquence entre les raies du doublet infrarouge ;
- $\Delta\nu_c = \nu_{c1} - \nu_{c2}$ différence de fréquence entre les raies du doublet converti ;

- $\bar{\nu}_s = (\nu_{s1} + \nu_{s2})/2$ fréquence moyenne du « signal » infrarouge ;
- $\bar{\nu}_c = (\nu_{c1} + \nu_{c2})/2$ fréquence moyenne du « signal » converti ;
- $\Delta\delta_{IR} = \delta_{IR2} - \delta_{IR1}$ différence de marche sur l'étage infrarouge de l'interféromètre ;
- $\Delta\delta_{Vi} = \delta_{Vi2} - \delta_{Vi1}$ différence de marche sur l'étage visible de l'interféromètre.

Si nous nous intéressons à l'expression du terme d'enveloppe $\mathcal{E}(\delta)$, nous pouvons observer que son évolution, et donc celle du contraste des franges d'interférence, dépend de la longueur de battement des signaux infrarouge et converti. Ainsi, si nous modifions la différence de marche sur l'étage infrarouge de l'interféromètre, l'évolution du contraste des franges présentera une période égale à L_{bIR} . En revanche, si la même différence de marche est appliquée sur l'étage visible de l'instrument, la période de modulation du contraste des franges sera alors égale à L_{bVi} .

Dans la configuration que nous étudions, les écarts en fréquence des signaux infrarouge $\Delta\nu_s$ et converti $\Delta\nu_c$ sont différents à cause des processus non-linéaires réalisés (voir figure 7.5). Ainsi les longueurs de battement respectives de ces signaux L_{bIR} et L_{bVi} sont elles aussi différentes et leur rapport est égal au facteur de compression en fréquence obtenu dans la configuration étudiée.

En conclusion, une différence de chemin optique appliquée avant ou après les processus de somme de fréquences ne conduira pas à la même périodicité du contraste des franges d'interférence. Ce résultat permet la mise en évidence expérimentale de l'effet de compression spectrale en fréquence.

Maintenant que j'ai expliqué comment se manifeste la compression spectrale en fréquence lors de l'analyse de la cohérence temporelle d'un doublet spectral infrarouge, je vais procéder à la mise en évidence expérimentale de cet effet et à la mesure du facteur de compression spectrale en fréquence à l'aide de notre instrument.

7.4.2 Analyse expérimentale de la cohérence temporelle d'un doublet spectral infrarouge équilibré

Présentation de la configuration expérimentale

La configuration de l'interféromètre que nous utilisons ici est présentée sur la figure 7.6.

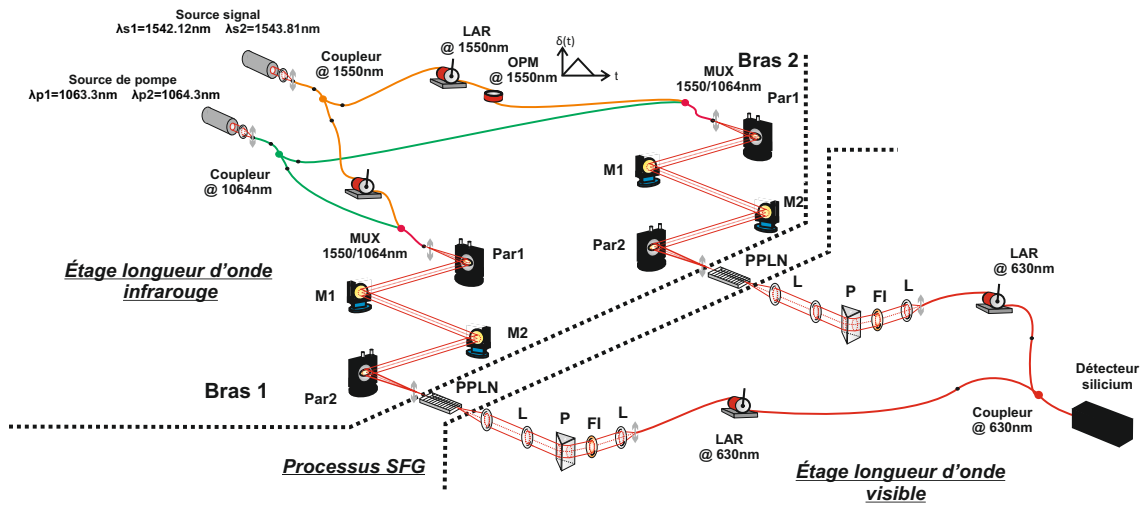


FIGURE 7.6 – Schéma de l'interféromètre à somme de fréquences utilisé pour la démonstration de l'effet de compression spectrale en fréquences.

Le doublet spectral «signal» à analyser ici est généré à partir de deux diodes lasers DFB.

Les caractéristiques de ces deux sources sont les suivantes :

- longueur d'onde d'émission : DFB_{s1} à $\lambda_{s1} = 1542,1 \text{ nm}$ ($\nu_{s1} = 194,4 \text{ THz}$) et DFB_{s2} à $\lambda_{s2} = 1543,8 \text{ nm}$ ($\nu_{s2} = 194,2 \text{ THz}$). Ces valeurs sont ajustables grâce au contrôle de la température des sources ;
- largeur spectrale de chaque raie : $\Delta\nu_s \approx 100 \text{ MHz}$;
- puissance d'émission : $P_{s1} = P_{s2} = 11,3 \text{ mW}$.

Pour réaliser simultanément les deux conversions de fréquence dans les deux cristaux de PPLN de l'interféromètre, nous alimentons ces derniers avec la même source de pompe comportant elle aussi deux diodes lasers DFB. Les caractéristiques de ces sources sont les suivantes :

- longueur d'onde d'émission : DFB_{p1} à $\lambda_{p1} = 1063,3 \text{ nm}$ ($\nu_{p1} = 282,0 \text{ THz}$) et DFB_{p2} à $\lambda_{p2} = 1064,4 \text{ nm}$ ($\nu_{p2} = 281,7 \text{ THz}$) ajustable à nouveau en fonction de la température des sources ;
- largeur spectrale de chaque raie : $\Delta\nu_p \approx 100 \text{ MHz}$;
- puissance d'émission : $P_{p1} = P_{p2} = 120,0 \text{ mW}$.

L'utilisation de tels niveaux de puissance pour les sources signal et pompe nous permet de procéder à la détection du signal converti à la sortie de l'interféromètre de façon classique à l'aide

de la photodiode silicium utilisée précédemment.

Pour obtenir expérimentalement la configuration des processus non-linéaires décrite sur la figure 7.5 et obtenir une efficacité de conversion maximale pour les deux couples de fréquences $\nu_{s1}-\nu_{p2}$ et $\nu_{s2}-\nu_{p1}$, nous travaillons avec des guides d'onde différents de ceux employés dans les études précédemment présentées dans ce manuscrit. Les températures de fonctionnement de ces guides sont respectivement $T_1 = 83,00^\circ\text{C}$ sur le bras 1 et $T_2 = 87,60^\circ\text{C}$ sur le bras 2 de l'interféromètre. Dans ces conditions, les deux processus de conversion réalisés à partir des sources signal et pompe présentées ci-dessus sont reportés sur la figure 7.7.

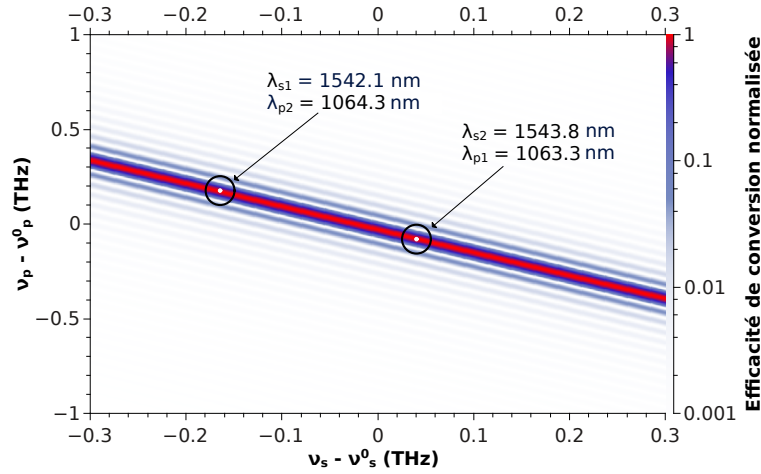


FIGURE 7.7 – Position des quasi-accords de phase associés aux couples de fréquences $\nu_{s1}-\nu_{p2}$ et $\nu_{s2}-\nu_{p1}$ par rapport à la simulation de l'efficacité de conversion.

À la sortie de l'interféromètre, le traitement du signal acquis par la photodiode est réalisé à l'aide du programme LabView décrit dans la partie 4.1.2, page 81.

Dans cette configuration, la superposition des processus de somme de fréquences expérimentaux avec la courbe d'efficacité maximale de conversion que nous avons simulée va nous permettre de comparer le facteur de compression que nous allons mesurer expérimentalement à celui que nous avons déjà déduit des simulations.

Résultats expérimentaux

Nous procédons ici à deux mesures successives de la cohérence temporelle du doublet spectral infrarouge : la première en appliquant une différence de marche sur l'étage infrarouge de l'interféromètre et la deuxième en appliquant la même différence de marche sur son étage visible.

La courbe d'évolution de la visibilité des franges d'interférence lorsqu'une différence de marche est appliquée sur l'étage infrarouge de l'interféromètre est reportée sur la figure 7.8.

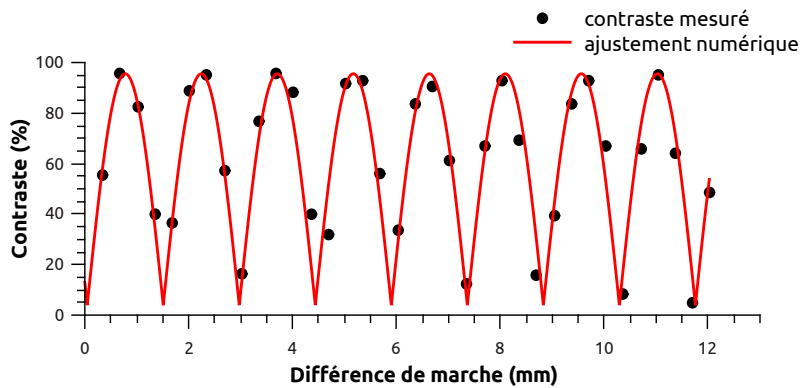


FIGURE 7.8 – Évolution du contraste des franges d'interférence en fonction d'une différence de marche appliquée sur l'étage infrarouge de l'interféromètre. La courbe rouge est un ajustement numérique de l'évolution théorique du contraste à partir des données expérimentales. La longueur de battement du signal, qui dans ce cas est égale à la période de la courbe de visibilité, est de $L_{bIR} = 1,46$ mm.

Sur cette courbe, nous mesurons une longueur de battement du signal égale à $L_{bIR} = 1,46$ mm. En revanche, lorsque nous réalisons la même mesure en appliquant cette fois une différence de marche sur l'étage visible de l'interféromètre (figure 7.9), nous obtenons une longueur de battement $L_{bVi} = 5,97$ mm.

Cette différence de longueur de battement entre les deux mesures précédentes atteste expérimentalement de l'apparition d'un effet de compression spectrale en fréquence dans les processus non-linéaires impliqués dans notre expérience. Ici, nous avons mesuré un facteur de compression expérimental ρ_{exp} égal à :

$$\rho_{exp} = \frac{L_{bVi}}{L_{bIR}} = 4.09 \quad (7.14)$$

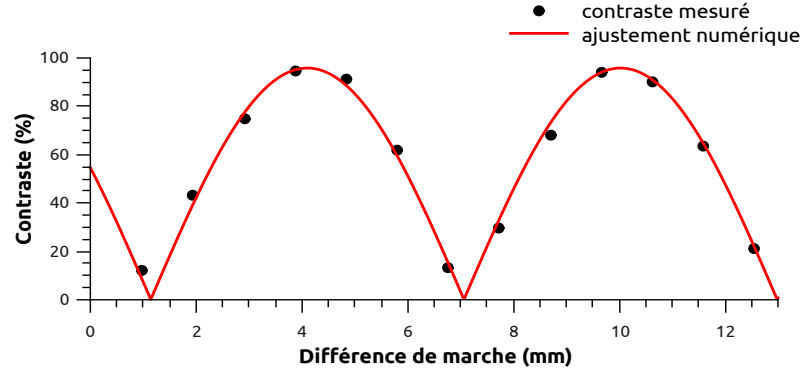


FIGURE 7.9 – Évolution du contraste des franges d'interférence en fonction d'une différence de marche appliquée sur l'étage visible de l'interféromètre. La courbe rouge est un ajustement numérique de l'évolution théorique du contraste à partir des données expérimentales. La longueur de battement du signal, qui dans ce cas est égale à la période de la courbe de visibilité, est de $L_{bVi} = 5,97$ mm.

Nous observons une différence relative de 12,8% par rapport au facteur de compression $\rho_{num} = 4,70$ que nous avons estimé à partir des simulations (voir partie 7.3.3). Cette différence vient du fait que les couples de fréquences ($\nu_{s1}-\nu_{p2}$ et $\nu_{s2}-\nu_{p1}$) que nous étudions expérimentalement ne sont pas parfaitement localisés sur la crête de la courbe d'efficacité de conversion normalisée (figure 7.7). Ce mauvais positionnement des processus non-linéaires étudiés expérimentalement est dû à la limite de résolution du système de sélection de la longueur d'onde des sources DFB que nous utilisons (50 pm, soit 6,3 GHz à 1542,5 nm).

Nous pouvons cependant déduire des quasi-accords de phase expérimentaux réalisés ici une pente expérimentale b_{exp} égale à $-1,245$. Cette valeur présente une différence relative de 2,6% avec la valeur de pente que nous avons calculée numériquement ($b_{num} = -1,213$). Comme nous avons vu dans la partie 7.3.3 que le facteur de compression pouvait être calculé à partir de la pente de la courbe d'efficacité de conversion, nous pouvons écrire :

$$\rho'_{exp} = \left| \frac{1}{1 + b_{exp}} \right| = 4.08 \quad (7.15)$$

La valeur du facteur de compression ρ'_{exp} calculée à partir de la pente « expérimentale » de la courbe d'efficacité de conversion b_{exp} est en parfait accord avec le facteur de compression mesuré lors de l'analyse de la cohérence temporelle du doublet spectral infrarouge (différence

relative entre les deux mesures inférieure à 0,25%). Cela confirme la justesse de nos résultats expérimentaux.

Dans cette partie, nous avons expérimentalement démontré l'apparition d'un effet de compression en fréquence lorsqu'un processus de conversion est alimenté par un doublet spectral de pompe. Nous allons maintenant vérifier que cet effet ne modifie pas les informations contenues dans les signaux infrarouges analysés lors du processus de somme de fréquences et que ces dernières sont toujours observables lors de l'analyse de la cohérence du signal.

7.5 Démonstration de la conservation de la signature spectrale du signal infrarouge lors de la compression spectrale

7.5.1 Présentation de la configuration expérimentale : étude d'un doublet spectral déséquilibré

Pour vérifier la conservation de la signature spectrale du signal infrarouge analysé par l'interféromètre lors de l'apparition d'un effet de compression spectrale en fréquence, nous allons à nouveau procéder à une analyse de la cohérence temporelle du signal en sortie de l'instrument alimenté par le même doublet spectral de pompe que précédemment.

Afin de pouvoir observer facilement la signature de la cohérence temporelle du signal détecté, nous faisons varier le rapport α entre les densités spectrales de puissance des deux raies qui composent le doublet infrarouge que nous cherchons à caractériser. Dans ces conditions, la relation entre la puissance de chaque raie du doublet aux fréquences ν_{s1} (I_1^0) et ν_{s2} (I_2^0) peut s'écrire $I_1^0 = \alpha \cdot I_2^0$.

Pour déséquilibrer le doublet spectral infrarouge, nous diminuons l'intensité du courant envoyé sur la DFB_{2s} jusqu'à obtenir une puissance $P_{s2} = 0,84$ mW. Comme la puissance émise par la DFB_{1s} n'est pas modifiée ici ($P_{s1} = 11,3$ mW), nous en déduisons un rapport $\alpha = 13,5$.

Le spectre du doublet infrarouge correspondant est présenté sur la figure 7.10. Ce relevé a été réalisé à l'aide d'un spectromètre infrarouge et nous permet de vérifier que la longueur d'onde d'émission de chaque raie du signal n'a pas changé par rapport à la configuration précédente

($\lambda_{s1} = 1542,1$ nm et $\lambda_{s2} = 1543,8$ nm).

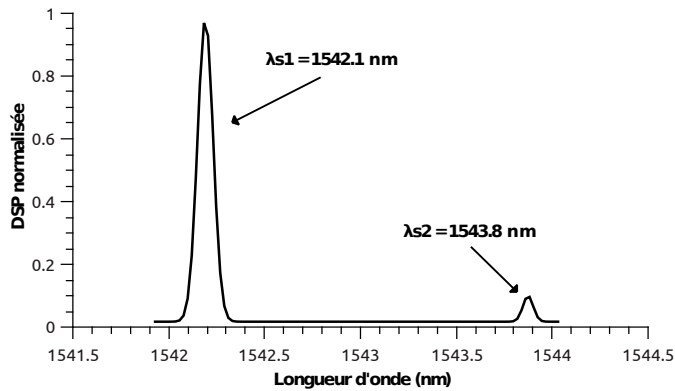


FIGURE 7.10 – Spectre du doublet signal déséquilibré étudié avec l’interféromètre à somme de fréquences. La largeur des raies de ce spectrogramme résulte de la résolution spectrale de l’analyseur utilisé qui est de 0,1 nm.

Enfin nous utilisons ici les mêmes températures de cristaux de PPLN que dans l’étude précédente afin de réaliser les mêmes processus de conversion que pour cette dernière (figure 7.7).

7.5.2 Simulation de la cohérence temporelle d’un doublet spectral déséquilibré

Pour vérifier les informations obtenues lors de l’analyse de la cohérence temporelle du doublet spectral infrarouge déséquilibré, nous procédons à une simulation de cette dernière à l’aide du logiciel LabView. Cette simulation est réalisée en utilisant le théorème de Wiener-Kintchine qui énonce que la fonction de visibilité $V(\delta)$ d’un signal quelconque est proportionnelle à la transformée de Fourier de sa densité spectrale de puissance $B(\nu)$. Ici, nous limitons notre étude au module de cette fonction, ce qui donne :

$$|V(\delta)| = |TF[B(\nu)]| \quad (7.16)$$

Ainsi, notre simulation nous permet de déterminer la courbe d’évolution théorique du contraste des franges d’interférence correspondant à un signal donné en réalisant simplement la transformée de Fourier du spectre de ce dernier.

Dans le cas présent, nous simulons un doublet spectral déséquilibré d'un facteur $\alpha = 13,5$ pour pouvoir comparer les résultats donnés par cette simulation à ceux obtenus lors de l'étude expérimentale de cette source. Pour que la correspondance entre les deux analyses soit optimisée, les défauts de l'interféromètre à somme de fréquences caractérisés dans la chapitre 4 (principalement dus au contrôle de la polarisation des ondes) sont pris en compte dans les simulations.

7.5.3 Résultats expérimentaux

Nous réalisons comme précédemment deux mesures de la cohérence temporelle du signal en fonction d'une différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre. La première mesure de l'évolution du contraste des franges est ici réalisée en appliquant une différence de marche sur l'étage infrarouge de l'instrument.

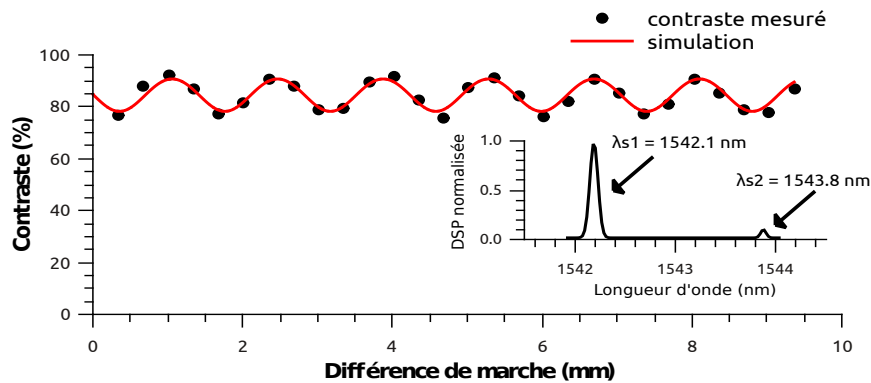


FIGURE 7.11 – Évolution du contraste des franges d'interférence en fonction d'une différence de marche appliquée sur l'étage infrarouge de l'interféromètre pour un déséquilibre d'un facteur $\alpha = 13,5$ entre les deux raies du doublet spectral. La courbe rouge représente l'évolution théorique du contraste obtenue par simulation numérique dans les mêmes conditions. L'amplitude de modulation du contraste mesurée ici est de 6.24%.

Nous observons sur la courbe 7.11 que l'évolution du contraste des franges mesurée expérimentalement avec le doublet spectral déséquilibré coïncide parfaitement avec l'allure de la courbe obtenue par simulation numérique. Ici, la courbe d'évolution du contraste présente une amplitude de 6.24% et une longueur de battement du doublet de $L_{bIR} = 1,43$ mm.

Lorsque nous appliquons la différence de marche sur l'étage visible de l'interféromètre, nous obtenons la courbe d'évolution du contraste des franges présentée sur la figure 7.12.

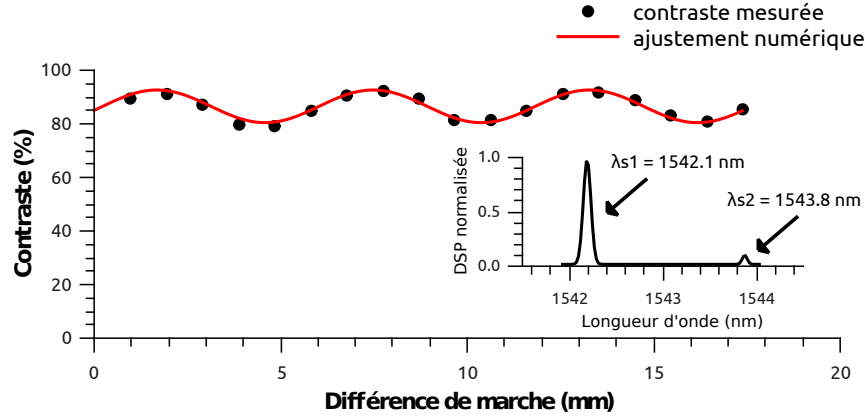


FIGURE 7.12 – Évolution du contraste des franges d’interférence en fonction d’une différence de marche appliquée sur l’étage visible de l’interféromètre pour un déséquilibre d’un facteur $\alpha = 13,5$ entre les deux raies du doublet spectral. La courbe rouge est un ajustement numérique de l’évolution théorique du contraste à partir des données expérimentales. L’amplitude de modulation du contraste mesurée ici est de 6,09%.

L’amplitude d’évolution du contraste des franges mesurée ici est de 6,09% avec une longueur de battement du signal $L_{bVi} = 5,79$ mm. La valeur de l’amplitude de modulation obtenue ici est très proche de la valeur de 6.24% obtenue lors de la première mesure de la cohérence du doublet spectral déséquilibré (différence relative entre les deux valeurs de 2,4%). Ce résultat démontre clairement que les informations de cohérence temporelle analysées lors des deux mesures précédentes permettent de retrouver la signature spectrale de la source infrarouge analysée.

De plus, les longueurs de battement mesurées sur les deux courbes précédentes ($L_{bIR} = 1,43$ mm et $L_{bVi} = 5,79$ mm) nous permettent de calculer ici un facteur de compression en fréquence $\rho_{exp} = 4,05$. Ce résultat, qui est très proche de la première mesure expérimentale du facteur de compression ($\rho_{exp} = 4,09$), démontre que l’interféromètre à somme de fréquences fonctionne de façon très stable dans la configuration étudiée.

7.6 Perspectives concernant la conversion de fréquence sur une large bande spectrale

Nous venons de démontrer expérimentalement l’apparition d’un effet de compression spectrale lorsqu’un processus de somme de fréquences est alimenté par une pompe en doublet spectral.

Cette configuration est la première étape de l'étude concernant l'utilisation d'une peigne de fréquences pour alimenter les cristaux non-linéaires présents sur chaque bras notre l'interféromètre. Le but de cette future configuration est d'étendre la bande spectrale d'utilisation de cet instrument afin d'en améliorer la sensibilité et de repousser ainsi la magnitude limite accessible lors de son utilisation.

Pour préparer une étude expérimentale de cette configuration instrumentale, nous avons simulé la conversion d'une source infrarouge large bande dans un cristal de PPLN alimenté par une source de pompe en peigne de fréquences en utilisant le programme présenté au début de ce chapitre.

Dans cette étude, nous cherchons à déterminer le spectre du signal converti créé lors de la conversion d'un signal infrarouge incohérent centré en $\lambda_s^0 = 1540$ nm et de bande spectrale $\Delta\nu_s = 2,52$ THz ($\Delta\lambda_s = 20$ nm) représenté sur la figure 7.13.

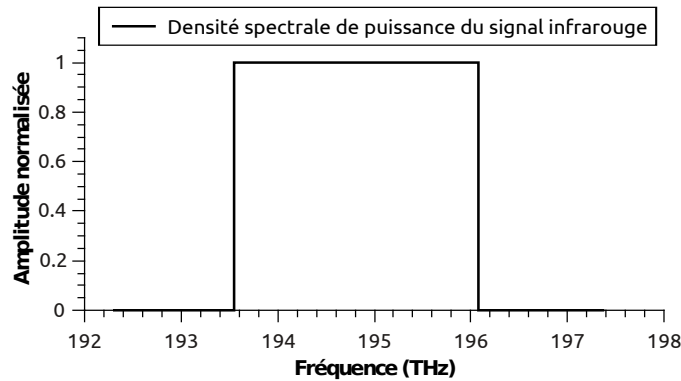


FIGURE 7.13 – Densité spectrale de puissance du signal infrarouge à convertir dans notre simulation. Sa longueur d'onde central est $\nu_s^0 = 194,8$ THz ($\lambda_s^0 = 1540$ nm) et sa bande spectrale $\Delta\nu_s = 2,52$ THz ($\Delta\lambda_s = 20$ nm)

La source de pompe utilisée pour alimenter le processus de conversion simulé ici est un peigne de fréquences (largeur à mi-hauteur de chaque raie 7,95 GHz soit 0,03 nm) régulièrement espacées de $\Delta\nu_p = 0,045$ THz ($\Delta\lambda_p = 0,17$ nm) sur une bande allant de 279,85 THz (1072 nm) à 283,29 THz (1059 nm), ce qui représente un total de 76 raies de pompe (figure 7.14). L'écart spectral entre chaque raie de la source a été défini pour convertir de proche en proche l'ensemble du spectre de la source «signal» infrarouge tout en minimisant le phénomène de recouvrement spectral évoqué dans la partie 7.2. De plus, nous considérons ici que ces raies spectrales sont

incohérentes les unes par rapport aux autres.

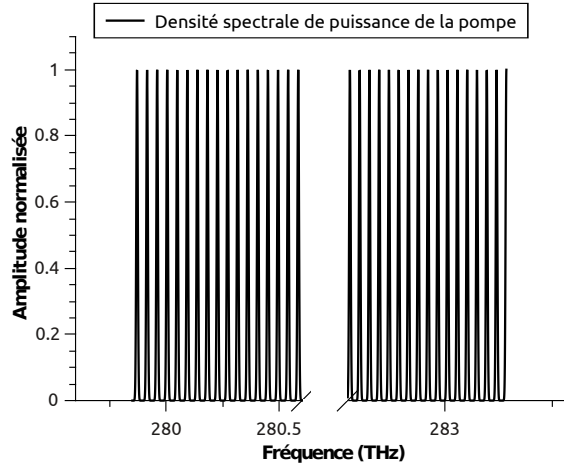


FIGURE 7.14 – Densité spectrale de puissance de la source de pompe utilisée pour alimenter le processus de conversion. Elle s’étend sur une bande sepctrale allant de 279,85 THz (1072 nm) à 283,29 THz (1059 nm) avec des pics de largeur à mi-hauteur 7,95 GHz (0,03 nm) régulièrement espacés de $\Delta\nu_p = 0,045$ THz ($\Delta\lambda_p = 0,17$ nm)

Pour cette simulation, nous considérons les mêmes caractéristiques de cristal de PPLN que dans la partie 7.3.1, c’est-à-dire une longueur de cristal de 4 cm, une période de poling $\Lambda = 10.85$ μm et une température de fonctionnement de 90°C.

Pour simplifier le calcul réalisé par la simulation, nous ne nous intéressons qu’à la courbe d’efficacité de conversion maximale obtenue en réalisant des quasi-accords de phase parfaits ($\Delta k = 0$) entre chaque pic de pompe et le signal infrarouge considérés ici. Nous obtenons ainsi la courbe représentant l’efficacité de conversion maximale dans le guide d’onde PPLN, simulée pour chaque couple de fréquence ν_p et ν_s (figure 7.15). Cette dernière correspond aux résultats de simulation déjà obtenus précédemment.

Le processus de conversion simulé ici permet d’obtenir le signal converti aux longueurs d’onde visibles dont le spectre est représenté sur la figure 7.16. Les fluctuations d’amplitudes observées sur ce spectre sont dues au fait que le signal infrarouge considéré a été rendu incohérent en associant à chacune de ses composantes fondamentales une phase aléatoire qui est ensuite moyennée sur une grand nombre d’itérations de calcul.

Ce signal converti présente une bande spectrale de $\Delta\nu_c = 0,56$ THz ($\Delta\lambda_c = 0,741$ nm) centrée en $\nu_c^0 = 476,44$ THz ($\lambda_s^0 = 629,67$ nm). Nous retrouvons bien ici le même phénomène

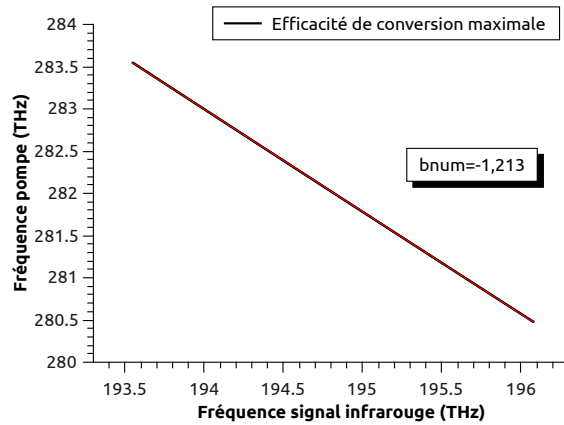


FIGURE 7.15 – Simulation de la courbe d’efficacité de conversion maximale dans un cristal de PPLN. La pente de cette courbe est $b_{num} = -1,213$.

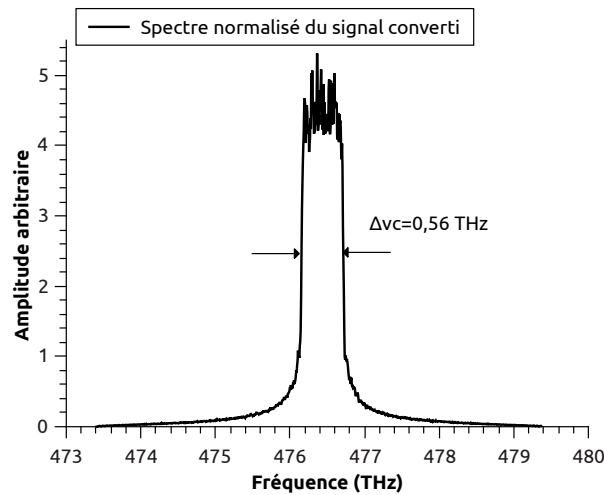


FIGURE 7.16 – Spectre du signal converti obtenu en sortie du processus de conversion large bande. Ce signal présente une bande spectrale de $\Delta\nu_c = 0,56$ THz ($\Delta\lambda_c = 0,741$ nm) centrée en $\nu_c^0 = 476,44$ THz ($\lambda_s^0 = 629,67$ nm).

de compression spectrale que dans les études précédentes avec ici un facteur de compression maximal $\rho_{num} = 4,70$. Comme nous considérons dans cette étude des sources « signal » infrarouge et converti de spectres continus, nous pouvons calculer les longueurs de cohérence correspondant à chacune d’entre elles. Nous obtenons ainsi pour le signal infrarouge une longueur de cohérence $L_{cIR} = c/\Delta\nu_s = 188$ μm , alors que dans le cas du signal converti, $L_{cVi} = c/\Delta\nu_c = 536$ μm . Cela correspond à un gain de longueur de cohérence égal au facteur de compression calculé précédemment. Cette augmentation de la longueur de cohérence du signal converti par rapport

au signal initial pourrait permettre de relâcher les contraintes sur le contrôle des différences de marche entre les bras de l'interféromètre lors de l'analyse des franges d'interférence sur une large bande spectrale.

D'autre part, la compression spectrale en fréquence devrait permettre de limiter l'impact des effets de dispersion chromatique dans les fibres optiques en silice après conversion du signal infrarouge vers les longueurs d'onde visibles, et ce même si cette partie du spectre lumineux est plus éloignée du zéro de dispersion de la fibre que le signal initial. Pour une fibre en silice monomode et à maintien de polarisation à 1550nm, la dispersion chromatique d'ordre deux est voisine de 20 ps/(nm.km), soit 400 ps/km dans le cas du signal infrarouge simulé précédemment ($\Delta\lambda_s = 20$ nm). Pour le même type de fibre dans le visible, la dispersion chromatique d'ordre deux est de l'ordre de 200 ps/(nm.km). Cela conduit ici à un effet dispersif d'une valeur de seulement 140 ps/km en raison de la compression spectrale qui apparaît lors du processus conversion de fréquence dans le cas ci-dessus ($\Delta\lambda_c = 0,741$ nm). Cette situation serait donc beaucoup plus favorable que dans le cas d'un interféromètre classique utilisant des fibres optiques en silice pour un fonctionnement dans le domaine infrarouge.

Ainsi, lors de la mise en place expérimentale d'un interféromètre à somme de fréquences alimenté par une source de pompe multiraies, incohérentes et de même amplitude, nous pourrions nous attendre à une augmentation de la longueur de cohérence du signal converti dans le visible tout en diminuant les effets de dispersion chromatique d'ordre deux, pourtant plus importants dans cette partie du spectre lumineux qu'autour de 1550 nm.

7.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré expérimentalement l'apparition d'un effet de compression spectrale en fréquence dans un cristal de PPLN lorsque celui-ci est alimenté par une source de pompe dont le spectre est composé de deux raies incohérentes temporellement et de même amplitude. Dans la démonstration présentée ici, nous avons obtenu de façon répétitive un facteur de compression $\rho_{exp} = 4.09$. De plus, nous avons démontré que l'apparition de cet effet de compression ne détériore pas les informations liées à la cohérence du signal et contenues dans

sa densité spectrale.

En procédant à une simulation numérique, nous avons également démontré que la conversion d'une source infrarouge large bande spectrale par un processus de somme de fréquences alimenté par une source de pompe multiraies permettrait de bénéficier d'un effet de compression maximal, conduisant à une augmentation de la cohérence temporelle de la source analysée au travers du processus.

Dans un contexte interférométrique, la compression spectrale en fréquence pourrait permettre de relâcher significativement les contraintes sur l'égalisation des temps de groupe entre les bras de l'interféromètre fibré utilisé. Cela permettrait de proposer une configuration de l'instrument moins contraignante lors de l'observation d'une source possédant une large bande spectrale.

Concernant l'étude de l'augmentation de la bande de fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences, nous souhaitons réaliser prochainement avec cette instrument l'analyse de la cohérence temporelle d'un signal infrarouge large bande spectrale en utilisant un peigne de fréquences composé de quatre raies monochromatiques. Une thèse débutera en octobre prochain avec pour objectif de mener cette étude.

Perspectives : projet de mise en place d'un interféromètre à somme de fréquences sur le site de CHARA

Tout au long de ce manuscrit, j'ai présenté les différents travaux menés par notre équipe de recherche concernant la conception, la réalisation et la caractérisation d'un interféromètre à somme de fréquences adapté à l'analyse de la cohérence de sources infrarouges large bande spectrale. Nous avons par la suite démontré la possibilité d'utiliser cet instrument pour procéder à l'analyse de la cohérence spatiale d'une source thermique artificielle. Cette démonstration a permis d'attester de la légitimité de notre proposition instrumentale concernant la problématique de l'analyse d'objets stellaires infrarouges par synthèse d'ouverture.

Fort de ces démonstrations, la prochaine étape de développement de notre interféromètre a pour objectif sa mise en place sur un site d'observation. En s'appuyant sur les résultats obtenus par Damien CEUS sur le site de l'observatoire d'Hawaï, nous avons pu initier un partenariat avec les membres de l'équipe responsable du réseau de télescopes CHARA situé sur le site de l'observatoire du Mont Wilson aux États-Unis.

L'objectif à long terme de cette collaboration vise la mise en place d'un interféromètre à somme de fréquences couplé à ce réseau de télescopes en utilisant une partie de l'instrument fibré

FLUOR de l'observatoire. Ce partenariat a donné lieu, en mars 2013, à une première mission sur site à laquelle j'ai pu prendre part et que je vais maintenant vous présenter. L'objectif de cette mission était double :

- procéder à une caractérisation des conditions environnementales de mise en place de l'interféromètre à somme de fréquences sur le site,
- réaliser un bilan photométrique du réseau CHARA en utilisant l'interface d'injection dans les fibres optiques de l'instrument FLUOR.

En nous appuyant sur ces résultats, je présenterai à la fin de ce chapitre une estimation de la magnitude limite accessible en bande H ($\lambda \in [1, 50-1, 80] \mu\text{m}$) avec notre interféromètre dans le cas de son déploiement sur le site.

8.1 Présentation du réseau de télescopes CHARA

8.1.1 Présentation générale

Le réseau de télescopes CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy) fait partie des quelques interféromètres stellaires mis à la disposition des astronomes à l'heure actuelle. Il culmine à 1742 mètres d'altitude au sommet du Mont Wilson, à proximité de Los Angeles. Cet instrument est composé d'un réseau de six télescopes d'un mètre de diamètre chacun fonctionnant en mode interférométrique. La configuration de l'instrument, illustrée figure 8.1, se présente sous la forme de trois sous-réseaux de deux télescopes de base $B = 30$ m. Ces sous-réseaux peuvent, selon l'instrument utilisé pour procéder à la recombinaison des faisceaux, fonctionner de façon indépendante où en commun. Dans ce dernier cas, la base de l'instrument peut atteindre jusqu'à 330 mètres, ce qui fait de CHARA un des dispositifs d'imagerie par synthèse d'ouverture les plus performants au monde en terme de résolution angulaire.

Le principe de fonctionnement de l'instrument est le suivant :

- dans un premier temps, les télescopes du réseau collectent le flux lumineux émis par l'étoile à caractériser,
- la lumière ainsi collectée est ensuite collimatée et transmise jusqu'à un ensemble de tubes

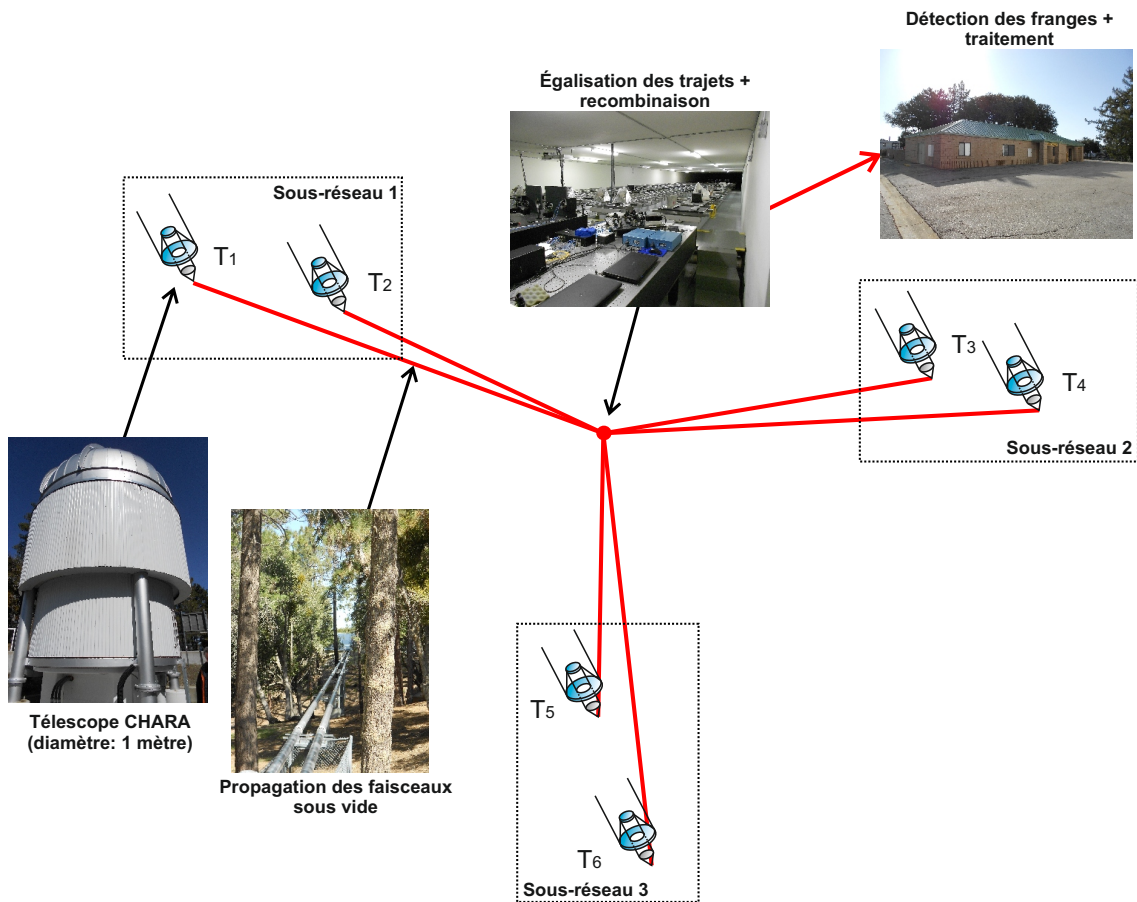


FIGURE 8.1 – Schéma de principe de l'architecture du réseau de télescopes CHARA.

sous vide permettant son transport tout en limitant au mieux les déformations de front d'onde au cours de la propagation,

- les ondes lumineuses se propagent ainsi jusqu'aux lignes à retard dans l'air de l'instrument où l'on procède à l'égalisation des trajets optiques parcourus par les différents faisceaux,
- enfin, ces faisceaux lumineux sont transmis vers l'un des instruments de recombinaison de l'installation, choisi en fonction de la bande spectrale étudiée et de l'analyse à réaliser.

8.1.2 Instruments mis en place pour la recombinaison des faisceaux et l'acquisition des franges d'interférence

Le réseau de télescopes CHARA accueille plusieurs instruments permettant de procéder à la recombinaison des faisceaux lumineux et à la détection des franges d'interférence. Le tableau 8.1 présente certains de ces dispositifs, classés en fonction de leur bande spectrale d'utilisation, du

nombre de faisceaux qu'ils peuvent traiter et de leur possibilité ou non de procéder à une analyse spectrale du signal.

Tableau 8.1 – Liste des instruments pouvant être utilisés à la sortie du réseau de télescopes CHARA

Instrument	Nombre de télescopes utilisables	Bande spectrale d'utilisation	Spectroscopie
CLASSIC	2	H ou K	Non
CLIMB	3	H ou K	Non
MIRC	6	H	Oui
VEGA	2-3	480-850 nm	Oui
FLUOR	2	K	Non

Dans le cadre du partenariat mis en place avec l'équipe responsable du réseau CHARA, nous avons la possibilité d'utiliser l'interface d'injection de l'instrument fibré FLUOR pour procéder aux tests que nous souhaitons réaliser sur le site. Nous allons donc maintenant nous attarder sur la description de cet instrument.

8.1.3 Description générale de l'instrument FLUOR

L'instrument FLUOR (Fiber Linked Unit for Recombination) est un système de recombinaison fibré à deux voies développé par le LESIA (Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique) en 1992 sous la direction de Vincent COUDÉ DU FORESTO [Coudé du Foresto 92] et installé sur le site de CHARA depuis 2002 [Coudé du Foresto 03]. FLUOR présente la particularité d'utiliser des fibres optiques en verre fluoré pour réaliser le filtrage spatial et la recombinaison des faisceaux lumineux. L'utilisation de ces composants permet de procéder, à la sortie de cet instrument, à la détection de franges d'interférence dans la bande K du spectre lumineux ($\lambda \in [2-2, 5] \mu\text{m}$).

FLUOR peut être décomposé en quatre parties différentes (figure 8.2) :

- les lignes à retard dans l'air qui permettent d'imposer une modulation temporelle du chemin optique entre les deux bras du dispositif,
- l'interface d'injection dans les fibres optiques,
- le système de recombinaison et de filtrage spatial fibré,

- le détecteur permettant de procéder à l’acquisition des interférogrammes dans la bande K du spectre lumineux.

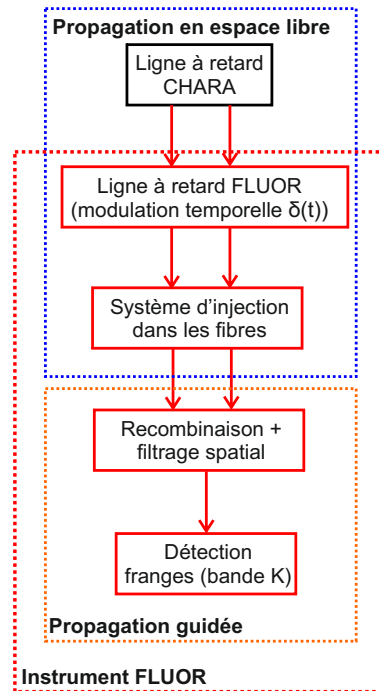


FIGURE 8.2 – Diagramme fonctionnel de l’instrument FLUOR.

Pour procéder aux premiers tests concernant la mise en place d’un interféromètre à somme de fréquences à la sortie du réseau de télescopes CHARA, nous avons la possibilité, avec l’autorisation de Vincent COUDÉ DU FORESTO, de nous appuyer sur l’interface d’injection dans les fibres de FLUOR (figure 8.3). L’utilisation de cette interface nous permet de simplement connecter, à la place des fibres en verre fluoré du dispositif, les fibres optiques en silice que nous souhaitons utiliser pour alimenter notre interféromètre. De plus, cette interface utilisant des composants achromatiques, elle ne nécessite pas à priori de modification de son réglage pour passer d’un fonctionnement en bande K pour FLUOR à un fonctionnement en bande H pour l’interféromètre à somme de fréquences (fixé par les processus non-linéaires actuellement utilisés sur l’instrument). Notons simplement que la seule contrainte à respecter ici concerne les connectiques de nos fibres qui doivent être E2000-PC pour être utilisées sur FLUOR.

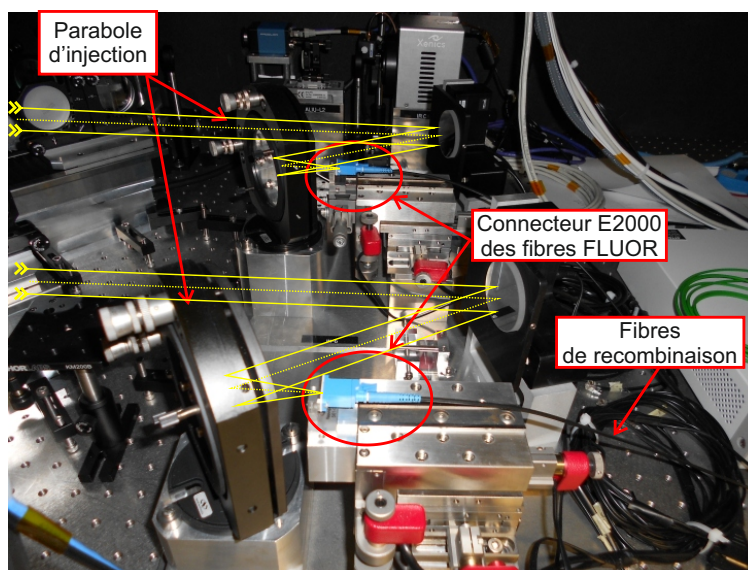


FIGURE 8.3 – Photographie de l'interface d'injection dans les fibres de l'instrument FLUOR. Le trajet des faisceaux lumineux provenant des télescopes de CHARA est représenté en jaune.

8.2 Mesures préliminaires sur le réseau CHARA : mission de mars 2013

Je vais maintenant vous présenter le travail réalisé par notre équipe de recherche au cours de la mission menée sur le site d'observation de CHARA en mars 2013. Cette première mission avait pour but de nous familiariser avec le fonctionnement des infrastructures du site et de nous fournir des données expérimentales à confronter aux performances de l'interféromètre à somme de fréquences en terme de sensibilité et de capacité d'analyse.

Étant donné que le but de notre mission sur le site était prospectif et se déroulait en parallèle du fonctionnement du réseau de télescopes, nous n'avons pas procédé à l'installation de notre matériel dans la pièce dédiée aux instruments de recombinaison du site mais dans une pièce annexe où est installée une partie des systèmes de commande de ces différents dispositifs. Malgré la nature précaire de notre installation, qui a nécessité certains aménagements particuliers décrits ci-après, ces conditions de travail nous ont permis d'obtenir les informations nécessaires au futur test de notre instrument sur le site sans pour autant en perturber le fonctionnement.

Pour collecter ces informations, nous avons mené au cours de la mission deux expériences

différentes :

- dans un premier temps, nous avons procédé à un test des conditions environnementales que rencontrera l'interféromètre à somme de fréquences lors de son installation sur le site,
- dans un second temps, nous avons réalisé un bilan photométrique entre un télescope de CHARA et la sortie de l'interface d'injection dans les fibres de l'instrument FLUOR.

8.2.1 Test des conditions environnementales sur site

Avant de procéder à la mise en place d'un instrument, il est primordial de bien connaître ses conditions d'exploitation sur son site de déploiement. En effet, si l'environnement d'utilisation de l'instrument est hostile (pour un interféromètre : variations de température importantes, vibrations, ...), alors ses performances pourraient s'en trouver fortement dégradées par rapport à celles caractérisées dans un environnement contrôlé (dans notre cas, en laboratoire).

Pour caractériser les conditions environnementales de mise en place d'un interféromètre à somme de fréquences au sein de l'infrastructure du réseau CHARA, nous procédons de la façon suivante :

- à l'aide d'un interféromètre infrarouge fibré classique, nous procédons en laboratoire à l'observation de franges d'interférence et à la mesure de leur contraste lors de l'analyse d'une source infrarouge large bande spectrale,
- en déployant ce même instrument sur le site de CHARA, nous réalisons la même mesure interférométrique sur cette source mais, cette fois, dans les conditions environnementales que rencontrera l'interféromètre à somme de fréquences lors de son installation,
- en comparant les résultats obtenus lors de ces deux mesures, nous pouvons estimer l'impact des conditions environnementales du site d'observation sur le fonctionnement de l'interféromètre et, si besoin est, prévoir les modifications instrumentales nécessaires à l'optimisation des résultats.

Description de l'interféromètre infrarouge fibré

La source de référence que nous utilisons est une LED infrarouge émettant un signal lumineux non polarisé de puissance fixe $P = 8 \text{ nW}$ sur une bande spectrale de 80 nm centrée à $\lambda = 1550 \text{ nm}$. Pour réaliser l'analyse de cette source, nous avons mis en place l'interféromètre fibré fonctionnant aux longueurs d'onde infrarouges illustré sur la figure 8.4.

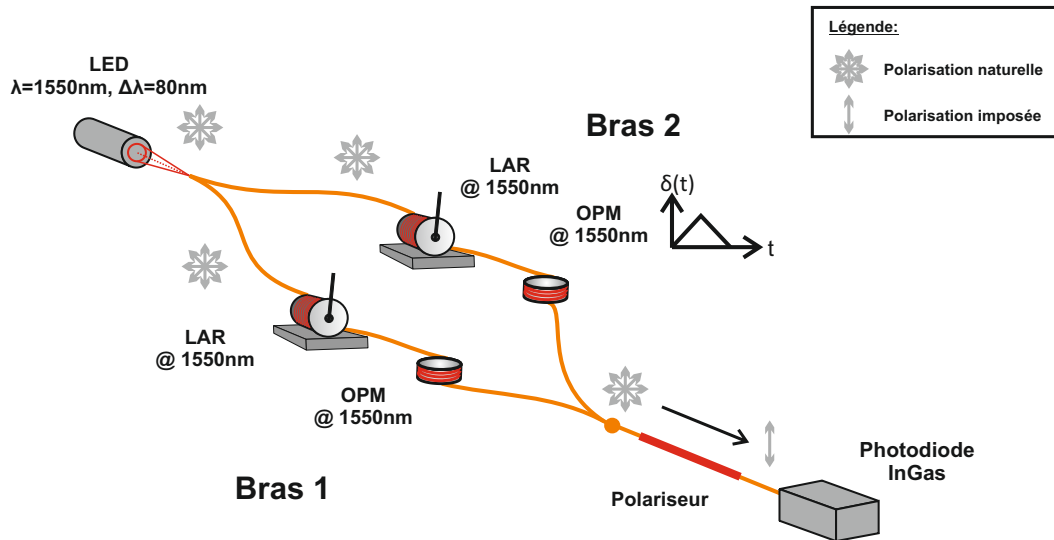


FIGURE 8.4 – Schéma de l'interféromètre fibré utilisé pour tester les conditions environnementales du site de CHARA. LAR : ligne à retard, OPM : modulateur de chemin optique.

Pour réaliser cet instrument, nous avons utilisé des composants fibrés monomodes et à maintien de polarisation à 1550 nm . Certains de ces composants sont pourvus de connecteurs E2000-PC en vue de leur utilisation sur le système d'injection de l'instrument FLUOR. Notons également que les fibres optiques utilisées sur les deux bras de l'instrument ne sont pas égalisées en terme de dispersion chromatique.

Ici, la lumière émise par la LED est équitablement divisée entre les deux bras de l'interféromètre au moyen d'un coupleur fibré 2x2 (OZ optics). Sur chacun des bras interférométriques, nous avons installé des lignes à retard fibrées qui permettent une compensation du chemin optique parcouru sur les voies de l'instrument sur une plage de $\pm 2 \text{ cm}$.

Pour procéder à l'acquisition des franges d'interférence dans le domaine temporel à la sortie de l'interféromètre, nous avons mis en place sur ces deux bras des modulateurs de chemin optique fibrés. Ces modulateurs sont ici alimentés en push-pull à l'aide d'un générateur haute tension

± 110 V générant une rampe triangulaire. Dans cette configuration, nous pouvons procéder à une modulation temporelle du chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre sur une plage de ± 35 μm .

À la sortie des bras de l'instrument, le mélange interférométrique est réalisé au moyen d'un coupleur 2x2, identique à celui utilisé à l'entrée du dispositif. Après recombinaison, le flux lumineux traverse un polariseur fibré afin de n'en conserver que la composante rectiligne verticale et ainsi obtenir un contraste stable dans le temps lors de la détection des interférogrammes.

L'atténuation de l'ensemble des composants utilisés sur cet interféromètre est reportée sur le tableau 8.2. Dans cette configuration instrumentale, la puissance émise par la LED infrarouge est suffisante pour être détectée en régime « fort flux » à la sortie de l'interféromètre.

Tableau 8.2 – Bilan de puissance de l'interféromètre utilisé pour le test des conditions environnementales

Composants de l'interféromètre	Atténuation bras 1 (dB)	Atténuation bras 2 (dB)
Coupleur fibré entrée interféromètre	4,75	3,8
LAR + modulateur	0,52	0,62
Coupleur fibré sortie interféromètre	4,16	4,30
Polariseur fibré	4,28	
Atténuation totale	13,71	13,00

Nous utilisons donc ici une photodiode InGaAs présentant une sensibilité de 0,6 V/nW et un seuil de bruit de 150 pW pour détecter les interférogrammes. Cette photodiode est connectée à un système d'acquisition piloté à l'aide d'un programme Labview permettant de procéder à l'enregistrement des franges d'interférence détectées. Le fonctionnement de ce programme est similaire à celui présenté dans le chapitre 4 de ce manuscrit et ne sera donc pas détaillé ici.

Interférogramme de référence enregistré en laboratoire

Nous présentons ici un interférogramme enregistré lors de l'analyse de la LED infrarouge dans notre laboratoire avec l'interféromètre décrit ci-dessus. Cette mesure nous servira de référence pour caractériser les conditions environnementales rencontrées sur le site de CHARA. Elle a été réalisée en procédant simplement à l'enregistrement des franges d'interférence détectées autour

de la différence de marche nulle entre les deux bras du dispositif.

L'interférogramme présenté sur la figure 8.5 a été obtenu le 13 mars 2013 en imposant une modulation temporelle de chemin optique de $\pm 16 \mu\text{m}$ autour de la différence de marche nulle sur l'instrument.

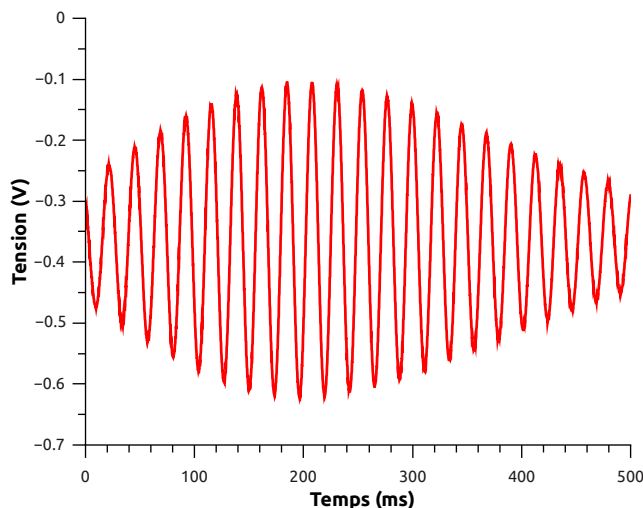


FIGURE 8.5 – Interférogramme de référence obtenu en laboratoire lors de l'analyse de la LED infrarouge. Le contraste maximal obtenu, corrigé du déséquilibre photométrique, est de $C_{max} = 76,3\%$.

Une fois le déséquilibre photométrique corrigé, nous mesurons ici un contraste maximal $C_{max} = 76,3\%$. Cette faible valeur est principalement due à la dispersion chromatique différentielle entre les fibres optiques utilisées sur chacun des bras de l'interféromètre. En effet, nous observons clairement sur cet interférogramme une forte dissymétrie de l'enveloppe des franges, typiquement causée par l'ordre trois de la phase spectrale différentielle entre les bras d'un interféromètre [Vergnole 05]. Ce défaut instrumental, intrinsèque à la configuration interférométrique utilisée ici, va nous servir de point de comparaison supplémentaire avec les enregistrements réalisés sur le site d'observation.

Interférogramme enregistré sur le site de CHARA

Nous nous intéressons maintenant aux mesures réalisées au cours de notre mission sur le site de CHARA dans le journée du 23 mars 2013. La figure 8.6 présente l'interféromètre décrit précédemment déployé dans les locaux de l'observatoire.

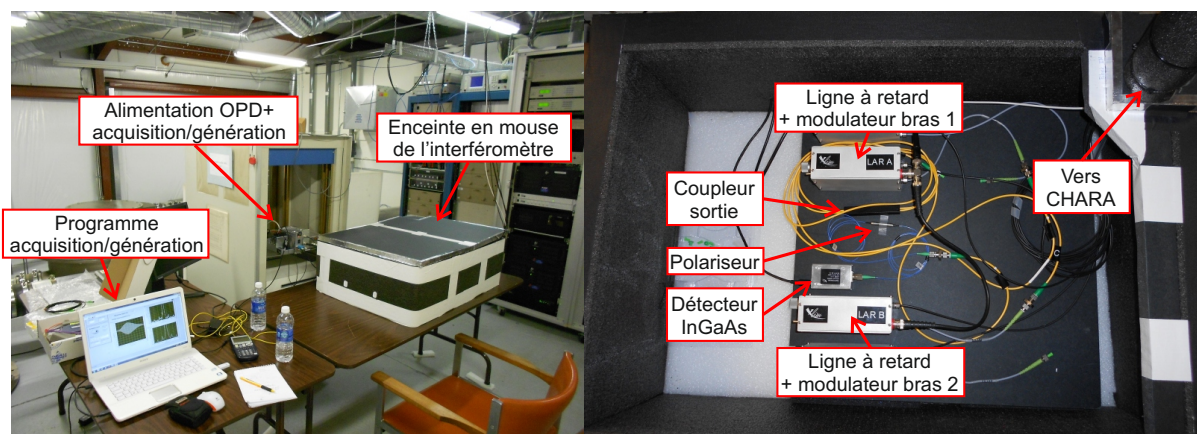


FIGURE 8.6 – À gauche : photographie des locaux de CHARA dans laquelle nous avons déployé l'interféromètre. À droite : photographie de l'interféromètre utilisé pour caractériser les conditions environnementales de mesure.

Notre instrument a ici été déployé dans une salle annexe de CHARA, à proximité du lieu d'installation de ses instruments de recombinaison. Ainsi, il nous a fallu prendre certaines précautions particulières pour compenser les contraintes environnementales liées à cette infrastructure. Ici, notre interféromètre a été installé dans une enceinte en mousse afin de limiter au mieux les vibrations induites par les instruments voisins (souffleries, ventilations des système informatiques, ...). Dans cette configuration, nous avons procédé à la même mesure interférométrique sur la LED infrarouge que dans notre laboratoire le 13 mars. Ainsi, pour une modulation temporelle de chemin optique de $\pm 16 \mu\text{m}$ autour de la différence de marche nulle entre les deux bras de l'interféromètre, nous observons l'interférogramme présenté sur la figure 8.7.

Une fois le déséquilibre photométrique corrigé, nous mesurons ici un contraste maximal $C_{max} = 75,0\%$ (soit un écart relatif de 1,7% avec la mesure de référence). Nous pouvons constater que cet interférogramme et la mesure de référence (figure 8.5) sont parfaitement identiques. En effet, ils présentent tous deux les mêmes défauts instrumentaux liés à un effet de dispersion chromatique différentiel sur l'instrument utilisé, indépendant des conditions environnementales de mesure. Ce constat nous permet d'affirmer que la mise en place de l'interféromètre à somme de fréquences sur le site de CHARA n'entraînera pas une dégradation de ses performances caractérisées dans notre laboratoire. Il ne nécessitera donc aucune précaution supplémentaire lors de sa mise en œuvre.

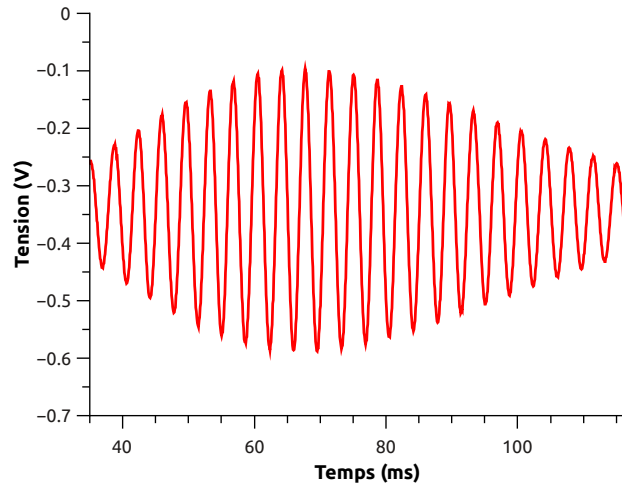


FIGURE 8.7 – Interférogrammes enregistrés sur le site de CHARA lors de l’analyse de la LED infrarouge. Le contraste maximal obtenu, corrigé du déséquilibre photométrique, est de $C_{max} = 75,0\%$.

8.2.2 Bilan photométrique du réseau CHARA

Le deuxième objectif de notre mission sur le site de CHARA était de procéder à un bilan photométrique de l’instrument sur la bande H du spectre lumineux. Pour cette mesure, nous utilisons la configuration expérimentale illustrée sur la figure 8.8.

Ici, un des télescopes du site et la ligne à retard dans l’air qui lui est associée sont utilisés pour collecter le flux lumineux émis par une étoile connue. Cette onde va alors se propager à l’intérieur du dispositif jusqu’à l’étage d’injection dans les fibres de l’instrument FLUOR. Sur cette partie de l’instrument, nous avons mis en place une fibre optique en silice dans laquelle est injecté le flux collecté par le télescope. La partie du flux effectivement couplée dans la fibre se propage alors jusqu’à sa détection par le détecteur InGaAs que nous avons utilisé pour les mesures présentées précédemment.

Dans la configuration instrumentale présentée ci-dessus, le facteur de transmission T_{CHARA} en bande H d’une voie du réseau de télescopes peut être estimée par la relation :

$$T_{CHARA} = \frac{\Phi_{mono}}{\Phi} \quad (8.1)$$

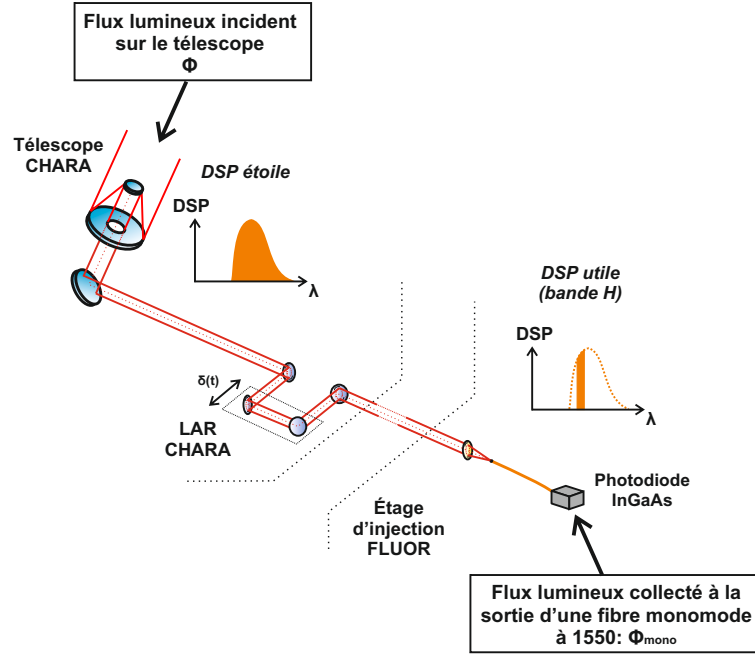


FIGURE 8.8 – Illustration de la configuration expérimentale utilisée pour procéder au bilan photométrique de CHARA.

avec Φ_{mono} le flux détecté à la sortie d'une fibre monomode à 1550 nm mise en place sur l'étage d'injection de FLUOR et Φ le flux incident en bande H sur le télescope utilisé. Φ peut être estimé à partir de l'expression de la magnitude apparente m_H de l'étoile observée :

$$m_H = -2,5 \cdot \log\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (8.2)$$

$$\text{soit : } \Phi = \Phi_0 \cdot 10^{\frac{m_H}{-2,5}} \quad (8.3)$$

avec Φ_0 le flux lumineux associé à une étoile de référence (Véga) éclairant le même télescope. Φ_0 est défini par la relation :

$$\Phi_0 = F^0 \cdot N_T \cdot S_T \cdot \Delta\lambda \quad (8.4)$$

avec $F^0 = 1,21 \cdot 10^{-13} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ l'éclairement spectral de Véga en bande H, N_T

le nombre de télescopes employés pour l'observation et S_T la surface du miroir primaire de l'un de ces derniers. $\Delta\lambda$ représente la largeur spectrale du signal détecté. Dans la configuration expérimentale considérée ici, nous utilisons un télescope de diamètre $D = 1$ m (soit $S_T = 0,79$ m²) et nous procédons à la détection du signal sur une bande spectrale $\Delta\lambda$ de 300 nm. Dans ces conditions, nous obtenons $\Phi_0 = 286,8$ pW.

Nous nous plaçons ici dans le cas de l'observation d'Arcturus (magnitude apparente en bande H : $m_H = -2,81$). Ainsi, nous estimons dans notre configuration expérimentale le flux lumineux incident sur le télescope utilisé à $\Phi = 3,8$ nW.

Nous procédons maintenant à la détection du flux lumineux transmis à la sortie d'un bras interférométrique du réseau CHARA lors de l'observation de l'étoile au cours de la nuit du 26 mars 2013. Pour estimer la qualité des conditions d'observation rencontrées, nous avons tout d'abord réalisé une mesure du flux lumineux moyen transmis à la sortie d'une fibre multimode connectée sur l'étage d'injection de FLUOR. La figure 8.9 présente l'évolution du flux moyen détecté à la sortie de cette fibre sur plusieurs trames d'acquisition successives de durée 500 ms chacune.

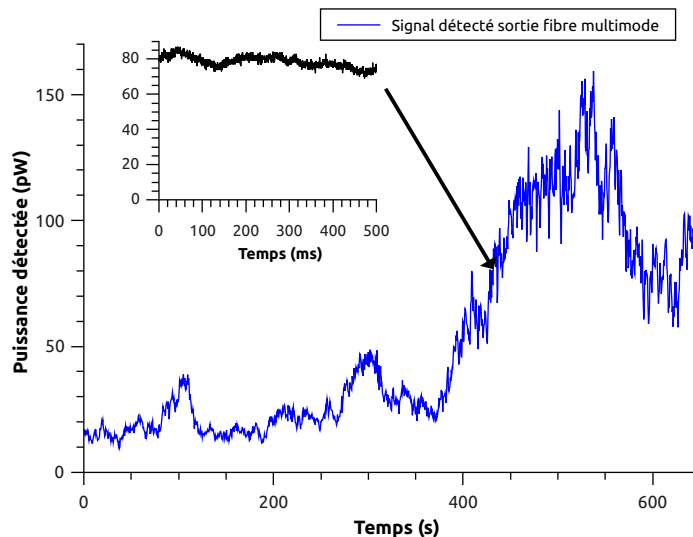


FIGURE 8.9 – Évolution temporelle du flux lumineux moyen à la sortie d'une fibre multimode lors de l'observation d'Arcturus. Chaque point de mesure correspond au flux moyen mesuré sur une trame d'acquisition de durée 500 ms. La courbe en encart présente l'évolution du flux mesuré sur l'une de ces trames. Nous mesurons ici un flux moyen $\Phi_{multi} = 61,1$ pW sur toute la durée de la mesure.

Sur cette mesure, nous constatons une très forte instabilité du flux détecté à la sortie de la fibre avec un écart-type RMS de 43 pW pour une valeur moyenne $\Phi_{multi} = 61,1$ pW. Cette instabilité est due à de mauvaises conditions climatiques sur le site au cours de la mesure, avec notamment la présence de nuages qui a entraîné une forte instabilité du signal collecté par le télescope. Cette mesure nous permet d'estimer que le bilan photométrique présenté ci-après ne sera pas optimal, car impacté par ces mauvaises conditions d'observation.

Nous procédons maintenant à la mesure du flux lumineux moyen transmis à la sortie d'une fibre monomode et à maintien de polarisation à 1550 nm lors de l'observation d'Arcturus. Les résultats de cette mesure sont reportés sur la figure 8.10.

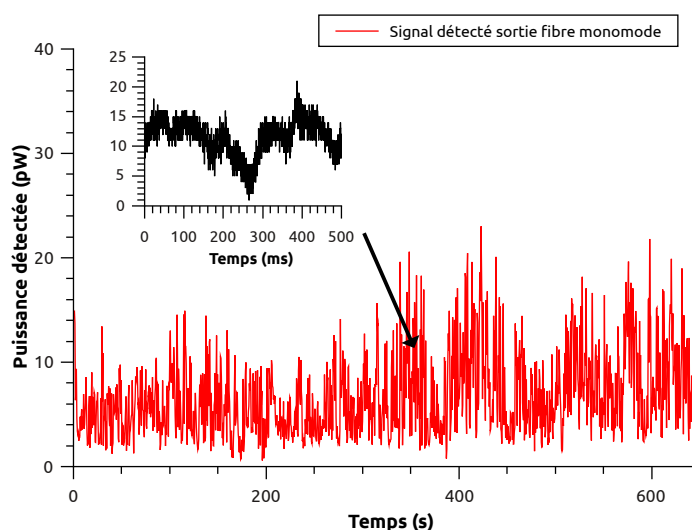


FIGURE 8.10 – Évolution temporelle du flux lumineux moyen mesuré en sortie d'une fibre monomode et à maintien de polarisation à 1550 nm lors de l'observation d'Arcturus. Chaque point de mesure correspond au flux moyen mesuré sur une trame d'acquisition de durée 500 ms. La courbe en encart présente l'évolution du flux mesuré sur l'une de ces trames. Nous mesurons ici un flux moyen $\Phi_{mono} = 7,1$ pW sur toute la durée de la mesure.

Sur cette mesure, nous constatons également une forte instabilité du flux détecté à la sortie de la fibre avec un écart-type RMS de 4,2 pW pour une valeur moyenne $\Phi_{mono} = 7,1$ pW. Cependant, la courbe présentée en encart nous permet d'affirmer que malgré cette instabilité, il y avait présence de flux détecté en quasi-permanence au cours de l'enregistrement. Cette information nous permet d'envisager la possibilité, lors du futur déploiement de l'interféromètre à somme de fréquences sur le site, de procéder à une intégration de la densité spectrale de puissance des trames d'acquisition détectées afin d'en extraire une valeur de contraste maximisé.

Nous estimons, d'après les mesures présentées ci-dessus, que la transmission globale d'une voie interférométrique de CHARA est $T_{CHARA} = 0,2\%$ sur la bande H du spectre lumineux. Après discussion avec les opérateurs du site, il semblerait que ce chiffre puisse être grandement amélioré en bénéficiant de meilleures conditions météorologiques. À titre d'exemple, des mesures préliminaires réalisées dans la nuit du 25 mars avaient permis de mesurer en sortie de la fibre monomode un flux moyen égal à 30 pW lors de l'observation d'Arcturus. Cela correspondrait à une transmission globale de l'instrument de 0,9%. Malheureusement, ces mesures préliminaires n'ont pas été enregistrées et ne sont donc pas illustrées ici.

Nous nous intéressons maintenant aux densités spectrales de puissance associées aux flux lumineux détectés respectivement à la sortie de la fibre multimode et de la fibre monomode lors du bilan photométrique de CHARA. Pour les déterminer avec précision, nous procédons à leur moyennage à partir de l'intégration de la densité spectrale de puissance associée à chacune des 1500 trames d'acquisition enregistrées lors de ces mesures. Ces densités spectrales moyennées sont représentées normalisées sur la figure 8.11.

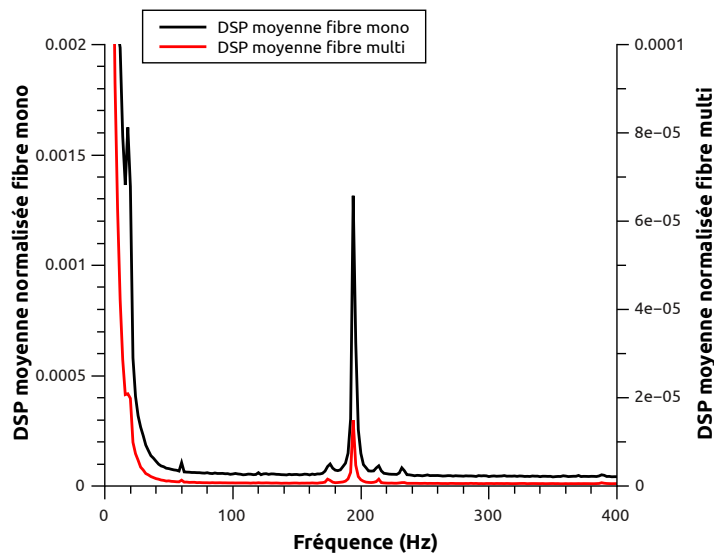


FIGURE 8.11 – Densités spectrales de puissance moyennes normalisées associées aux flux lumineux détectés lors du bilan photométrique de CHARA. Nous notons ici la présence d'un pic parasite autour de 200 Hz probablement causé par une vibration de l'instrument.

Notons que le bruit associé au détecteur utilisé se traduit ici sous la forme d'un fond continu étalé sur l'ensemble des composantes fréquentielles visualisées. Nous observons ici que le pic

d'amplitude associé à l'éclairement moyen sur le détecteur s'étend jusqu'à 55 Hz en raison de la turbulence atmosphérique rencontrée par le flux lumineux incident sur le télescope. De plus, nous observons, sur les deux courbes représentées, la présence d'un pic de modulation à une fréquence proche de 200 Hz et d'amplitude relativement faible (respectivement 0,15% d'amplitude relative avec la fibre unimodale et 0,03% avec la fibre multimode). Cette modulation est vraisemblablement causée par une vibration instrumentale sur les voies interférométriques du réseau CHARA. Pour éviter que ce pic de modulation ne dégrade les mesures de contraste réalisées lors du futur test de l'interféromètre à somme de fréquences, nous tâcherons d'imposer une modulation temporelle de chemin optique entre les bras de l'instrument à une fréquence supérieure à celle du pic parasite observé ici. Notons finalement que les deux densités spectrales de puissance obtenues après moyennage illustre bien la différence, en terme de sensibilité aux perturbations, entre les mesures réalisées avec la fibre multimode et avec la fibre monomode.

Le bilan photométrique présenté ci-dessus nous permet d'estimer la puissance effectivement disponible à la sortie du réseau de télescopes CHARA lors de l'observation d'une étoile donnée. Ces résultats sont utilisés dans la dernière partie de ce chapitre pour estimer la magnitude limite accessible en bande H en couplant l'interféromètre à somme de fréquences au réseau CHARA en passant par l'étage d'injection de FLUOR.

8.3 Estimation de la magnitude limite en bande H avec l'interféromètre à somme de fréquences couplé au réseau CHARA

En m'appuyant sur le bilan photométrique réalisé sur le site de CHARA et sur les résultats obtenus avec l'interféromètre à somme de fréquences, je vais maintenant présenter une étude prospective visant à déterminer la magnitude limite accessible avec cet instrument en bande H. La configuration instrumentale considérée pour cette étude est représentée sur la figure 8.12.

Cette étude préliminaire ayant pour objet de déterminer le flux lumineux minimal à l'entrée de l'instrument permettant de procéder à la détection d'interférogrammes, nous ne prévoyons pas, pour cette première étape, l'ajout de voies de mesure de photométrie pour procéder à la calibration des contrastes mesurés.

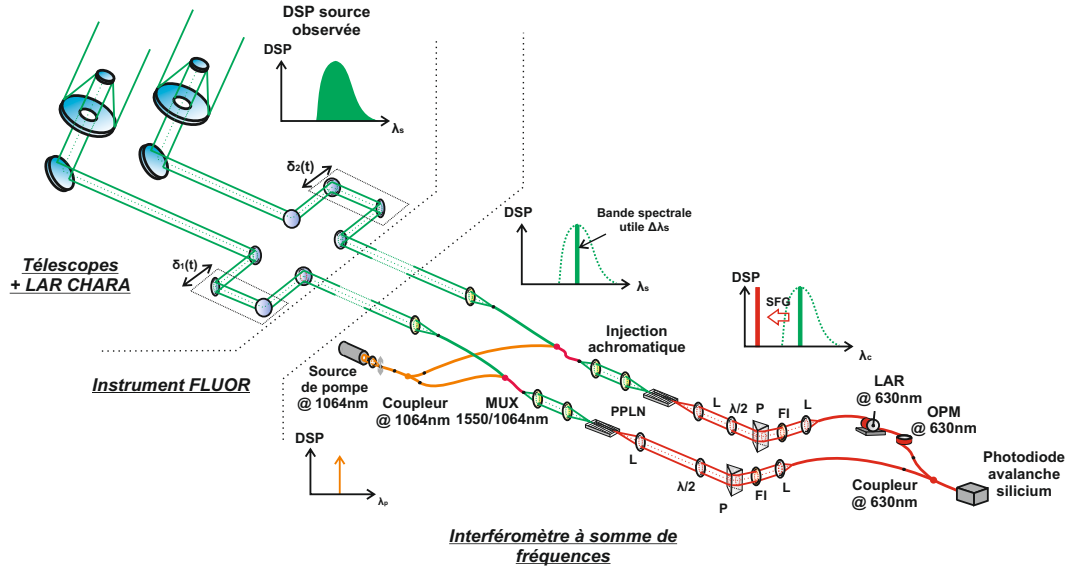


FIGURE 8.12 – Illustration de la mise en place de l’interféromètre à somme de fréquences à deux voies à la sortie du réseau CHARA.

8.3.1 Définition du protocole et des paramètres de l’étude

Pour cette estimation de la magnitude limite, nous utilisons un programme de simulation réalisé avec le logiciel LabView. Ce programme permet de calculer la magnitude limite m_H accessible en bande H avec notre instrument à partir des relations 8.2 et 8.4 présentées lors du bilan photométrique de CHARA, avec $F^0 = 1,21 \cdot 10^{-13} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Dans la configuration de l’instrument que nous étudions, nous utilisons deux télescopes de un mètre de diamètre chacun, soit $N_T = 2$ et $S_T = 0,79 \text{ m}^2$. De plus, nous considérons ici que la bande spectrale du signal détecté par l’instrument $\Delta\lambda$ est égale à l’acceptance spectrale des cristaux de PPLN employés.

Pour déterminer la magnitude limite m_H du dispositif, il nous faut estimer le flux lumineux Φ collecté par le réseau de télescopes à partir de la relation :

$$\Phi = \frac{\Phi_c}{T_{totale}} \quad (8.5)$$

avec Φ_c le flux lumineux détecté à la sortie de l’interféromètre et T_{totale} le facteur de trans-

mission de l'intégralité de l'instrument. Cette transmission peut être définie par la relation :

$$T_{totale} = \eta \cdot T_{coupleur} \cdot T_{banc} \cdot T_{MUX} \cdot T_{CHARA} \quad (8.6)$$

avec :

- η le rendement de détection du détecteur utilisé. Dans notre cas, une photodiode à avalanche Silicium,
- $T_{coupleur}$ la transmission du coupleur réalisant le mélange interférométrique aux longueurs d'onde visibles,
- T_{banc} la transmission du banc de conversion de fréquence déployé sur chaque bras de l'instrument. Ce paramètre tient compte du fait que seule une direction de polarisation rectiligne est utile au processus de somme de fréquences,
- T_{MUX} la transmission des multiplexeurs fibrés 1550/1064 placés à l'entrée de chaque banc de conversion,
- T_{CHARA} la transmission entre un télescope du réseau CHARA et une des fibres monomodes placées à l'entrée d'un des bras de l'interféromètre. La valeur de cette transmission est déduite du bilan photométrique de l'instrument présenté précédemment.

Nous nous plaçons dans le cas d'une détection en régime de comptage de photons aux longueurs d'onde visibles. Comme explicité dans la référence [Ceus 13], la valeur de Φ_c correspond au flux minimal nécessaire sur chaque voie de l'interféromètre pour extraire une valeur de contraste de la densité spectrale de puissance des trames d'acquisition détectées à la sortie de l'instrument. Ce flux minimal correspond, sur ces trames, à un rapport signal à bruit de un. Nous avons démontré dans le chapitre 6 que le seul bruit détecté lors du fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences en régime de comptage de photons est dû au dark count du détecteur employé. Cela signifie pour un SNR égal à un, que le nombre de photons signaux détectés est égal au dark count du détecteur utilisé. Φ_c est alors égale à :

$$\Phi_c = N_{ph} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda_c} \quad (8.7)$$

$$(8.8)$$

avec N_{ph} le nombre de photons détectés à la sortie de l'instrument à la longueur d'onde λ_c du signal. $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J · s est la constante de Planck et c la célérité de la lumière.

À partir des considérations ci-dessus, nous pouvons exprimer le flux lumineux Φ collecté par l'instrument par la relation :

$$\Phi = \frac{N_{ph} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda_c}}{\eta \cdot T_{coupleur} \cdot T_{banc} \cdot T_{MUX} \cdot T_{CHARA}} \quad (8.9)$$

L'ensemble des paramètres de l'instrument pris en compte pour les simulations présentées ci-après sont reportés sur la figure 8.13.

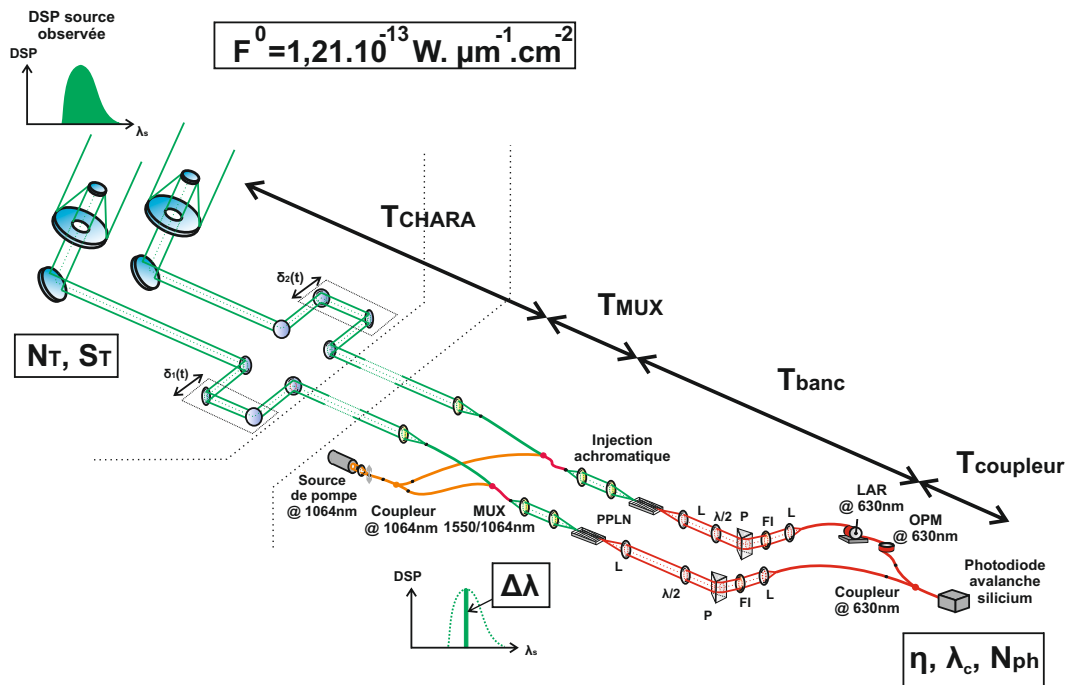


FIGURE 8.13 – Paramètres de simulation utilisés pour l'estimation de la magnitude accessible avec l'interféromètre placé à la sortie du réseau CHARA.

8.3.2 Présentation des configurations instrumentales étudiées

Nous allons ici estimer la magnitude limite accessible avec notre l'instrument dans trois configurations différentes :

- la configuration de l'interféromètre présentée dans ce manuscrit,
- une configuration de l'instrument améliorée utilisant une nouvelle génération de PPLN fibrés plus performants en terme d'efficacité des processus non-linéaires,
- une configuration prospective basée sur la configuration améliorée de l'interféromètre et où le réseau CHARA serait équipé d'un système d'optique adaptative.

Configuration actuelle de l'interféromètre : configuration A

Cette configuration est basée sur les résultats des études présentées dans les chapitres 3 et 4 de ce manuscrit concernant les caractéristiques de l'interféromètre à somme de fréquences. Nous considérons ici que les processus non-linéaires présents sur les bras de l'interféromètre sont alimentés par la même source de pompe quasi-monochromatique à $\lambda_p = 1064,0$ nm, qui fournit à chacun d'eux une puissance $P_p = 100$ mW. Cela correspond à $T_{banc} = 0,5\%$ en raison de la prise en compte de la polarisation du signal incident utile au processus de conversion. Nous considérons ici que ce niveau de puissance de pompe à l'entrée des bancs de conversion ne provoque pas l'apparition d'un bruit de pompe supplémentaire sur le signal détecté à la sortie de l'instrument. Dans cette configuration, la bande spectrale utile du signal détecté est fixée à $\Delta\lambda = 0,3$ nm.

La transmission globale T_{CHARA} des bras interférométriques de CHARA est fixée par le bilan photométrique de l'instrument présenté dans la partie 8.2.2. Nous nous appuyons ici sur la valeur de transmission la plus élevée que nous avons mesurée et fixons ainsi T_{CHARA} égale à 0,9%.

Les performances du détecteur mis en place à la sortie de l'instrument sont déterminées à partir des caractéristiques de photodiodes à avalanche Silicium disponibles dans le commerce. Ainsi, nous considérons ici un détecteur présentant un rendement de détection $\eta = 70\%$ à $\lambda_c = 633$ nm avec un dark count de 20 coups/s.

Les paramètres de simulation correspondant à cette configuration sont présentés dans la colonne « configuration A » du tableau 8.3.

Configuration améliorée de l'interféromètre : configuration B

Dans cette configuration de l'instrument, les processus non-linéaires ne sont plus obtenus à l'aide des dispositifs présentés dans ce manuscrit mais à l'aide de guide d'onde PPLN fibrés. Ces guides d'onde sont pigtailisés en entrée et en sortie à l'aide de fibres unimodales à la longueur d'onde des signaux considérés. Une telle architecture permet de maximiser le processus de conversion de fréquence dans le cristal tout en lui apportant une stabilité optimale. Appliqués à un interféromètre à somme de fréquences, de tels dispositifs de conversion permettraient de grandement simplifier la mise en place de l'instrument sur le site d'observation.

Pour la simulation de cette configuration de l'interféromètre, nous nous appuyons sur la caractérisation d'un de ces dispositifs reportée dans la référence [Shentu 13]. D'après ces travaux, ces guides d'onde PPLN fibrés permettraient d'obtenir, pour un signal incident présentant une polarisation adaptée au processus de somme de fréquences, un rendement de conversion atteignant 15% pour une puissance de pompe de 20 mW, le tout sans dégradation du rapport signal à bruit sur le détecteur. Cependant le processus de conversion opéré dans ces travaux met en jeu une source de pompe quasi-monochromatique autour de 1900 nm, permettant d'obtenir un signal converti autour de 850 nm. Cette configuration du processus non-linéaire entraîne une baisse du rendement de détection de la photodiode à avalanche utilisée lors de cette étude à 45% pour un dark count de 25 coups/s. De plus, l'étage de filtrage déployé à la sortie du cristal limite la bande spectrale du signal utile à 0,16 nm. Notons enfin que la transmission du réseau CHARA T_{CHARA} est ici toujours définie à partir du bilan photométrique de l'instrument.

Les paramètres de simulation ainsi extrapolés à partir de la référence [Shentu 13] sont reportés dans la colonne « configuration B » du tableau 8.3.

Configuration prospective de l'interféromètre : configuration C

Cette version de l'interféromètre s'appuie sur la configuration améliorée de l'instrument et sur la future mise en place de système d'optique adaptative sur les télescopes du réseau CHARA. La mise en place de ces dispositifs de correction de la turbulence atmosphérique va permettre une très forte amélioration du couplage du signal collecté par les télescopes du réseau dans les fibres optiques monomodes de l'interféromètre à somme de fréquences. D'après la référence [Coudé du Foresto 00], la mise en place d'une optique adaptative sur un télescope permettrait de disposer d'une efficacité d'injection dans une fibre unimodale pouvant atteindre 60% en tenant compte de l'obstruction centrale des télescopes employés. Appliquée à notre configuration instrumentale, cela nous permettrait d'obtenir une valeur de transmission globale du réseau CHARA $T_{CHARA} = 24\%$.

La colonne « configuration C » du tableau 8.3 présente les paramètres de simulation correspondant à cette configuration de notre instrument.

Tableau 8.3 – Paramètres de simulation utilisés pour l'estimation de la magnitude accessible en bande H dans les différentes configurations de l'interféromètre à somme de fréquences couplé au réseau CHARA.

Paramètres	Configuration A	Configuration B	Configuration C
N_{ph} (cp/s)	20	25	25
η (%)	70	45	45
λ_c (nm)	633	850	850
$T_{coupleur}$ (%)	35	35	35
T_{banc} (%)	0,5	7,5	7,5
T_{MUX} (%)	76,4	76,4	76,4
T_{CHARA}	0,9	0,9	24
$\Delta\lambda$ (nm)	0,3	0,16	0,16

8.3.3 Magnitude limite accessible en bande H pour les différentes configurations proposées

Pour chacune des configurations instrumentales présentées ci-dessus, nous avons calculé la valeur de la magnitude limite accessible sur la bande H du spectre lumineux. Le tableau 8.4 indique les différentes valeurs de magnitude obtenues ainsi que les valeurs de $\Delta\lambda$, Φ et Φ_0

associées. Nous indiquons également dans ce tableau le pouvoir de résolution spectrale R de l'instrument, défini par l'acceptance spectrale des cristaux non-linéaires utilisés.

Tableau 8.4 – Magnitudes limites accessibles en bande H pour les différentes configurations proposées de l'interféromètre.

	Actuelle	Améliorée	Prospective
$\Delta\lambda$ (nm)	0,30	0,16	0,16
Φ_0 (fW)	570,2	304,1	304,1
Φ (fW)	838,3	80,9	2,7
m_H	-0,42	1,44	5,13
R	5000	10000	10000

Ces valeurs de magnitudes, qui pour la configuration C du dispositif se situe au niveau de celles des grands instruments fonctionnant par synthèse d'ouverture en bande H, doivent être considérées en tenant compte de plusieurs paramètres liés au fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences.

Premièrement, ces magnitudes sont directement accessibles avec notre instrument en procédant à la simple détection du flux lumineux émis par l'étoile. Cependant, comme les processus de somme de fréquences limitent le spectre du signal utile à une bande spectrale étroite (quelques centaines de picomètres), la longueur de cohérence du signal détecté à la sortie de l'instrument sera de l'ordre de quelques millimètres. Cette longueur de cohérence importante facilite grandement le cohérencage des différentes voies interférométriques de l'instrument comparé à un dispositif fonctionnant sur l'intégralité de la bande H. Ainsi, une fois la différence de chemin optique réglée pour détecter les interférogrammes, il sera possible de procéder facilement à l'intégration de la densité spectrale de puissance des trames d'acquisition détectées. Ce processus d'intégration permettrait alors d'améliorer le rapport signal à bruit de la densité spectrale de puissance du signal interférométrique détecté, ce qui conduirait alors à une augmentation de la magnitude limite accessible avec notre instrument.

Deuxièmement, la limitation de la bande spectrale utile du signal par les processus de somme de fréquences permettra de procéder à une analyse spectrale du rayonnement détecté avec l'interféromètre avec un pouvoir de résolution bien supérieur à celui des instruments infrarouges actuellement déployés à la sortie de CHARA. En effet, il est ici possible de procéder à l'analyse spectrale

du signal incident en utilisant une source de pompe accordable en longueur d'onde. Le pouvoir de résolution de l'instrument serait alors directement lié à l'acceptance spectrale des cristaux de PPLN utilisés et la plage d'accordabilité de la source de pompe employée [Thew 08, Zhang 08].

Ces particularités de fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences en font un instrument polyvalent et performant pour procéder à la détection et à l'analyse de sources infrarouges large bande spectrale très faiblement lumineuses dans le domaine de l'imagerie haute résolution en astronomie.

8.4 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les résultats que nous avons obtenus lors d'une mission menée sur le site du réseau de télescopes CHARA au cours du mois de mars 2013. Cette mission est la première d'une série visant à l'installation d'un interféromètre à somme de fréquences sur le site pour procéder à la recombinaison et à la détection des faisceaux lumineux collectés par les télescopes de l'instrument.

Ces résultats ont démontré que l'installation de l'interféromètre sur le site ne demande pas de précautions particulières par rapport à celles que nous respectons déjà en laboratoire. Ils nous ont également fourni des informations sur le fonctionnement et le bilan photométrique de l'instrument.

À partir de ce bilan photométrique et du travail de caractérisation de l'interféromètre que j'ai présenté tout au long de ce manuscrit, j'ai réalisé une estimation de la magnitude limite accessible en bande H en couplant notre instrument à ce réseau de télescopes, et ce pour différentes configurations du dispositif. Les résultats de ces simulations ont permis de démontrer le potentiel de l'utilisation d'un interféromètre à somme de fréquences pour procéder à la recombinaison et à la détection du rayonnement infrarouge collecté par un réseau de télescopes.

Conclusion générale

Au cours des trois années de thèse qui ont conduit à la rédaction de ce manuscrit, mes travaux de recherche ont principalement porté sur la conception, la réalisation et la caractérisation d'un interféromètre à somme de fréquences adapté à l'analyse de la cohérence de sources infrarouges large bande spectrale. La particularité d'un tel instrument est de réaliser sur chacune de ses voies interférométriques un processus de conversion non-linéaire dans un cristal de PPLN. Cette opération permet ici la conversion d'un signal infrarouge autour de 1550 nm vers les longueurs d'onde visibles autour de 633 nm grâce à l'énergie fournie par une source de pompe à 1064 nm.

L'objectif du développement d'un tel instrument est de réaliser un ensemble de démonstrations de principe concernant la conservation des propriétés de cohérence du rayonnement infrarouge incident sur l'interféromètre au travers des processus de conversion opérés sur ces bras. Ce travail s'inscrit dans la suite directe de ceux réalisés par Louis DEL RIO, Sophie BRUSTLEIN et Damien CEUS, qui ont précédemment démontré que l'utilisation de processus de somme de fréquences ne détériore pas les termes de contraste et de phase acquis lors de l'analyse de la cohérence de sources infrarouges quasi-monochromatiques à 1550 nm.

Au cours de ces travaux, il a été constaté que la maîtrise des processus non-linéaires réalisés sur l'interféromètre n'était pas suffisante pour procéder à l'analyse de la cohérence de sources infrarouges large bande. Ainsi, mon premier travail de doctorant a été de développer une nouvelle génération de modules de conversion permettant un contrôle total du processus de somme de fréquences. Ce travail a pu être réalisé notamment au travers de la conception d'un système de régulation thermique permettant d'atteindre une stabilité en température des cristaux de PPLN inférieure au centième de degré, avec une résolution de réglage de 0,01°C. L'utilisation de ce

dispositif a permis d'obtenir des courbes d'efficacité de conversion expérimentales proches de la théorie, et dont la longueur d'onde de conversion maximale peut être ajustée avec une résolution de l'ordre de la dizaine de picomètres.

Au-delà de la stabilité du processus de somme de fréquences opéré dans le cristal, l'amélioration de l'architecture globale de ces modules a permis d'obtenir un rendement de conversion moyen de 7,8 %/W de pompe injecté à l'entrée du dispositif. Ces bancs de conversion ont ainsi pu être exploités pour d'autres études menées par notre équipe de recherche, comme la démonstration du cophasage de l'hypertélescope temporel en régime de comptage de photons, ou encore la démonstration de la détection du rayonnement infrarouge d'objets stellaires aux longueurs d'onde visibles sur le site de l'observatoire du Mauna Kea à Hawaï.

À l'aide de ces nouveaux dispositifs de conversion, j'ai mis en place un nouvel interféromètre à somme de fréquences dont j'ai caractérisé le fonctionnement. Ainsi, en utilisant une source signal infrarouge monochromatique, j'ai pu démontrer la stabilité de ce dispositif sur plusieurs heures avec un contraste moyen mesuré de 97,8% et un écart-type RMS de 0,9% sur cette période.

Dans le cas de la conversion d'un signal infrarouge large bande spectrale, le processus de somme de fréquences opère un effet de filtrage spectral par sa courbe d'efficacité de conversion. Ainsi, le spectre du signal converti est entièrement défini par le processus non-linéaire. Pour vérifier que cette contrainte ne dégrade pas le degré de ressemblance des signaux corrélés à la sortie de notre interféromètre lors de l'analyse de ce type de source, j'ai procédé à la caractérisation de son fonctionnement lors de l'analyse de la cohérence temporelle d'une SLED infrarouge. J'ai ainsi pu procéder à la calibration de l'ensemble de ses défauts qui pourraient conduire à la dégradation de la fonction de visibilité mesurée lors de l'analyse de cette source. L'identification et la correction de ces défauts m'ont permis d'obtenir de façon répétable une fonction de visibilité expérimentale conforme à la théorie, avec notamment un contraste maximal de 91,4%.

Toujours dans le but de caractériser le fonctionnement de l'interféromètre lors de l'analyse d'une source large bande, j'ai étudié l'impact d'un décalage en longueur d'onde des processus de somme de fréquences sur la fonction de visibilité mesurée avec notre instrument. J'ai ainsi pu constater l'apparition d'une phase spectrale différentielle entre ses voies interférométriques. Cet effet conduit à une déformation de la fonction de visibilité obtenue expérimentalement.

Ce défaut m'a permis de démontrer l'importance de la maîtrise du recouvrement spectral des courbes d'efficacité de conversion associées à chaque bras de l'instrument, critère qu'il est possible de respecter grâce aux performances des modules de conversion que j'ai développés.

Pour attester de la légitimité de notre proposition instrumentale concernant la caractérisation d'objets stellaires infrarouges par synthèse d'ouverture, j'ai par la suite utilisé l'interféromètre à somme de fréquences pour procéder à l'analyse de la cohérence spatiale d'une source thermique en régime de détection de comptage de photons. Pour réaliser cette démonstration, j'ai couplé notre instrument à un banc d'imagerie spécifique, permettant de collecter le flux lumineux émis par ce type de source. Pour démontrer la qualité des résultats obtenus avec notre instrument, ces derniers ont été comparés à ceux fournis par un interféromètre infrarouge classique utilisé comme référence. Les résultats obtenus lors de l'utilisation de ces deux instruments se sont avérés identiques. J'ai notamment mesuré une différence de largeur à mi-hauteur entre les courbes expérimentales obtenues de 3% sur une étendue totale de mesure de 50 μm . De plus, le contraste maximal mesuré avec notre instrument était de 89,3%, pour des niveaux photométriques sur ces bras respectivement de 200 coups/s et 700 coups/s. Ce résultat est à comparer avec une valeur de contraste maximal de 89,1% pour la mesure de référence. Ces résultats ont permis de démontrer la possibilité d'utiliser notre interféromètre à somme de fréquences pour procéder à l'analyse de sources infrarouges faiblement lumineuses totalement incohérentes.

Dans la dernière partie de mes travaux, j'ai réalisé une étude de principe concernant l'amélioration de la sensibilité de l'interféromètre à somme de fréquences. Pour cela, j'ai étudié la possibilité d'avoir recours à une source de pompe en peigne de fréquences pour étendre la bande spectrale d'efficacité de l'instrument. J'ai ainsi mis en évidence l'apparition d'un effet de compression spectrale en fréquence lorsque la source de pompe alimentant le processus de conversion n'est pas monochromatique. Une étude simulatoire de ce phénomène a alors démontré que ce facteur de compression pouvait atteindre une valeur maximale de 4,70. J'ai par la suite démontré expérimentalement l'apparition de cet effet en ayant recours à une source de pompe en doublet spectral. J'ai ainsi démontré un facteur de compression expérimentale de 4,09 entre le signal infrarouge incident sur l'interféromètre et le signal converti détecté à sa sortie. J'ai également démontré qu'un tel effet n'entraîne pas la perte des informations de cohérence associées au signal

infrarouge incident sur l'instrument. Appliquée à un signal infrarouge large bande, cette compression en fréquence pourrait entraîner une augmentation de la longueur de cohérence de signal converti, permettant ainsi de relâcher, après conversion, les contraintes en terme d'égalisation de chemin optique entre les bras de l'instrument.

Enfin, j'ai pu participer en mars 2013 à une mission prospective sur le site de l'observatoire de CHARA. Cette mission avait pour but de préparer la future mise en place d'un interféromètre à somme de fréquences à la sortie de ce réseau de télescopes. Au cours de cette mission, j'ai pu constater que la mise en place de l'instrument sur le site ne serait pas soumise à des contraintes particulières qui aurait pu en dégrader les performances. J'ai également réalisé un bilan photométrique d'une voie du réseau de télescopes lors de l'observation d'Arcturus en bande H . Cette mesure a permis d'estimer le facteur de transmission de l'instrument comme étant égal à 0,9%. Les résultats ainsi obtenus au cours de cette mission ont été exploités pour réaliser une estimation de la magnitude limite accessible en bande H lors de la mise en place de l'interféromètre sur le site d'observation. Ces simulations ont permis d'estimer, pour la configuration de l'instrument la plus favorable, une valeur de magnitude pouvant atteindre 5,13 sur une bande spectrale du signal infrarouge utile de 0,16 nm. Cette configuration instrumentale pourrait permettre de réaliser une analyse spectrale du signal sur la bande H du spectre lumineux avec un pouvoir de résolution de 10000.

À l'heure actuelle, notre équipe de recherche développe une nouvelle architecture d'interféromètre à somme de fréquences. Cette dernière est basée sur l'utilisation de guides d'onde PPLN fibrés pour simplifier le déploiement de l'instrument sur le site de CHARA, tout en améliorant sa transmission globale. De plus, pour préparer au mieux la détection de franges d'interférence sur le site d'observation, une étude du traitement du signal à réaliser à la sortie de l'interféromètre va débiter prochainement. Ce travail portera notamment sur la méthode d'intégration des trames d'acquisition détectées en régime de comptage de photons et sur l'influence de la statistique d'arrivée des photons sur l'analyse de la cohérence réalisée.

Parallèlement à ce travail, le savoir-faire acquis au cours de ma thèse, concernant la conception de modules de conversion performants, est exploité pour la réalisation d'un autre interféromètre permettant la détection et la caractérisation d'un rayonnement infrarouge à la longueur d'onde

de 3,39 μm , à laquelle les fibres optiques en silice sont inopérantes.

Enfin, l'étude de l'amélioration de la sensibilité de l'instrument par l'utilisation d'une source de pompe en peigne de fréquences va être poursuivie au cours d'une nouvelle thèse, financée par le CNES et la société Thalès Alenia Space, qui débutera en octobre 2013.

Bibliographie

- [Born 99] Max Born & Emil Wolf. Principles of optics. CUP Archive, October 1999.
- [Bouyeron 12] L. Bouyeron, L. Delage, L. Grossard & F. Reynaud. *Co-phasing of a diluted aperture synthesis instrument for direct imaging : Experimental demonstration on a temporal hypertelescope*. Astronomy & Astrophysics, vol. 545, page A18, August 2012.
- [Boyd 03] Robert W. Boyd. Nonlinear optics. Acad. Press, 2003.
- [Brummelaar 05] T. A. ten Brummelaar, H. A. McAlister, S. T. Ridgway, Jr W. G. Bagnuolo, N. H. Turner, L. Sturmann, J. Sturmann, D. H. Berger, C. E. Ogden, R. Cadman, W. I. Hartkopf, C. H. Hopper & M. A. Shure. *First Results from the CHARA Array. II. A Description of the Instrument*. The Astrophysical Journal, vol. 628, no. 1, page 453, July 2005.
- [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, April 2008.
- [Ceus 11a] Damien Ceus. *Interféromètre à conversion de fréquence pour l'imagerie à haute résolution angulaire : validation de la technique de clôture de phase et fonctionnement en régime de comptage de photons*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2011.
- [Ceus 11b] 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, April 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, February 2013.

[Coudé du Foresto 92] V. Coudé du Foresto & S. T. Ridgway. *Fluor - a Stellar Interferometer Using Single-Mode Fibers*. In European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, volume 39, page 731, March 1992.

[Coudé du Foresto 97a] Vincent Coudé du Foresto. *Fringe benefits : the spatial filtering advantages of single-mode fibers*. In Integrated Optics for Astronomical Interferometry, pages 27–30. 1997.

[Coudé du Foresto 97b] Vincent Coudé du Foresto, Guy Perrin, Jean-Marie Mariotti, Marc Lacasse & Wes Traub. *The FLUOR/IOTA fiber stellar interferometer*. In Integrated Optics for Astronomical Interferometry, pages 115–125. 1997.

[Coudé du Foresto 00] V. Coudé du Foresto, M. Faucherre, N. Hubin & P. Gitton. *Using single-mode fibers to monitor fast Strehl ratio fluctuations*. Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 145, no. 2, pages 305–310, August 2000.

[Coudé du Foresto 03] Vincent Coudé du Foresto, Pascal J. Borde, Antoine Merand, Cyrille Baudouin, Antonin Remond, Guy S. Perrin, Stephen T. Ridgway, Theo A. ten Brummelaar & Harold A. McAlister. *FLUOR fibered beam combiner at the CHARA array*. Proceedings of SPIE, vol. 4838, pages 280–285, February 2003.

[Del Rio 08] L. Del Rio, M. Ribiere, L. Delage & F. Reynaud. *First demonstration of a temporal coherence analysis through a parametric interferometer*. Optics Communications, vol. 281, no. 10, pages 2722–2726, May 2008.

-
- [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, December 2000.
- [Deng 06] L.H. Deng, X.M. Gao, Z.S. Cao, W.D. Chen, Y.Q. Yuan, W.J. Zhang & Z.B. Gong. *Improvement to Sellmeier equation for periodically poled LiNbO₃ crystal using mid-infrared difference-frequency generation*. Optics Communications, vol. 268, no. 1, pages 110–114, December 2006.
- [Fizeau 68] H. Fizeau. *Prix bordin : rapport sur le concours de l'année 1897*. Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences, vol. 66, pages 932–934, 1868.
- [Flatscher 06] R. Flatscher. *Manufacturing of Chalcogenide and Silver-Halide Single-Mode Fibres for Modal Wavefront Filtering for Darwin*. volume 621, page 99, June 2006.
- [Froehly 81] C. Froehly. *Coherence and interferometry through optical fibers*. In Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths, pages 285–293, 1981.
- [Gilbreath 04] G. C. Gilbreath, Thomas A. Pauls, J. T. Armstrong, David Mozurkewich, James H. Clark, Robert B. Hindsley & Donald J. Hutter. *H-alpha observations using closure phases at the NPOI*. In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, volume 5491, page 1549, October 2004.
- [Goodman 76] J. W. Goodman & J. F. Belsher. *Photon Limited Images and Their Restoration*. Rapport technique, March 1976.
- [Goodman 77] J. W. Goodman & J. F. Belsher. *Photon Limitations in Imaging and Image Restoration*. Rapport technique, May 1977.

- [Grille 09] Romain Grille, Guillermo Martin, Lucas Labadie, Brahim Arezki, Pierre Kern, Tomer Lewi, A. Tsun & Abraham Katzir. *Single mode mid-infrared silver halide asymmetric flat waveguide obtained from crystal extrusion*. Optics Express, vol. 17, no. 15, page 12516, July 2009.
- [Hum 07] David S. Hum & Martin M. Fejer. *Quasi-phasematching*. Comptes Rendus Physique, vol. 8, no. 2, pages 180–198, March 2007.
- [Hummel 98] C. A. Hummel, D. Mozurkewich, J. T. Armstrong, Arsen R. Hajian, N. M. Elias II & D. J. Hutter. *Navy Prototype Optical Interferometer Observations of the Double Stars Mizar A and Matar*. The Astronomical Journal, vol. 116, no. 5, page 2536, November 1998.
- [Huss 01] Guillaume Huss. *Interféromètre stellaire réalisé à partir de composant d'optique guidée et intégrée*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2001.
- [Huss 05] G. Huss, P. Leproux, F. Reynaud & V. Doya. *Spatial filtering efficiency of single-mode optical fibers for stellar interferometry applications : phenomenological and numerical study*. Optics Communications, vol. 244, no. 1–6, pages 209–217, January 2005.
- [Jennison 61] R. C. Jennison. *The Michelson Stellar Interferometer : A Phase Sensitive Variation of the Optical Instrument*. Proceedings of the Physical Society, vol. 78, no. 4, page 596, October 1961.
- [Jocou 12] L. Jocou, K. Perraut, A. Nolot, T. Moulin, Y. Magnard, P. Labeye, V. Lapras, F. Eisenhauer, G. Perrin, A. Amorim, W. Brandner & C. Straubmeier. *The integrated optics beam combiner assembly of the GRAVITY/VLTI instrument*. pages 84452X–84452X–13, September 2012.
- [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, October 1997.
- [Kamada 08] H. Kamada, M. Asobe, T. Honjo, H. Takesue, Y. Tokura, Y. Nishida,

-
- O. Tadanaga & H. Miyazawa. *Efficient and low-noise single-photon detection in 1550 nm communication band by frequency upconversion in periodically poled LiNbO₃ waveguides*. Optics Letters, vol. 33, no. 7, pages 639–641, April 2008.
- [Kashin 11] O. Kashin, M. Homann, V. Matusevich, F. Setzpfandt, T. Pertsch & R. Kowarschik. *Change of the refractive index in PPLN waveguides due to the photorefractive effect*. Applied Physics B, vol. 104, no. 3, pages 547–551, September 2011.
- [Kervella 00] Pierre Kervella, Vincent Coudé du Foresto, Andreas Glindemann & Reiner Hofmann. *VINCI : the VLT Interferometer commissioning instrument*. In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, volume 4006, pages 31–42, July 2000.
- [Kervella 07] P. Kervella. *Interferometric observations of η Carinae with VINCI/VLTI*. Astronomy and Astrophysics, vol. 464, no. 3, pages 1045–1047, March 2007.
- [Labadie 07] L. Labadie, P. Kern, P. Labeye, E. Le Coarer, C. Vigreux-Bercovici, A. Pradel, J.-E. Broquin & V. Kirschner. *Technology challenges for space interferometry : the option of mid-infrared integrated optics*. arXiv :0707.1701, July 2007.
- [Labadie 11] L. Labadie, G. Martín, N. C. Anheier, B. Arezki, H. A. Qiao, B. Bernacki & P. Kern. *First fringes with an integrated-optics beam combiner at 10 μ m*. Astronomy & Astrophysics, vol. 531, page A48, June 2011.
- [Labeyrie 70] A Labeyrie. *Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images*. Ann. Appl. Probab., vol. 6, page 85, 1970.
- [Labeyrie 74] A. Labeyrie, D. Bonneau, R. V. Stachnik & D. Y. Gezari. *Speckle Interferometry. III. High-Resolution Measurements of Twelve Close Binary Systems*. The Astrophysical Journal Letters, vol. 194, page L147, December 1974.

- [Labeyrie 75] A. Labeyrie. *Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes*. The Astrophysical Journal Letters, vol. 196, pages L71–L75, March 1975.
- [Lecoy 92] Pierre Lecoy. *Télécommunications optiques*. Hermès science publications, April 1992.
- [Lewi 12] Tomer Lewi & Abraham Katzir. *Silver halide single-mode strip waveguides for the mid-infrared*. Optics Letters, vol. 37, no. 13, pages 2733–2735, July 2012.
- [Lhomé 12] E. Lhomé, N. Scott, T. ten Brummelaar, B. Mollier, J. M. Reess, F. Chapron, T. Buey, A. Sevin, J. Sturmann, L. Sturmann & V. Coudé du Foresto. *JouFLU : an upgraded FLUOR beam combiner at the CHARA Array*. pages 84452I–84452I–9, September 2012.
- [Lohmann 83] Adolf W. Lohmann, Gerd Weigelt & Bernhard Wirnitzer. *Speckle masking in astronomy : triple correlation theory and applications*. Applied Optics, vol. 22, no. 24, page 4028, December 1983.
- [Longueteau 02] Emmanuel Longueteau. *Synthèse d'ouverture à 3 télescopes Etude et caractérisation des sources d'erreurs sur les données interférométriques*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, Limoges, 2002.
- [Longueteau 03] Emmanuel Longueteau, Laurent Delage & François Reynaud. *Validation of photon noise correction using the OAST stellar interferometer breadboard*. Optics Communications, vol. 217, no. 1–6, pages 75–83, March 2003.
- [Lopez 09] B. Lopez & al. *MATISSE, perspective of imaging in the mid-infrared at the VLTI*. In SPIE, pages 1–10, Marseille, France, 2009.
- [Louisell 61] W. H. Louisell, A. Yariv & A. E. Siegman. *Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Processes. I*. Physical Review, vol. 124, no. 6, pages 1646–1654, December 1961.
- [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, September 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, May 1921.
- [Mitachi 80] Seiko Mitachi & Toyotaka Manabe. *Fluoride Glass Fiber for Infrared Transmission*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 19, no. 6, pages L313–L314, June 1980.
- [Monnier 06] John D. Monnier, Ettore Pedretti, Nathalie Thureau, Jean-Philippe Berger, Rafael Millan-Gabet, Theo ten Brummelaar, Harold McAlister, Judit Sturmman, Lazlo Sturmman, Phil Muirhead, Ajay Tannirkulam, Scott Webster & Ming Zhao. *Michigan Infrared Combiner (MIRC) : commissioning results at the CHARA Array*. pages 62681P–62681P, June 2006.
- [Olivier 07a] Serge Olivier. *Utilisation de dispositifs d’optique guidée pour des applications en imagerie haute résolution*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, October 2007.
- [Olivier 07b] Serge Olivier, Laurent Delage, Francois Reynaud, Virginie Collomb, Michel Trouillon, Jerome Grelin, Isabelle Schanen, Vincent Minier, Jean-Emmanuel Broquin, Cyril Ruilier & Bruno Leone. *MAFL experiment : development of photonic devices for a space-based multiaperture fiber-linked interferometer*. Applied Optics, vol. 46, no. 6, pages 834–844, February 2007.
- [Paschotta 13] Rüdiger Paschotta. *Article on quasi-phase matching, QPM, periodic poling, nonlinear crystal, orientation-patterned GaAs - Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, 2013.
- [Pelc 11] J. S. Pelc, L. Ma, C. R. Phillips, Q. Zhang, C. Langrock, O. Slattery, X. Tang & M. M. Fejer. *Long-wavelength-pumped upconversion single-photon detector at 1550 nm : performance and noise analysis*. Optics Express, vol. 19, no. 22, pages 21445–21456, October 2011.

- [Perrin 06] G. Perrin & al. *Interferometric Coupling of the Keck Telescopes with Single-Mode Fibers*. *Science*, vol. 311, no. 5758, pages 194–194, January 2006.
- [Petrov 07] R. G. Petrov & al. *AMBER, the near-infrared spectro-interferometric three-telescope VLTI instrument*. *Astronomy and Astrophysics*, vol. 464, no. 1, pages 1–12, March 2007.
- [Pott 04] Joerg-Uwe Pott, Andreas Glindemann, Andreas Eckart, Markus Schoeller, Christoph Leinert, Thomas Viehmann & Massimo Robberto. *A feasibility study of future observations with MIDI and other VLTI science instruments : the example of the Galactic Center*. pages 126–135, October 2004.
- [Reynaud 93] F. Reynaud & E. Delaire. *Linear optical path modulation with lambda/200 accuracy using a fibre stretcher*. *Electronics Letters*, vol. 29, no. 19, pages 1718–1719, 1993.
- [Robbe-Dubois 07] S. Robbe-Dubois & al. *Optical configuration and analysis of the AMBER/VLTI instrument*. *Astronomy and Astrophysics*, vol. 464, no. 1, pages 13–27, March 2007.
- [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, April 1968.
- [Rousset 90] G. Rousset, J. C. Fontanella, P. Kern, P. Gigan & F. Rigaut. *First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics*. *Astronomy and Astrophysics*, vol. 230, pages L29–L32, April 1990.
- [Shang 81] Hen-Tai Shang. *Chromatic dispersion measurement by white-light interferometry on metre-length single-mode optical fibres*. *Electronics Letters*, vol. 17, no. 17, pages 603–605, 1981.
- [Shentu 13] Guo-Liang Shentu, Jason S. Pelc, Xiao-Dong Wang, Qi-Chao Sun, Ming-Yang Zheng, M. M. Fejer, Qiang Zhang & Jian-Wei Pan. *Ultralow noise*

-
- up-conversion detector and spectrometer for the telecom band.* Optics Express, vol. 21, no. 12, pages 13986–13991, June 2013.
- [Simohamed 96] L. M. Simohamed, L. Delage & F. Reynaud. *An optical fibre delay line with a 318 mm stroke.* Pure and Applied Optics : Journal of the European Optical Society Part A, vol. 5, no. 6, page 1005, November 1996.
- [Stéphan 73] E. Stéphan. *Extrait d'une lettre de M. Stephan à M. Fizeau.* Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences, vol. 76, pages 1008–1010, 1873.
- [Stéphan 74] E. Stéphan. *Sur l'extrême petitesse du diamètre apparent des étoiles fixes.* Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences, vol. 78, pages 1008–1012, 1874.
- [Thew 08] R. T. Thew, H. Zbinden & N. Gisin. *Tunable upconversion photon detector.* Applied Physics Letters, vol. 93, no. 7, page 071104, 2008.
- [Tournier 09] M. Tournier, Olivier Alibart, Florent Dautre, Sorin Tascu, Marc De Micheli, Daniel Barry Ostrowsky, K. Thyagarajan, Sébastien Tanzilli, M. Tournier, O. Alibart, F. Dautre, S. Tascu, M. De Micheli, D. B Ostrowsky, K. Thyagarajan, S. Tanzilli & Tournier M. et al. *Up-conversion detectors at 1550 nm for quantum communication : review and recent advances.* EAS Publications Series, vol. 37, pages 311–339, 2009.
- [Vannier 12] M. Vannier, R. G. Petrov & F. Millour. *High-precision closure phase for low spectral resolution optical interferometry.* pages 84451Z–84451Z, September 2012.
- [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.
- [Weigelt 88] G. Weigelt. *High-Resolution Astronomical Imaging By Triple Correlation Processing.* pages 8–12, January 1988.

- [Woillez 01] J. Woillez, G. Perrin, O. Lai, V. Coudé du Foresto & P. Léna. *'OHANA : an optical Hawaiian array for nanoradian astronomy*. volume 36, pages 139–144, 2001.
- [Zhang 08] Qiang Zhang, Carsten Langrock, M. M. Fejer & Yoshihisa Yamamoto. *Waveguide-based single-pixel up-conversion infrared spectrometer*. *Optics Express*, vol. 16, no. 24, pages 19557–19561, November 2008.
- [Zhukova 12] Liya Zhukova, Alexandr Korsakov, Andrey Chazov, Dmitry Vrublevsky & Vladislav Zhukov. *Photonic crystalline IR fibers for the spectral range of 2-40 μm* . *Applied Optics*, vol. 51, no. 13, pages 2414–2418, May 2012.



Résumé

Les interféromètres stellaires à très haute résolution angulaire sont des dispositifs performants qui permettent une étude approfondie de notre Univers. Cette thèse décrit un nouvel instrument, baptisé interféromètre à somme de fréquences, dédié à l'analyse de la cohérence spatio-temporelle de rayonnements infrarouges autour de 1550nm en les transposant vers les longueurs d'onde visibles autour de 630nm. Cette transposition fréquentielle est réalisée au moyen de processus de somme de fréquences, alimentés par une source laser à 1064nm, et générés dans les cristaux de PPLN mis en place sur chacun des bras de l'instrument. La première partie de ce manuscrit donne les éléments théoriques nécessaires à la compréhension des travaux présentés. La deuxième partie concerne la conception, la réalisation et la caractérisation d'un interféromètre à somme de fréquences adapté à l'analyse de sources infrarouges spectralement étendues. La troisième partie présente la caractérisation expérimentale de la cohérence temporelle d'une source infrarouge large bande spectrale. Elle se solde par la démonstration expérimentale de l'analyse de la cohérence spatiale d'une source thermique artificielle en régime de comptage de photons. La dernière partie traite de la possibilité d'étendre la bande spectrale de fonctionnement de l'interféromètre et démontre l'apparition un effet de compression spectrale en fréquences dans les cristaux de PPLN. Elle se conclut par le projet de mise en place de l'instrument sur le site du réseau de télescope CHARA et fournit une estimation de la magnitude limite accessible en combinant ce dispositif à différentes configurations de l'interféromètre.

Mots-clés : Somme de fréquences, interféromètre, PPLN, cohérence temporelle, cohérence spatiale, régime de comptage de photons, magnitude limite, fibre optique

Abstract

Stellar interferometers dedicated to high angular resolution imaging are powerful instruments that allow an extensive study of our Universe. This thesis describes a new instrument, called sum frequency generation interferometer, dedicated to the spatio-temporal coherence analysis of infrared radiations in the visible domain around 630nm thanks to frequency shift processes. This frequency shift is achieved through a sum frequency generation process, supplied by a laser source at 1064 nm, in the PPLN crystals placed on each arm of the interferometer. The first part of this thesis provides the theoretical elements needed for the understanding of the present work. The second part concerns the design, the realization and the characterization of a sum frequency generation interferometer suitable for the analysis of broadband infrared sources. The third part presents the experimental temporal coherence analysis of such a source. It ends by the experimental demonstration of the spatial coherence analysis of an artificial thermal source in the photon counting regime. The last part deals with the possibility to extend the spectral bandwidth of the interferometer and shows the appearance of a frequency spectral compression effect through the PPLN crystals. It concludes with the proposed implementation of a sum frequency generation interferometer on the CHARA telescope array and provides an estimation of the limiting magnitude reached by combining this instrument to different configurations of the interferometer.

Keywords: Sum-frequency generation, interferometer, PPLN, temporal coherence, spatial coherence, photon counting detection, magnitude limit, optical fiber