

UNIVERSITÉ DE LIMOGES

École doctorale ED n°521 - Sciences et Ingénierie pour l'Information
Faculté des Sciences et Techniques
Institut de Recherche XLIM-UMR 6172

Année : 2011

Thèse N° 46-2011

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

Damien CEUS

le 21 octobre 2011

**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**

Directeur de thèse : François REYNAUD

Composition du jury

Président :

Alain BARTHELEMY Directeur de recherche CNRS, Xlim, Limoges

Rapporteurs :

Éric LANTZ Professeur de l'Université de Franche Comté, Institut Femto ST, Besançon
Guy PERRIN Astronome, LESIA, Observatoire de Paris

Examineurs :

Jacques BERTHON Chef du service optique CNES, Toulouse
Ludovic GROSSARD Maître de conférences, Xlim, Limoges
Olivier LAI Astronome, CFHT, Hawaii

Directeur de thèse :

François REYNAUD Professeur, Xlim, Limoges

Co-Encadrant de thèse :

Alessandro TONELLO Maître de conférences, Xlim, Limoges

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Eh oui, trois années... qui sont très vite passées ! Il sera difficile de remercier tout le monde, ainsi je m'excuse pour celles et ceux que j'ai oubliés.

Avant de remercier comme il se doit mes collègues et ami(e)s, je souhaite remercier Alain Barthelemy d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. De plus, je tiens à remercier mes rapporteurs : Éric Lantz et Guy Perrin pour les conseils et corrections apportées. Je tiens aussi à remercier mes examinateurs Jacques Berthon et Olivier Lai d'avoir participé à mon jury de thèse et pour leurs questions très pertinentes.

Commençons par le seul et l'unique François Reynaud!!! Merci d'avoir recueilli un petit réunionnais au sein de ton équipe de recherche IRO, merci pour ton esprit critique, tes astuces de McGyver pour débogger les manips et ton sens de l'humour, merci grand maitre Yoda, May the Force be with you ! Autre grand monsieur de l'équipe IRO, un vrai Héro des temps modernes (oui c'était facile!!) Laurent Delage, un énorme, vraiment énorme MERCI pour le temps que tu m'as accordé, pour les explications et bien évidemment les multiples corrections de mon manuscrit. Merci à Ludovic Grossard, the pingouin expert ! à chaque soucis, en deux coups de souris et trois astuces magiques dont tu as le secret, tu m'as aidé (sauvé la vie ??). Je tiens aussi à remercier Alessandro Tonello pour l'aide qu'il m'a apporté au cours de la thèse et les différents conseils prodigués grazie mille Ale. Continuons avec un autre grand bonhomme du labo, Alain Dexet, le virtuose de l'atelier, du pinceau et de la musique (ça en fait des cordes à ton arc!), merci pour tous tes conseils Alain.

Comment ne pas remercier nos 100% géniales secrétaires : Nathalie Buisson et Sophie Lebraud, merci pour votre bonne humeur, vous êtes un peu comme le soleil du secrétariat Photonique !

Passons à la nouvelle génération maintenant ;-)

Tout d'abord merci à Laurent Bouyeron, ces trois années dans le couloir de la mort seront très vite passées en fin de compte ! Merci pour les bons moments, tes blagues (d'un humour pas toujours à ma portée...), d'avoir tenté de m'initier à des jeux obscurs, ta carapace creusoise contre le froid m'étonnera toujours !! À quand l'Hypertélescope Temporel sur le plateau des Millevaches ??

Comment ne pas remercier Jean-Thomas, el señor Gomeshh !! Merci pour ta bonne humeur, tes

blagues, ton sérieux, ton intégrité, tes blagues (à mince, deux fois, c'est que tu dois vraiment en faire beaucoup ;-p) Bonne continuation vers la route de la conversion multi-pompes jeune Jedi! Longue est la route de la recherche, mais riche en émotion elle te procurera!

Un grand courage au roi du laser game! le trop rapide Romain Baudoin! du jamais vu, se déplace si vite qu'il red shift!! Courage à toi, mais fait gaf au dinosaurus quand même!!

Merci à un ancien du labo, Julien Leylavergne, domo arigoto! Ganbatte kudasai!!

Un grand merci à ceux qui m'ont connu au tout début, en master, Damien, Denis, Mansoib et Turkan! Mention spéciale à Sandrine et Aurélie, merci à vous d'avoir été là quand j'en avais besoin. J'ai l'impression qu'on s'est rencontré hier à la fac, du chemin nous avons parcouru! Bonne chance à vous tous!!

Bon, il n'y a pas eu que la fac! j'ai eu une vie sociale quand même! Merci à Rousseau et ta femme Kristina pour tous les bons moments passés, qui sont et resteront importants pour moi! Merci à Gilles, les amis comme toi se font rares! En parlant d'amis, merci à Grèg et Yannick (parti chasser le caribou!!), on se retrouvera bien un jour! Merci à Nicolas et Nathalie pour votre soutien, à quand les vacances à la Run? :-p Merci à Aïcha et Sophie pour votre bonne humeur, je vous souhaite tout plein de bonheur;-) Merci à Anaïs pour les bons moments, courage pour la suite!! Merci aux volleyeurs/euses et aux amateurs de footing;-)

Merci à la famille : Papa, Lauriane, Camille, Éva, Didier, tatie Annie, tonton Bernard, tonton Dominique, mon super Parrain. Merci à la famille Berrichon, spécialement à ma tante Juliette d'avoir été là au moment où j'en avais le plus besoin. Merci à ma mamie à qui je dédie ce mémoire, tu as toujours été présente pour moi, merci pour ton soutien inconditionnel qui me permet d'avancer encore et encore!

À ma très chère mamie, d'une gentillesse infinie

Table des matières

Table des figures	XI
-------------------	----

Liste des tableaux	XV
--------------------	----

Introduction générale

Première partie	
Présentation générale du contexte théorique et instrumental	5

Chapitre 1

Éléments théoriques

1.1	Définition des contextes scientifique et expérimental liés à mon travail de thèse	7
1.2	Analyse du signal interférométrique fourni par un réseau de télescopes	9
1.2.1	Quelques notions théoriques d'interférométrie	10
1.2.2	Interféromètre astronomique à deux voies : les observables	18
1.2.3	Acquisition du signal interférométrique : domaine spatial ou temporel	24
1.2.4	La technique de clôture de phase	26
1.3	Interféromètre à conversion de fréquence	29
1.3.1	Rappel des différentes techniques d'imagerie à haute résolution par synthèse d'ouverture	29

1.3.2	Contexte particulier du laboratoire : utilisation de composants d'optique guidée	31
1.3.3	Présentation de la technique d'interférométrie par conversion de fréquence	35
1.3.4	Intérêts de la conversion de fréquence dans le domaine de l'instrumentation pour l'astrophysique	36
1.4	Paramètres clés du processus de conversion de fréquence	38
1.4.1	Origine de la conversion de fréquence	40
1.4.2	Paramètres liés à la somme de fréquences	42
1.4.3	Propagation à l'intérieur du cristal non linéaire	43
1.4.4	Puissance convertie en sortie du cristal non linéaire	47
1.4.5	Limites de la conversion de fréquence	48
1.4.6	Propriétés de transmission optique du Niobate de Lithium	53

Deuxième partie

Développement d'un interféromètre à conversion de fréquence dédié à l'analyse de cohérence spatiale 55

Chapitre 2

Présentation du banc expérimental
--

2.1	Configuration du banc expérimental avant mon arrivée en thèse	59
2.1.1	Simulateur de source optique	60
2.1.2	Réseau de télescopes et injection dans les fibres optiques	62
2.1.3	Modulation temporelle des franges d'interférences	65
2.1.4	Interféromètre de référence	66

2.1.5	Interféromètre à conversion de fréquence	67
2.2	Résultats expérimentaux : acquisition du contraste des franges d'interférences	70
2.3	Conclusion	71

Chapitre 3

Validation de la technique de clôture de phase

3.1	Adaptation du banc expérimental à la technique de clôture de phase	75
3.1.1	Modification du simulateur de source optique	75
3.1.2	Ajout de la troisième voie interférométrique	77
3.1.3	Modification du système de recombinaison optique de l'interféromètre à conversion de fréquence	81
3.2	Détection et acquisition du signal interférométrique	84
3.2.1	Bilan énergétique	84
3.2.2	Observation du signal interférométrique dans le domaine temporel	87
3.3	Acquisition simultanée des signaux interférométriques provenant des interféromètres	89
3.4	Réglage du banc expérimental	91
3.4.1	Injection de l'onde issue du simulateur de source optique à l'intérieur du réseau de télescopes	91
3.4.2	Calibrage de l'interféromètre de référence	92
3.4.3	Réglage de l'interféromètre à conversion de fréquence	93
3.4.4	Calibrage de l'interféromètre à conversion de fréquence	94
3.5	Acquisition des termes de clôture de phase	94
3.5.1	Résultats expérimentaux	96
3.5.2	Conclusion	97

Chapitre 4

Fonctionnement en régime de comptage de photons

4.1	Particularité du signal interférométrique enregistré en régime de comptage de photons	111
4.2	Modifications du banc expérimental	114

4.2.1	Détection du signal en régime de comptage de photons	115
4.2.2	Atténuation contrôlée du niveau de flux issu de la source optique . . .	117
4.2.3	Ajout des obturateurs de faisceaux	118
4.2.4	Changement du programme d'acquisition de l'interféromètre à conver- sion de fréquence	119
4.3	Bilan des modifications apportées au banc expérimental	119
4.4	Seuil minimal de détection en régime de comptage de photons	121
4.5	Réglage du banc expérimental	122
4.5.1	Réglage de l'interféromètre à conversion de fréquence	123
4.5.2	Calibrage de l'interféromètre à conversion de fréquence	125
4.6	Acquisition du signal interférométrique en régime de comptage de photons . .	126
4.7	Analyse des données obtenues en régime de comptage de photons	127
4.8	Conclusion	132

Troisième partie

Développement annexes et perspectives

135

Chapitre 5

Développement en cours et perspectives

5.1	Constats expérimentaux	138
5.1.1	Constats expérimentaux liés au niveau du flux converti	138
5.1.2	Problème de la température de surface non homogène d'un PPLN . .	138
5.1.3	Détermination du bruit apporté par la source de pompe	142
5.1.4	Bilan	143
5.2	Présentation de la mission expérimentale au CFHT	144

5.2.1	Cahier des charges du nouveau banc de conversion de fréquence . . .	145
5.2.2	Présentation du nouveau module de conversion de fréquence	145
5.2.3	Mission et bilan expérimental de la mission à l’observatoire du CFHT	148
5.3	Derniers résultats obtenus en laboratoire concernant le nouveau système de régulation thermique	152
5.4	Conclusion	153
5.5	Magnitude accessible avec un interféromètre à conversion de fréquence	155
5.5.1	Définition de la magnitude limite accessible	155
5.5.2	Estimation de la magnitude limite accessible	160
5.5.3	Projet Aloha	161
5.6	Conclusion	162

Chapitre 6

Conclusion générale

ANNEXES

Table des figures

1.1	Les trous d'Young	10
1.2	Exemple de différentes longueurs de cohérence	13
1.3	Source optique non centrée vis-à-vis du réseau de télescopes	15
1.4	Notion de cohérence spatiale	15
1.5	Réseau de deux télescopes observant une source optique située au zénith	18
1.6	Intérêt d'une ligne à retard d'un interféromètre astronomique	19
1.7	Visibilité complexe : termes de contraste de franges et de phase	20
1.8	Visibilité complexe d'une source optique non résolue	21
1.9	Simulations de différents contrastes de franges et terme de phase	22
1.10	Signal interférométrique observé dans le domaine spatial	25
1.11	Signal interférométrique observé dans le domaine temporel	26
1.12	Défauts apportés par la turbulence atmosphérique	27
1.13	Binaire vue par un réseau de deux télescopes	29
1.14	Différentes techniques d'interférométrie employées dans les observatoires astronomiques.	31
1.15	Présentation du concept de l'interféromètre à conversion de fréquence.	36
1.16	Présentation d'un bras interférométrique de l'interféromètre à conversion de fréquence	39
1.17	Représentation des niveaux d'énergie liés à la somme de fréquence	41
1.18	Différence entre non accord de phase, accord de phase et quasi-accord de phase	46
1.19	Simulation de l'acceptance spectrale d'un PPLN	49
1.20	Différence entre propagation volumique et propagation guidée	51
1.21	Influence de la température d'un PPLN	53
2.1	Ancienne configuration du banc expérimental	60
2.2	Configuration du simulateur de source optique	61
2.3	Configuration du réseau de deux télescopes	63

2.4	Échantillonnage de la transformée de Fourier de la distribution angulaire en intensité de la source optique par le réseau de télescopes	64
2.5	Modulateur temporel de chemin optique	65
2.6	Photographie du <i>pigtail</i> alimentant le PPLN	68
2.7	Éléments du banc de conversion de fréquence	69
2.8	Photographie du banc expérimental	70
2.9	Résultats concernant l'acquisition du contraste de franges avec l'interféromètre à conversion de fréquence par L. Del Rio et S. Brustlein	71
3.1	Modification apportées à la source optique : ajout d'un coupleur fibré variable.	77
3.2	Photographie représentant différents éléments constituant la source optique.	77
3.3	Photographie représentant une vue d'ensemble du banc de conversion de fréquence.	79
3.4	Vue de dessus du PPLN	80
3.5	Différence entre un système de recombinaison fibré et volumique	81
3.6	Système de recombinaison des ondes converties issues des modules de conversion de fréquence.	82
3.7	Banc expérimental dédié à la mesure de la clôture de phase	83
3.8	Photographie représentant une vue d'ensemble du banc expérimental	84
3.9	Estimation du seuil de détection pour l'acquisition du signal interférométrique pour l'interféromètre à conversion de fréquence.	85
3.10	Capture d'écran des premières franges obtenues sur trois voies interférométriques	86
3.11	Principe de fonctionnement d'un modulateur temporel de chemin optique	87
3.12	Modulations linéaire des chemins optiques.	88
3.13	Modulation temporelle des franges avec un interféromètre à trois voies interférométrique	89
3.14	Expression des champs électriques en entrée et en sortie d'une voie de l'interféromètre à conversion de fréquence.	90
3.15	Évolution des termes de phase φ au cours du temps pour un couple de télescopes T_i-T_j	95
3.16	Évolution du terme de clôture de phase pour différentes configurations expérimentales	96
3.17	Validation de la technique de clôture de phase avec l'interféromètre à conversion de fréquence	97
4.1	Simulation de l'acquisition d'un signal interférométrique avec un niveau de flux élevé et en régime de comptage de photons.	111
4.2	Détecteur en comptage de photons	116
4.3	Allongement temporelle des impulsions électrique du module de comptage de photons	117

4.4	Atténuateurs fibrés	118
4.5	Obturateur de faisceaux sur l'une des voies de l'interféromètre à conversion de fréquence	119
4.6	Face avant du programme Labview en comptage de photons	120
4.7	Schéma du banc expérimental : comptage de photons vs niveau de flux élevé . . .	120
4.8	Seuil minimal de détection de l'interféromètre à conversion de fréquence	122
4.9	Réglage de l'interféromètre à conversion de fréquence	124
4.10	Simulation des termes de contraste de franges en fonction du déséquilibre de niveau de flux pour la configuration $T_1T_2 = b$ et $T_2T_3 = 2b$	127
4.11	Acquisition des termes de contraste de franges en régime de comptage de photons et avec des niveaux de flux élevés	128
4.12	Acquisition des termes de clôture de phase en régime de comptage de photons et avec des niveaux de flux élevés	129
4.13	Simulation de la méthode de Wirnitzer pour 2340 cps/s	131
4.14	Simulation de la méthode de Wirnitzer pour 720 cps/s	131
5.1	Configuration expérimentale permettant de relever $\Phi_c = f(\lambda_s)$	139
5.2	Niveau de flux converti en fonction de λ_s	140
5.3	Température PPLN non homogène en surface	141
5.4	Objectifs des nouveaux bancs de conversion de fréquence	142
5.5	Évolution du bruit de pompe en fonction de Φ_p	143
5.6	Présentation du nouveau banc de conversion de fréquence	146
5.7	Système d'injection des ondes pompe et source optique du nouveau banc de conversion de fréquence	147
5.8	Présentation du nouveau banc de conversion de fréquence	147
5.9	Régulation thermique	148
5.10	Configuration du banc expérimental lié à la mission au CFHT.	149
5.11	Photographie du banc expérimental lié à la mission au CFHT	150
5.12	Réglage du pas de variation en température	152
5.13	Température d'un nouveau module de conversion de fréquence en fonction du temps	153
5.14	Évolution du niveau de flux converti en fonction de λ_s	154
5.15	Configuration d'un interféromètre à deux voies à conversion de fréquence.	157
5.16	Interféromètre à deux voies en configuration actuelle	158
5.17	Interféromètre à deux voies en configuration améliorée	159
5.18	Interféromètre à deux voies en configuration prospective	160

Table des figures

5.19	Configuration du télescope CFHT permettant d'extraire un terme de contraste de franges.	161
1	Source optique inclinée par rapport au zénith	168
2	Trous de Young	169

Liste des tableaux

1.1	Longueur de cohérence pour différents types de sources optiques	14
3.1	Termes de clôture de phase bruts obtenus avec l'interféromètre de référence . . .	93
3.2	Termes de clôture de phase bruts obtenus avec l'interféromètre à conversion de fréquence	94
4.1	Valeurs de contraste de franges et de clôture de phase brutes obtenues avec l'interféromètre de référence	123
4.2	Valeurs des contrastes des franges d'interférences et de clôture de phase corrigées du bruit de photons obtenues sur une source ponctuelle.	125
4.3	Valeurs moyennes des écarts-types des termes de contraste de franges (C_{31}). . . .	128
4.4	Valeurs moyennes des écarts-types des termes de clôture de phase (ϕ).	129
5.1	Estimation des niveaux de flux en sortie de fibre reliée au télescope	151
5.2	Détermination du niveau de flux de référence	156
5.3	Coefficients transmission des différents composants (optique et détection)	160
5.4	Magnitudes VLTI et CHARA sur deux voies interférométriques	161
5.5	Magnitudes CFHT à deux voies interférométriques	162

Introduction générale

L'utilisation des lunettes astronomiques et ensuite des télescopes a permis à l'homme d'élaborer des modèles de formation de l'Univers, de les affiner, voire de les réfuter. L'homme a mis en place des moyens d'observation exceptionnels comme le télescope spatial Hubble qui nous fournit des images uniques d'objets stellaires (galaxies, planètes...). Le pouvoir de résolution d'un télescope est inversement au diamètre du miroir primaire. À l'heure actuelle, un verrou technologique limite la dimension du diamètre du miroir primaire d'un télescope, dont dépend le pouvoir de résolution des télescopes monolithiques. La technique de synthèse d'ouverture apporte une solution afin d'obtenir une haute résolution angulaire. Cette technique se base sur l'utilisation d'un réseau de télescopes collectant le flux émis par un objet stellaire. Les ondes collectées sont combinées entre elles et, sous certaines conditions, un signal interférométrique peut être observé. De ce signal interférométrique sont extraites des observables qui, associées à l'utilisation d'algorithmes de reconstruction d'image, permettent d'avoir accès à une représentation de la distribution angulaire en intensité de la source optique observée. Ces observables sont les termes de contraste des franges d'interférence et un terme de phase.

Fizeau fut le premier scientifique qui eut l'idée d'employer l'interférométrie afin d'obtenir des informations sur les étoiles [Fiz68]. Cependant, ce fut Stephan qui fut le premier à tenter d'utiliser l'interférométrie pour l'observation d'objets stellaires en 1873. Les premiers résultats sur ciel ont été obtenus par Michelson et Pease lors de la détermination du diamètre de Bételgeuse [Law76]. Néanmoins, les moyens techniques à l'époque limitaient les observations des astronomes.

C'est une cinquantaine d'année plus tard que les premières franges d'interférence à deux télescopes ont été obtenues sur l'interféromètre I2T (Interféromètre à deux télescopes) par Labeyrie à

l'observatoire de la côte d'Azur [Lab75]. Depuis ces résultats, plusieurs interféromètres stellaires comme le GI2T, SUSI ou encore le Keck interferometer ont été mis en place. Il existe d'autres réseaux de télescopes constitués de plus de deux télescopes. Citons notamment les observatoires NPOI (*Navy Prototype Optical Interferometer*), VLTI (*Very Large Telescope Interferometer*) et CHARA (*Center for High Angular Resolution Astronomy*).

C'est dans ce contexte que notre équipe de recherche a mis en place un nouvel instrument dédié aux interféromètres stellaires : l'interféromètre à conversion de fréquence. Le principe de l'interféromètre à conversion de fréquence est de convertir en fréquence le champ collecté par chaque télescope. De cette façon, le signal interférométrique peut être observé à une longueur d'onde différente de celle de la source optique. Cette technique de conversion de fréquence permet de bénéficier des moyens de propagation et de détection plus matures existant dans le visible et le proche infrarouge. L'interféromètre à conversion de fréquence a été proposé par Laurent Delage et François Reynaud. Ce nouvel instrument est au stade expérimental et doit faire ses preuves auprès de la communauté scientifique.

Mon travail de recherche s'inscrit dans la suite des résultats expérimentaux obtenus par Luis Del Rio [Rio09]. J'ai mis en place une configuration expérimentale permettant de prouver que le terme de clôture de phase n'est pas corrompu par le processus de conversion de fréquence. J'ai ensuite utilisé l'interféromètre à conversion de fréquence jusqu'aux limites de détection afin d'atteindre le régime de comptage de photons. Ces résultats m'ont permis de mettre en évidence les paramètres expérimentaux limitant la conversion de fréquence. J'ai pu ainsi participer à la mise en place et à la validation de nouveaux composants assurant une plus grande fiabilité de notre interféromètre à conversion de fréquence.

Le financement de ma thèse a été assuré par une bourse de la Région Limousin. Les résultats que je vais présenter ont été obtenus dans le cadre de contrats passés avec le CNES¹ et L'INSU².

Le premier chapitre de ce manuscrit apporte les notions nécessaires afin de comprendre les contextes théorique et expérimental de mon travail de thèse.

Le deuxième chapitre est dédié à la description du banc expérimental tel qu'il était lors de mon

1. Centre National Etudes Spatiales
2. Institut national des sciences de l'Univers

arrivée au sein du laboratoire. Ce banc expérimental était conçu pour l'acquisition des termes de contraste des franges d'interférence en employant l'interféromètre à conversion de fréquence.

Le troisième chapitre montre l'impact de l'interféromètre à conversion de fréquence sur la technique de clôture de phase. Je présenterai les résultats obtenus simultanément avec l'interféromètre à conversion de fréquence et un interféromètre de référence, fonctionnant tous les deux sur trois voies interférométriques.

Le quatrième chapitre porte sur l'acquisition des observables en régime de comptage de photons. Pour cela, l'interféromètre à conversion de fréquence fonctionnera en régime de comptage de photons et l'interféromètre de référence avec des niveaux de flux élevés. Cette partie permettra de mettre en avant les limites actuelles de l'interféromètre à conversion de fréquence fonctionnant en régime de comptage de photons.

Le dernier chapitre porte sur le développement d'un nouveau module de régulation en température. Ce projet est issu de constats expérimentaux observés au cours des réalisations expérimentales que j'ai effectuées. De plus, j'ai évalué la magnitude limite accessible avec un interféromètre fonctionnant sur deux voies interférométriques.

Première partie
Présentation générale du contexte
théorique et instrumental

Éléments théoriques

Le but de ce chapitre *théorique* n'est pas d'introduire des notions complexes, mais de rendre perceptibles les éléments physiques nécessaires à la bonne compréhension de mon travail de thèse lié à l'instrumentation pour l'astrophysique. Il existe bien des ouvrages détaillant les notions que je vais aborder. Ainsi, un lecteur spécialiste du domaine de l'interférométrie ou de l'optique non linéaire trouvera les notions qui suivent triviales et je l'invite à passer directement à la partie expérimentale.

1.1 Définition des contextes scientifique et expérimental liés à mon travail de thèse

Dans un premier temps, je vais présenter les contextes scientifique et expérimental dans lesquels s'est déroulé mon travail de thèse. Les notions qui suivent seront présentées plus en détail par la suite. Le sujet de ma thèse est lié au domaine de l'interférométrie astronomique pour l'imagerie à très haute résolution angulaire. Les observables sont contenues dans un signal dit *interférométrique* obtenu en mélangeant les ondes collectées par plusieurs télescopes formant un *réseau de télescopes*.

Tout au long de ma thèse, j'ai employé un interféromètre particulier appelé *interféromètre à conversion de fréquence*. La particularité de cet interféromètre est que les ondes collectées

par chaque télescope sont converties de l'infrarouge vers le visible. En procédant ainsi, le signal interférométrique est obtenu à une longueur d'onde différente de la longueur d'onde de la source optique. Mon objectif principal a été de vérifier que l'interféromètre à conversion de fréquence peut être employé afin de fournir des observables fiables.

Le signal interférométrique obtenu avec un réseau de télescopes permet, après une étape de traitement du signal, d'avoir accès à la distribution angulaire d'intensité de la source optique. Cette distribution angulaire d'intensité n'étant pas obtenue directement, cette technique s'appelle l'imagerie indirecte. Notons qu'en imagerie directe, comme son nom l'indique, l'image de la source optique observée est directement accessible.

En astronomie, plus le diamètre du miroir principal d'un télescope est grand et plus l'astronome a accès à des détails fins de l'objet. En effet, cette finesse est liée à la notion de résolution angulaire (ε) du télescope employé :

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

où λ est la longueur d'onde de la source optique, D le diamètre du miroir primaire du télescope et ε donnée en radian. Cependant, une contrainte technologique, liée à la masse du miroir, fait que les miroirs ont des diamètres inférieurs à 10 m [Wiz00, Wit04, Iye07] pour la génération de télescopes actuellement en place (2011). Un projet scientifique actuellement nommé *European Extremely Large Telescope* proposera aux astronomes un télescope dont le miroir primaire aura un diamètre proche des 40 m [ESO11a].

En imagerie indirecte, la résolution angulaire est proportionnelle à :

$$\varepsilon \propto \frac{\lambda}{B} \quad (1.2)$$

où B est la plus grande distance accessible entre deux télescopes. Ainsi, ε n'est plus limitée par la dimension du miroir primaire du télescope.

Différents réseaux de télescopes sont actuellement en place : NPOI (*Navy Prototype Optical Interferometer*, États-Unis [Nav11]), VLTI (*Very Large Telescope Interferometer*, Chili [Eso11b])

ou encore CHARA (*Center for High Angular Resolution Astronomy*, États-Unis [Cha11a]). Notons que le domaine spectral de fonctionnement ainsi que la résolution angulaire du réseau de télescopes dépendront en partie des spécificités de l'instrument employé. Par exemple, le VLTI peut fonctionner dans l'infrarouge lointain avec l'instrument MIDI [Lei03], ou dans le proche infrarouge avec AMBER [Pet07] .

L'utilisation de techniques d'observation basées sur l'optique non linéaire a déjà été mise en place dans le domaine de l'astronomie [Boy77, Abb76] . Cependant, ces techniques portaient sur l'imagerie directe. De ce fait, l'utilisation de l'optique non linéaire dans le cadre de l'interférométrie astronomique n'a jamais été réalisée par d'autres équipes scientifiques externes à l'équipe Photonique du laboratoire Xlim.

Dans un premier temps, je vais introduire les notions théoriques liées à l'interférométrie. Je vais ensuite apporter plus de précisions sur le contexte expérimental dans lequel a été développé l'interféromètre à conversion de fréquence. Enfin, je présenterai les paramètres à maîtriser concernant la partie *optique non linéaire* de l'interféromètre à conversion de fréquence.

1.2 Analyse du signal interférométrique fourni par un réseau de télescopes

Les éléments théoriques qui suivent portent principalement sur la notion d'interférences optiques et sur les informations qu'elles contiennent. Afin de comprendre l'origine et l'importance des interférences optiques, je vais me baser sur l'expérience des trous d'Young. Ensuite, j'établirai un parallèle entre les trous d'Young et l'interférométrie astronomique. Cette étape permettra de comprendre le lien entre les observables extraites du signal interférométrique et la source optique observée. Enfin, j'introduirai la notion de signal interférométrique dit « temporel » et le problème lié à la mesure du terme de phase soumis à des perturbations (atmosphériques ou mécaniques).

1.2.1 Quelques notions théoriques d'interférométrie

Mon travail de thèse s'appuie largement sur la notion de base qu'est l'interférométrie optique. Je vais décrire cette notion en me basant sur les résultats expérimentaux obtenus par Thomas Young en 1801. La figure 1.1 présente schématiquement l'expérience des trous d'Young. Thomas Young avait effectué cette expérience afin de valider le caractère ondulatoire de la lumière.

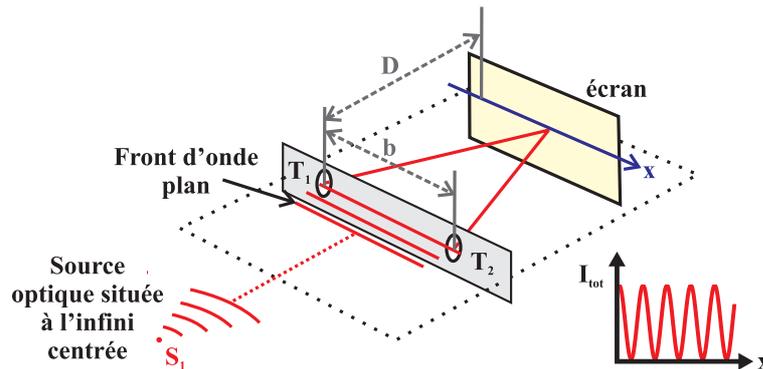


FIGURE 1.1 – Une source ponctuelle et monochromatique S_1 située à l'infini, placée dans un milieu homogène et isotrope éclaire deux trous T_1 et T_2 , espacés d'une longueur b . Le front d'onde incident est diffracté vers un écran situé à d'une distance D des trous. Le signal interférométrique I_{tot} résultant du mélange optique des ondes issues de T_1 et T_2 est observé sur un axe x appartenant à l'écran et parallèle à l'axe formé par les trous.

Tout d'abord, faisons quelques hypothèses et voyons leurs conséquences. Dans la suite de ce manuscrit, j'appellerai *source optique*, une source ou un ensemble de sources émettant une onde électromagnétique. Sur la figure 1.1, la source optique S_1 est une source ponctuelle émettant un rayonnement électromagnétique monochromatique de longueur d'onde λ . Ces premières hypothèses ont des conséquences sur les notions de cohérence temporelle et spatiale que j'expliciterai par la suite.

Le front d'onde du champ électromagnétique issu de S_1 est une surface où la phase de l'onde est la même en chaque point. En supposant que la source optique émet son rayonnement dans un milieu transparent, homogène et isotrope, la distance entre S_1 et chacun des points du front d'onde est la même.

De plus, la source ponctuelle est située à l'infini. Ainsi, les fronts d'onde issus de S_1 , arrivant au niveau des trous notés T_1 et T_2 , peuvent être considérés comme plans.

Les trous laissent passer une partie du même front d'onde plan incident. Faisons l'hypothèse que T_1 et T_2 possèdent une dimension proche de λ et sont espacés d'une distance b très inférieure à la distance entre les trous et la source optique. Dans ces conditions, les fronts d'onde plans incidents sont diffractés par les trous en direction d'un écran. Celui-ci est placé de façon à être parallèle aux fronts d'onde plans incidents sur les trous.

Prenons un axe x parallèle à l'axe formé par T_1T_2 et appartenant à l'écran. Faisons l'hypothèse qu'un trou T_i (avec $i = 1$ ou 2) éclaire uniformément l'écran avec une onde électromagnétique de la forme : $A_i \exp(j\varphi_i)$ où A_i et φ_i sont respectivement le module et la phase du champ électrique. Observons le signal détecté au niveau de l'écran dans ces conditions. Dans le domaine de l'optique, aucun détecteur ne permet actuellement d'avoir accès à la variation temporelle du champ électrique de la source. Ainsi, le signal fourni par un détecteur correspond à la valeur moyenne du module au carré du champ électrique incident intégré sur le temps de réponse du détecteur.

Soit I_{tot} l'éclairement total en W/m^2 au niveau du détecteur. L'expression³ de I_{tot} est la suivante :

$$I_{\text{tot}} = 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi\delta(x)}{\lambda} \right) \right) \quad (1.3)$$

avec $I_0 = A_0^2$ en supposant $A_1 = A_2 = A_0$, $\delta(x)$ la différence de marche optique entre les ondes issues des trous T_1 et T_2 . I_{tot} est appelée signal interférométrique ou encore franges d'interférences.

Dans un cas réel, les sources optiques ne sont ni monochromatiques, ni ponctuelles. Ces caractéristiques ont des conséquences sur l'observation du signal interférométrique et font appel aux notions de cohérence temporelle et spatiale de la source optique.

La cohérence temporelle d'une source optique

Une des hypothèses effectuées pour l'expérience d'Young est l'utilisation d'une source monochromatique. Prenons une source ponctuelle caractérisée par un rayonnement électromagnétique

3. Calculs détaillés en ANNEXE

non monochromatique. Supposons que cette source optique possède une largeur spectrale d'émission à mi-hauteur (en longueur d'onde) égale à $\Delta\lambda$, centrée autour d'une longueur d'onde λ .

En sachant que :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (1.4)$$

avec ν la fréquence centrale de la source optique et c la célérité, alors :

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta\lambda} = \frac{c}{\lambda^2} \quad (1.5)$$

$\Delta\nu$ est la largeur spectrale à mi-hauteur (en fréquence) de la source ponctuelle.

Une source optique possédant une large bande spectrale d'émission peut être considérée comme une somme de n sources possédant des longueurs d'onde différentes. Le signal interférométrique est la somme de n systèmes de franges d'interférences.

Observons la figure 1.2. Le signal interférométrique est égal à la somme de trois systèmes de franges d'interférences associés aux longueurs d'onde 600 nm, 630 nm et 660 nm. Pour une différence de marche optique nulle, les trois systèmes de franges d'interférences sont en phase, ainsi le signal interférométrique (normalisé) est maximum. En revanche, l'amplitude du signal interférométrique diminue lorsque la différence de marche augmente. À une certaine différence de marche appelée longueur de cohérence (L_c), les systèmes de franges se décalent spatialement ayant pour conséquence une disparition de la modulation spatiale et donc du signal interférométrique.

La longueur de cohérence vaut :

$$L_c = \tau_c v \quad (1.6)$$

avec τ_c le temps de cohérence temporelle et v la vitesse de propagation de l'onde, dans la suite, je fais l'hypothèse que $v = c$.

Par définition, le temps de cohérence τ_c est égal à :

$$\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.7)$$

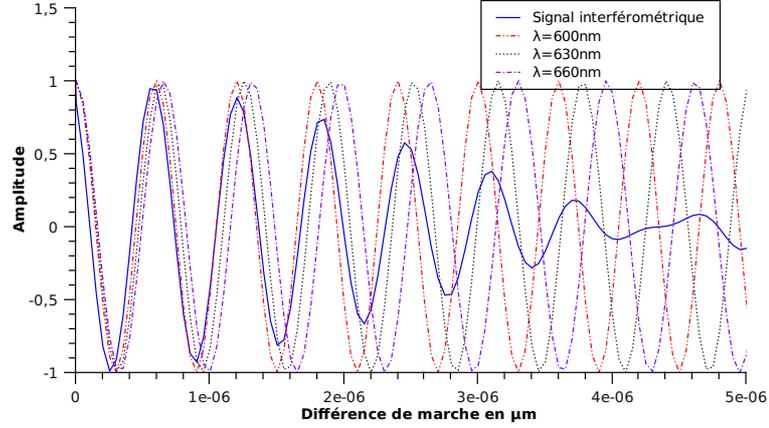


FIGURE 1.2 – Longueur de cohérence en fonction de la différence de marche pour trois systèmes de franges à 600 nm, 630 nm et 660 nm. Le signal interférométrique normalisé est la somme des trois systèmes de franges d'interférences.

En insérant l'équation (1.5) dans (1.7) puis dans (1.6), la longueur de cohérence devient :

$$L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1.8)$$

Le tableau 1.1 indique les longueurs de cohérence de deux sources optiques infrarouges ayant des caractéristiques spectrales différentes. Le premier cas est un laser Grenat d'Yttrium-Aluminium dopé au Néodyme, plus couramment appelé laser Néodyme-YAG. Ce laser possède une longueur de cohérence de 330 m. De ce fait, dans la configuration des trous d'Young, le signal interférométrique est observé si la différence de marche optique entre les deux faisceaux issus des trous est inférieure à 330 m.

L'autre source est une SLED (*superluminescent light-emitting diode*) : Elle possède une largeur spectrale bien plus élevée que le laser Néodyme-YAG, d'où une longueur de cohérence très inférieure ($L_c = 75 \mu\text{m}$).

Ces différentes longueurs de cohérence temporelle font que l'observation d'un signal interférométrique en employant un laser Néodyme-YAG est beaucoup moins contraignante, en terme d'égalité de chemin optique, que l'utilisation de la source SLED.

Notons qu'il est possible « d'augmenter » artificiellement la longueur de cohérence temporelle d'une source en ajoutant un filtre spectral de type passe bande. Ce filtre doit avoir une largeur

TABLE 1.1 – Longueur de cohérence pour différents types de sources optiques

Type de source	λ	$\Delta\nu$	$\Delta\lambda$	L_c
Laser YAG	1064 nm	< 3 MHz	< 10 fm	> 100 m
SLED	1550 nm	4 THz	30 nm	80 μ m

spectrale inférieure à celle de la source optique. En effet, l'équation (1.8) montre qu'il est possible d'augmenter la longueur de cohérence L_c en diminuant la largeur spectrale de la source $\Delta\lambda$. Cependant, l'éclairement issu de la source optique sera limité par les pertes optiques du filtre. Un compromis est à faire entre largeur spectrale et seuil de détection de l'éclairement.

La cohérence spatiale

Dans le cas de l'expérience d'Young, la source est ponctuelle. Ainsi, le front d'onde arrivant sur les trous provenait d'une seule source optique. Pour une source ponctuelle S_1 centrée (voir figure 1.1), le terme de phase de l'équation (1.3) peut être approximé⁴ par :

$$\varphi_{mod} = \frac{2\pi bx}{\lambda D} \quad (1.9)$$

où x correspond à la position d'observation sur l'axe x et D la distance entre l'écran et les trous. φ_{mod} est un terme de phase dû à la modulation spatiale ou temporelle intervenant entre l'écran et les trous. φ_{mod} est indépendant de l'inclinaison de S_1 par rapport aux trous.

Dans la configuration décrite par la figure 1.3, S_1 est inclinée d'un angle α par rapport à l'axe de symétrie des trous. Ainsi, un terme de phase φ_α doit être ajouté à (1.3)⁵ :

$$I_{tot} = 2I_0 \left(1 + \cos(\varphi_{mod} + \varphi_\alpha) \right) \quad (1.10)$$

avec :

$$\varphi_\alpha = \frac{2\pi\alpha b}{\lambda} \quad (1.11)$$

Ce terme de phase est uniquement lié à l'inclinaison (α) de la source ponctuelle par rapport aux

4. Voir ANNEXE

5. Voir ANNEXE

trous, de la distance (b) entre les trous et de la longueur d'onde (λ) de la source optique.

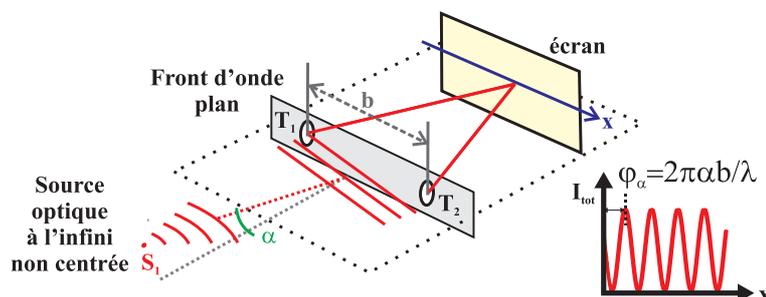


FIGURE 1.3 – La source ponctuelle S_1 est décalée par rapport à la position centrale d'un angle α . Le front d'onde incident est collecté par les trous T_i , espacés d'une longueur b . Le signal interférométrique déphasé de φ_α est observé sur l'axe x appartenant à l'écran.

Notons que les termes de phase φ_α (avant les trous) et φ_{mod} (après les trous) sont totalement indépendants.

Observons maintenant la configuration décrite à la figure 1.4. Cette étude est simplifiée en prenant une distribution angulaire d'intensité unidimensionnelle. La source S possède un diamètre angulaire égal à θ . S peut être séparée en plusieurs éléments ponctuels s_n éclairant les trous. De la même façon que précédemment, une source fournit un signal interférométrique dont la phase dépend de son inclinaison vis-à-vis du réseau de télescopes.

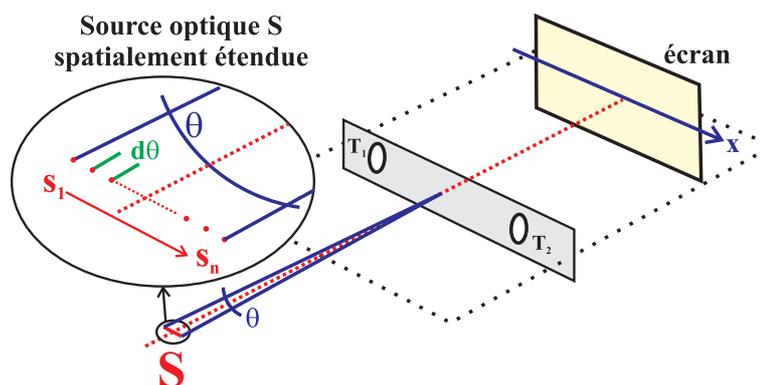


FIGURE 1.4 – Une source optique S spatialement étendue est composée d'un ensemble de sources ponctuelles s_n . θ représente le diamètre angulaire de S et $d\theta$ la séparation angulaire entre les sources ponctuelles. S éclaire les trous T_1 et T_2 . Le signal interférométrique (non représenté) est la somme incohérente des systèmes de franges d'interférences créés par chaque source ponctuelle s_n .

Écrivons l'éclairement détecté au niveau de l'écran correspondant à la contribution entre θ

et $\theta + d\theta$ de l'une des sources ponctuelles possédant un diamètre angulaire élémentaire $d\theta$ ⁶ :

$$dI = 2O(\theta)d\theta(1 + \cos(\varphi_{mod} + \varphi_\theta)) \quad (1.12)$$

θ est lié à la position de l'élément s_n (par analogie avec la source ponctuelle S_1 décalée angulairement d'un angle α).

L'éclairement total, $I_{tot} = \int_S dI$, dû à l'ensemble des sources ponctuelles peut être écrit sous la forme :

$$I_{tot} = 2I_0 \left(1 + \Re \left\{ \exp(-j\varphi_{mod}) \int_S O^n(\theta) \exp\left(-j\frac{2\pi\theta b}{\lambda}\right) d\theta \right\} \right) \quad (1.13)$$

avec $I_0 = \int_S O(\theta)d\theta$. $O^n(\theta) = O(\theta)/I_0$ représente la distribution angulaire d'intensité normalisée. En introduisant la fréquence spatiale $N = b/\lambda$, le terme $\int_S O^n(\theta) \exp(-j2\pi\theta N)d\theta$ représente la transformée de Fourier de la distribution angulaire d'intensité de la source optique.

Posons :

$$V = \int_S O^n(\theta) \exp(-j2\pi\theta N)d\theta \quad (1.14)$$

V décrit le degré de cohérence spatiale, aussi appelé visibilité complexe. La relation entre la visibilité complexe des franges V et $O^n(\theta)$ est donnée par le théorème de Zernike–Van Cittert :

$$V = \text{TF}[O^n(\theta)] \quad (1.15)$$

Le théorème de Zernike–Van Cittert établit le lien entre la transformée de Fourier de la distribution angulaire d'intensité de la source optique et le module de la visibilité complexe.

V est un nombre complexe pouvant s'écrire :

$$V = C \exp(j\varphi) \quad (1.16)$$

6. Voir ANNEXE

De plus, en mettant (1.16) dans (1.13), l'expression de l'éclairement total peut s'écrire sous la forme :

$$I_{tot} = 2I_0 [1 + C \cos(\varphi_{mod} + \varphi)] \quad (1.17)$$

Pour une configuration donnée du réseau de télescopes et en supposant que la source optique ne varie pas, φ est une constante. La visibilité des franges d'interférences décrit l'évolution de l'éclairement I_{tot} en fonction du terme $\varphi_{mod} = 2\pi bx/\lambda D$. Pour l'équation (1.17), l'éclairement minimal détecté est égal à $I_{min} = 2I_0(1 - C)$ et l'éclairement maximal vaut $I_{max} = 2I_0(1 + C)$. De ce fait, C s'identifie à la visibilité des franges d'interférences et

$$C = |V| = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1.18)$$

Si la distance b entre les trous peut être modifiée de manière discrète, alors la transformée de Fourier de la distribution angulaire d'intensité \tilde{O} est échantillonnée en fonction de la fréquence spatiale ($N = b/\lambda$). Si l'échantillonnage est effectué suivant le critère de Shannon, alors $O(\theta)$ peut être retrouvée en effectuant la transformée de Fourier inverse de \tilde{O} .

Les champs électriques provenant des sources ponctuelles formant la source optique n'ont pas de relation de phase entre eux. Ainsi, plus une source optique est spatialement étendue, plus la diversité des signaux interférométriques s'additionnant en flux est élevée. Les signaux interférométriques étant incohérents les uns par rapport aux autres, cela implique une perte de cohérence spatiale.

Dans le paragraphe qui suit, j'effectue une analogie entre l'expérience des trous d'Young et l'interférométrie astronomique en mettant en avant les observables extraites du signal interférométrique.

1.2.2 Interféromètre astronomique à deux voies : les observables

La figure 1.5 représente un réseau de deux télescopes T_1 et T_2 espacés d'une distance b appelée longueur de base. Ces télescopes ont exactement le même rôle que les trous d'Young et servent à collecter l'onde optique fournie par une source ponctuelle, située à l'infini, de longueur d'onde λ et de largeur spectrale $\Delta\lambda$. Ces hypothèses font que seule la cohérence temporelle intervient.

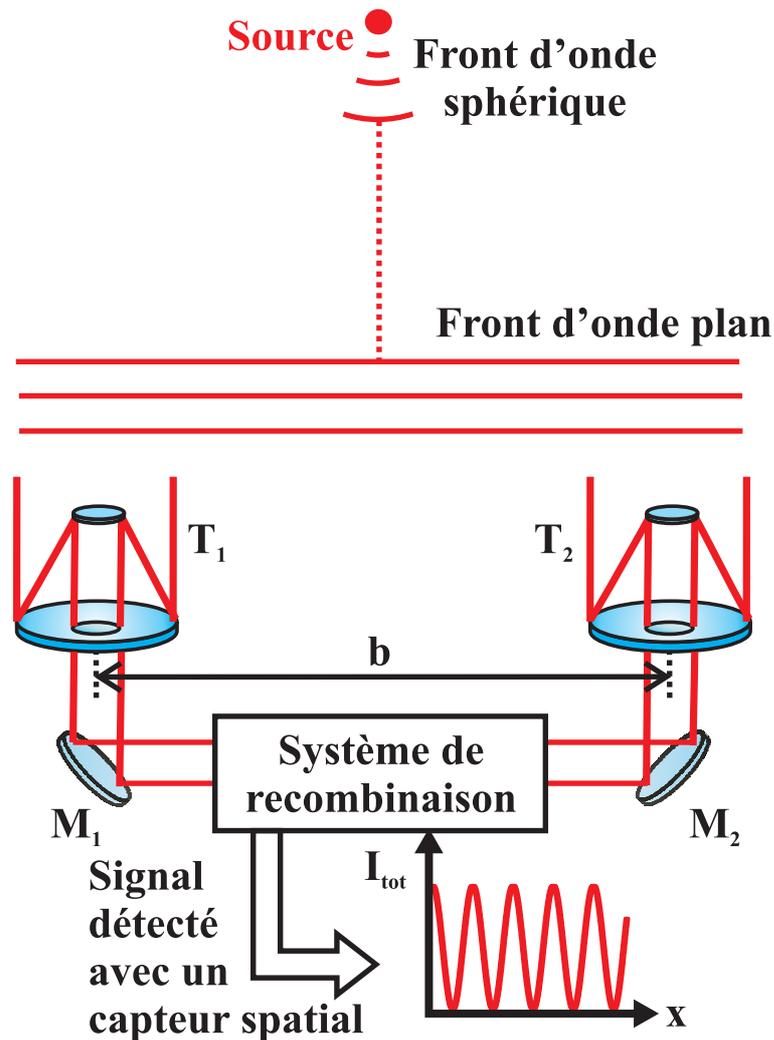


FIGURE 1.5 – Réseau de deux télescopes T_1 et T_2 collectant une partie du front d'onde fournie par une source ponctuelle S située au zénith. Les ondes collectées sont transportées au moyen des miroirs $M_{1,2}$ vers une station de recombinaison optique. Le signal interférométrique I_{tot} est observé dans le domaine spatial, en fonction d'un axe x , pour une longueur de base b fixe.

Une partie du front d'onde plan incident, collecté par les télescopes, est transportée au moyen de composants optiques afin d'être *recombiné*. Cette *recombinaison* optique permet d'observer le

signal interférométrique. Dans la suite, j'appellerai *voie interférométrique*, la partie comprenant le télescope et les composants optiques servant à acheminer l'onde collectée vers le système de recombinaison. Le signal interférométrique est observable tant que la différence de marche optique entre les ondes optiques parcourant les voies de l'interféromètre reste inférieure à la longueur de cohérence temporelle de la source optique ponctuelle.

Dans des conditions d'observation réelles, une source optique ne se trouve pas exactement à égale distance des télescopes. L'inclinaison d'un angle α de la source optique par rapport à la normale au réseau de télescopes, représentée à la figure 1.6, apporte une différence de chemin optique notable entre les voies interférométriques. Cette différence de chemin optique doit être compensée afin d'être dans une configuration dite de différence de marche nulle. Pour cela une ligne à retard optique (voir figure 1.6) est placée sur une des voies interférométriques. Il est alors possible de compenser les différences de trajet entre les voies interférométriques.

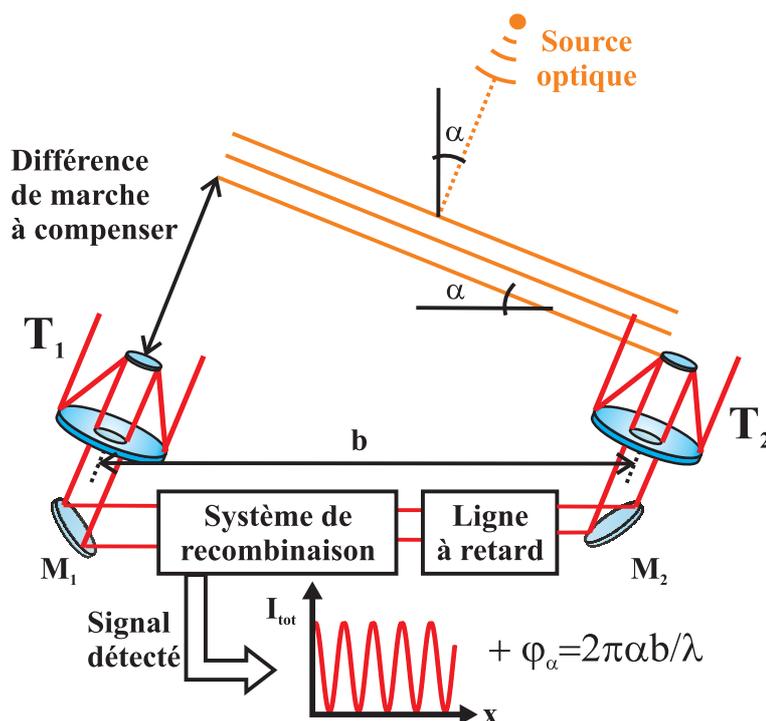


FIGURE 1.6 – Réseau de deux télescopes T_1 et T_2 collectant une portion du front d'onde fourni par une source ponctuelle S inclinée d'un angle α par rapport au zénith. La ligne à retard permet de compenser la différence de marche introduite par l'inclinaison de la source. Les miroirs $M_{1,2}$ servent à transporter les ondes collectées vers la station de recombinaison optique. L'observation du signal interférométrique I_{tot} est effectuée en fonction de x , pour une longueur de base b fixe. φ_α est lié à l'inclinaison de la source optique par rapport au zénith.

Informations contenues dans le signal interférométrique

Soit un réseau de n télescopes observant une source optique centrée par rapport au réseau de télescopes. Cette source est caractérisée par une distribution angulaire d'intensité $O(\theta)$. Les ondes issues de deux de ces télescopes T_i et T_j sont combinées afin d'obtenir un signal interférométrique. De ce signal est extrait un terme de visibilité complexe, noté V_{ij} et défini par :

$$V_{ij} = C_{ij} \exp(j\varphi_{ij}) \quad (1.19)$$

où C_{ij} est le contraste des franges d'interférences et φ_{ij} le terme de phase du signal interférométrique. φ_{ij} est un terme de phase lié à la transformée de Fourier de la distribution angulaire en intensité de la source optique.

C_{ij} et φ_{ij} sont extraits du signal interférométrique pour une configuration $T_i - T_j$ du réseau de télescopes et donc pour une fréquence spatiale $N_{ij} = b_{ij}/\lambda$ où b_{ij} est la distance entre T_i et T_j .

Comme nous l'avons vu précédemment pour les trous d'Young, un couple de télescopes $T_i - T_j$ permet d'avoir accès à un terme de contraste de franges C_{ij} :

$$C_{ij} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.20)$$

où I_{\max} correspond à la valeur maximale du signal interférométrique et I_{\min} la valeur minimale (voir la figure 1.7).

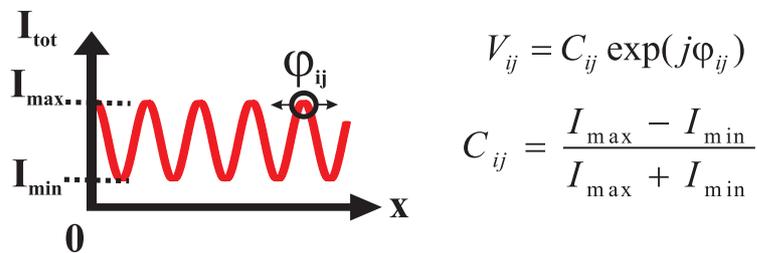


FIGURE 1.7 – La visibilité complexe V_{ij} est extraite d'un signal interférométrique I_{tot} . C_{ij} est le contraste de franges d'interférences, calculé en fonction de l'amplitude maximale I_{\max} et l'amplitude minimale I_{\min} du signal interférométrique I_{tot} . φ_{ij} correspond au terme de phase de V_{ij} .

Le signal interférométrique obtenu avec une source ponctuelle centrée ($\alpha = 0$, d'où $\varphi_\alpha = 0$) peut s'écrire :

$$I_{\text{tot}} = 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi\delta(x)}{\lambda} \right) \right) \quad (1.21)$$

Cette équation est représentée à la figure 1.8. Ainsi, le contraste de franges est égal à 1 et pour $x = 0$ (soit $\varphi_{\text{mod}} = 0$). De ce fait, le terme de visibilité complexe est égal à $V = 1$.

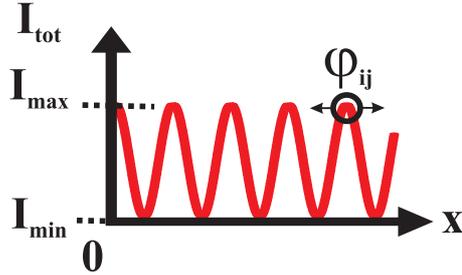


FIGURE 1.8 – Exemple de signal interférométrique obtenu sur une source ponctuelle. Le terme de visibilité complexe est égal à 1. L'offset du détecteur est égal à 0.

Pour un réseau de télescopes, toute source optique non résolue par la plus grande longueur de base sera vue comme une source ponctuelle. Dans cette configuration, les valeurs du contraste de franges et du terme de phase sont théoriquement connues et l'interféromètre peut être calibré afin d'obtenir des termes de contraste de franges fiables.

La figure 1.9 permet d'illustrer les conséquences du théorème de Zernike–Van Cittert pour différentes sources optiques observées par un réseau de deux télescopes T_i et T_j dont la longueur de base peut être arbitrairement fixée.

Pour chaque source optique, les modules et arguments de V_{ij} sont tracés en fonction de longueur de base normalisée. Le premier cas est celui d'une étoile ponctuelle, le deuxième cas présente une étoile binaire dont la distribution angulaire en intensité est équilibrée et les deux derniers cas des étoiles binaires dont la distribution angulaire en intensité n'est pas équilibrée.

Remarquons que deux sources optiques ayant les mêmes modules de visibilité complexe $|V_{ij}|$ n'ont pas forcément le même terme de phase spectrale φ_{ij} , comme on peut le voir dans les deux dernières courbes de la figure 1.9. Ces simulations montrent que l'acquisition de la phase spectrale d'un objet est essentielle afin d'avoir accès à une information complète sur la distribution

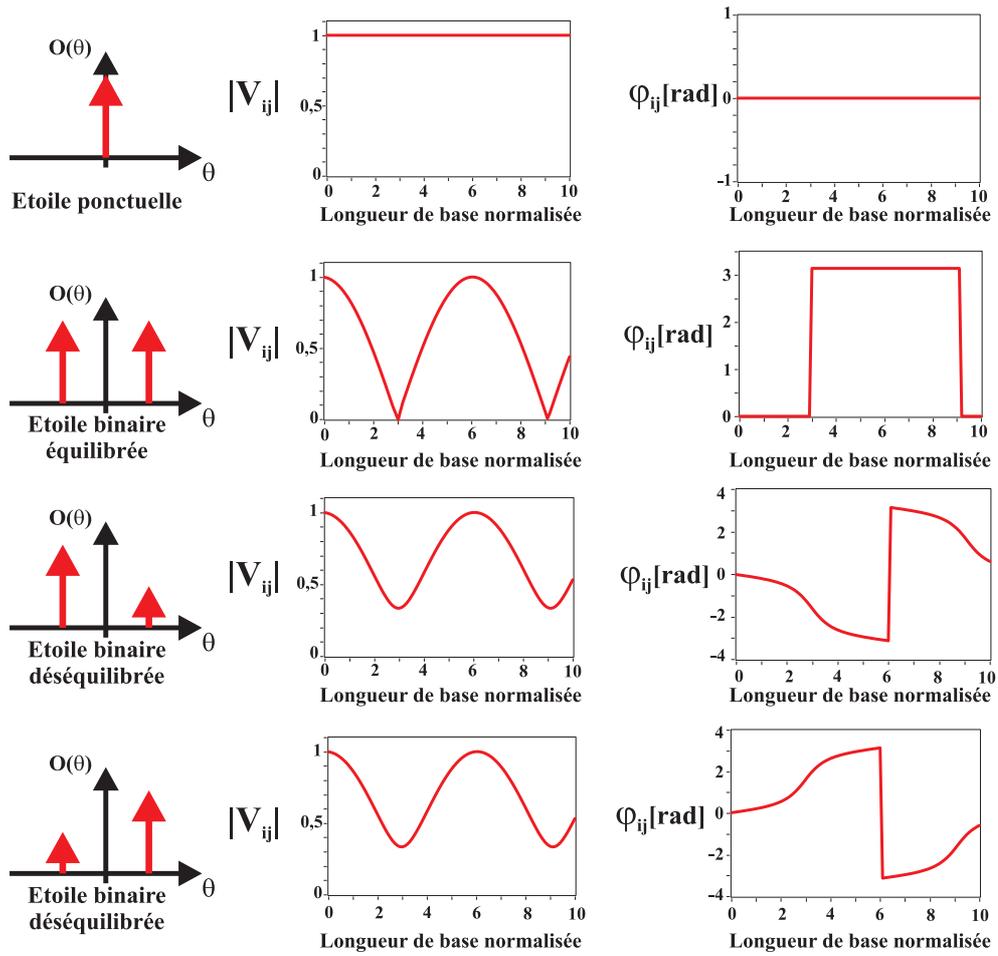


FIGURE 1.9 – Données simulées représentant la distribution angulaire en intensité $O(\theta)$ de différentes sources optiques. Pour chaque distribution angulaire en intensité $O(\theta)$, les modules $|V_{ij}|$ et les termes de phases spectrales ϕ_{ij} sont tracés en fonction de la longueur de base normalisée d'un réseau de deux télescopes.

angulaire en intensité d'une source optique.

L'analyse de $|V_{ij}|$ permet de retrouver la séparation angulaire θ_0 de deux sources ponctuelles. Illustrons cette propriété avec les données fournies pour deux sources ponctuelles identiques. La distribution angulaire d'intensité $O(\theta)$ peut être exprimée par :

$$O(\theta) = \delta(\theta - \theta_0/2) + \mu\delta(\theta + \theta_0/2) \quad (1.22)$$

où δ est la distribution de Dirac et μ est le rapport d'éclairement entre les sources ponctuelles constituant la binaire ($\mu = 1$ pour une binaire ayant une distribution angulaire en intensité équilibrée).

La transformée de Fourier de (1.22) nous donne le spectre échantillonné $\tilde{O}(N)$ de l'objet $O(\theta)$:

$$\tilde{O}(N) = \exp(-j\pi N\theta_0) + \exp(j\pi N\theta_0) \quad (1.23)$$

L'équation (1.23) devient donc :

$$\tilde{O}(N) = 2 \cos(\pi N\theta_0) \quad (1.24)$$

Le module normalisé de (1.24) est égal à :

$$\left| \frac{\tilde{O}(N)}{\tilde{O}(0)} \right| = |\cos(\pi N\theta_0)| \quad (1.25)$$

Pour la binaire équilibrée représentée à la figure 1.9, la séparation angulaire est déduite lorsque (1.25) est égale à 1 (après le premier zéro), soit :

$$\pi N\theta_0 = \pi \quad (1.26)$$

avec $N = B/\lambda$:

$$\theta_0 = \lambda/B \quad (1.27)$$

Dans la configuration présentée sur la figure 1.22 nous pouvons constater que $B = 6b$ pour la source binaire équilibrée.

Notons que pour une configuration où l'éclairement parcourant les voies interférométriques n'est pas de même valeur, alors le signal interférométrique s'écrit⁷ :

$$I_{\text{tot}} = (I_1 + I_2) \left(1 + 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \cos(\varphi_{\text{mod}} + \varphi_{ij}) \right) \quad (1.28)$$

Le terme $\sqrt{I_1 I_2}/(I_1 + I_2)$ dégrade la valeur du contraste de franges. Expérimentalement, ce terme est corrigé en prenant en compte le niveau des flux mesuré sur chacune des voies de l'interféromètre.

D'autres paramètres spécifiques aux interféromètres réalisés à partir de composants d'optique guidée diminuent le contraste des franges d'interférences. Ces paramètres seront détaillés par la suite.

1.2.3 Acquisition du signal interférométrique : domaine spatial ou temporel

Nous avons vu que le terme de phase des franges d'interférences contient deux parties indépendantes. La première, φ_{ij} est principalement liée à la source optique et la deuxième, φ_{mod} , est liée à la modulation apportée pour observer le signal interférométrique.

La figure 1.10 décrit la configuration jusque maintenant présentée. Le réseau de deux télescopes collecte une partie des fronts d'onde émis par une source optique ponctuelle située à l'infini, la ligne à retard est réglée de façon à ce que la différence de marche optique entre les voies interférométriques soit nulle. Le signal interférométrique est détecté au moyen d'un capteur spatial, par exemple un écran ou une barrette CCD (*Charge-Coupled Device*). Le terme φ_{mod} correspond ainsi à une variation du signal interférométrique en fonction de la position x sur le capteur spatial.

L'autre configuration présentée à la figure 1.11 permet d'observer le signal interférométrique dans le domaine temporel. Pour cela, le chemin optique de l'une des voies interférométriques

7. Voir ANNEXE

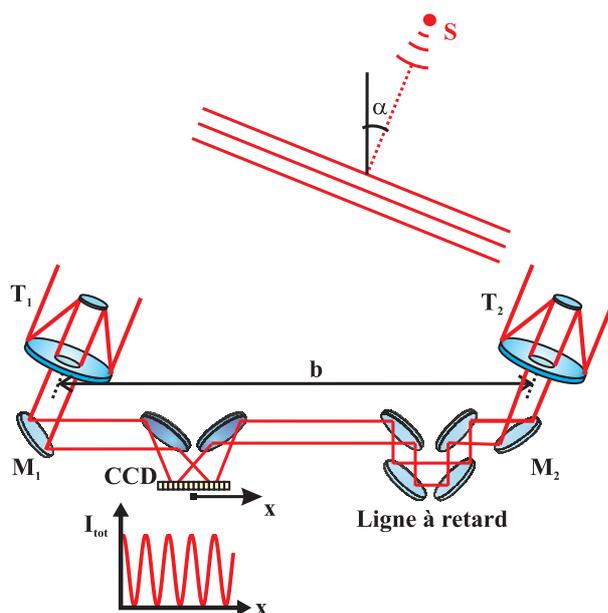


FIGURE 1.10 – Réseau de deux télescopes observant le signal interférométrique I_{tot} dans le domaine spatial. I_{tot} est observé sur un écran ou une barrette CCD.

est modulé temporellement. Dans le cas présenté, la modulation du chemin optique est obtenue en déplaçant une partie de la ligne à retard au cours du temps. Ce déplacement, noté $\delta(t)$, va créer un déphasage entre les ondes parcourant les voies de l'interféromètre. Ainsi, un détecteur de type monopixel placé au niveau de la recombinaison colinéaire des ondes issues des voies interférométriques détectera un éclairement dépendant de $\delta(t)$. Ce signal a exactement les mêmes caractéristiques que le signal interférométrique observé dans le domaine spatial.

La fréquence à laquelle le signal interférométrique temporel évolue est liée à la modulation du chemin optique de la ligne à retard. Notons que la modulation de chemin optique doit se faire sur une distance restant inférieure à la longueur de cohérence temporelle de la source optique afin de toujours avoir accès au signal interférométrique.

Au cours de mon travail de thèse, le signal interférométrique a toujours été obtenu dans le domaine temporel. De ce fait, dans la suite de mon mémoire de thèse, lorsque j'emploierai la notion de signal interférométrique, l'aspect temporel sera sous-entendu.

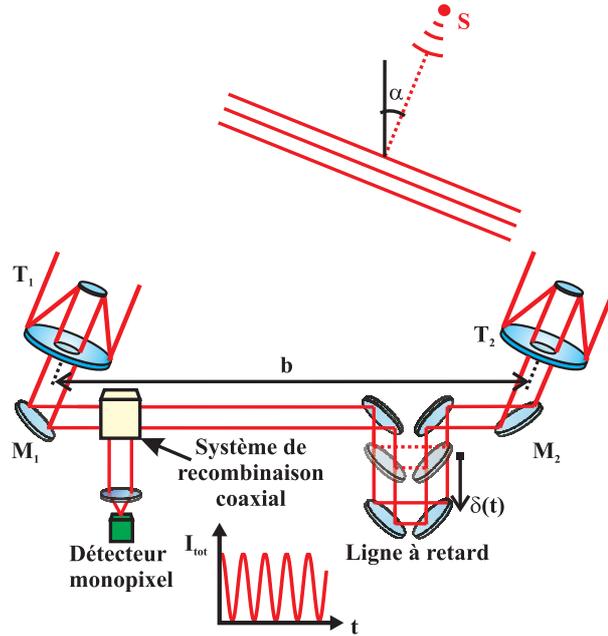


FIGURE 1.11 – Réseau de deux télescopes observant le signal interférométrique I_{tot} dans le domaine temporel. La modulation temporelle $\delta(t)$ appliquée à la ligne à retard permet de détecter I_{tot} en employant un détecteur monopixel.

1.2.4 La technique de clôture de phase

Nous avons précédemment vu que les franges d'interférences obtenues avec un couple de télescopes T_i-T_j peuvent être caractérisées par leur visibilité complexe, $V_{ij} = C_{ij} \exp(j\varphi_{ij})$. Le terme de phase φ_{ij} contient d'importantes informations sur la distribution angulaire d'intensité d'une source optique observée (voir les parties précédentes).

Un interféromètre optique à deux voies placé sur Terre et observant une source optique à travers l'atmosphère ne pourra effectuer une mesure directe de φ_{ij} . En effet, la turbulence atmosphérique va créer des défauts de phase $\varphi_i - \varphi_j$ aléatoires (voir la figure 1.12), qui s'ajoutent à φ_{ij} . L'expression de la visibilité complexe devient alors :

$$V_{ij} = C_{ij} \exp(j(\varphi_{ij} + \varphi_i - \varphi_j)) \quad (1.29)$$

Ainsi, l'information sur la phase associée à un couple de télescopes est bruitée par les termes de phase aléatoires dus à la turbulence atmosphérique. Notons que ces défauts de phase peuvent être dus aussi à l'instrument lui-même. En effet, toutes perturbations mécaniques (vibrations

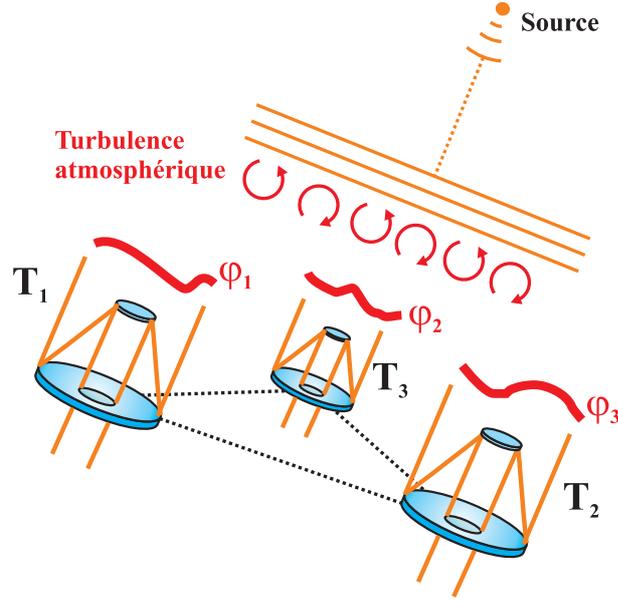


FIGURE 1.12 – Réseau de trois télescopes observant une source optique à travers l’atmosphère. La turbulence atmosphérique induit un défaut de phase φ_i associé à chaque télescope T_i .

mécaniques, bruits acoustiques, fluctuations thermiques. . .) présentes à l’intérieur de l’instrument génèrent des termes de phase aléatoires. Jennison [Jen58] proposa, en 1958, une technique de clôture de phase permettant d’obtenir un terme de phase uniquement lié à la source optique. Cette technique est utilisable avec un réseau constitué d’au moins trois télescopes.

Voici, brièvement, les différentes étapes menant à l’expression de la clôture de phase. Pour cela, écrivons les trois différents termes de visibilité complexes accessibles avec un réseau de trois télescopes T_1 , T_2 et T_3 :

$$\begin{aligned}
 V_{12} &= C_{12} \exp(j(\varphi_{12} + \varphi_1 - \varphi_2)) \\
 V_{23} &= C_{23} \exp(j(\varphi_{23} + \varphi_2 - \varphi_3)) \\
 V_{31} &= C_{31} \exp(j(\varphi_{31} + \varphi_3 - \varphi_1))
 \end{aligned}
 \tag{1.30}$$

Écrivons maintenant l’argument du triple produit des visibilités $V_{12}V_{23}V_{31}$:

$$\arg[V_{12}V_{23}V_{31}] = \varphi_{12} + \varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_{23} + \varphi_2 - \varphi_3 + \varphi_{31} + \varphi_3 - \varphi_1
 \tag{1.31}$$

La simplification de (1.31) permet d'obtenir le terme de clôture de phase, notée ϕ , soit :

$$\phi = \varphi_{12} + \varphi_{23} + \varphi_{31} \quad (1.32)$$

Ce terme de clôture de phase dépend uniquement de termes de phase liés à la visibilité complexe des différents systèmes de franges d'interférences. De plus, l'expression de ϕ est indépendante des niveaux de flux parcourant les voies interférométriques. De ce fait, la technique de clôture de phase peut être appliquée à un interféromètre constitué d'au moins trois voies interférométriques dont les niveaux de flux ne sont pas forcément identiques.

Notons que l'acquisition des termes de contraste des franges d'interférences et des termes de clôture de phase combinée à l'utilisation d'algorithmes de reconstruction d'image permet d'avoir accès à une représentation de la distribution angulaire en intensité de la source optique observée grâce à un processus itératif [Del99].

Configuration du réseau de télescopes

Observons comment une binaire est vue par un réseau de deux télescopes. Prenons le cas représenté sur la figure 1.13. Ce réseau de télescopes observe une source binaire constituée des sources S_1 et S_2 possédant une séparation angulaire θ . Soit un plan P contenant les axes optiques des télescopes, la longueur de base b et la source S_1 . Dans la configuration présentée sur la figure 1.13, l'axe passant par S_1 et S_2 est parallèle à l'axe passant par la longueur de base, mais n'appartient pas à P . Ainsi, la séparation angulaire θ' vue par le réseau de télescopes est liée à la projection, de S_2 , notée S_2' , dans le plan P . En supposant $[OS_1] \gg [S_1S_2']$ la séparation angulaire θ' peut être exprimée par :

$$\theta' = \frac{[S_1S_2']}{[OS_1]} \quad (1.33)$$

Au cours de mon travail de thèse, j'ai employé un réseau de trois télescopes dans une configuration linéaire. De la même façon que pour un réseau de deux télescopes, un réseau linéaire à trois télescopes a accès à la projection de la séparation angulaire de la source optique observée

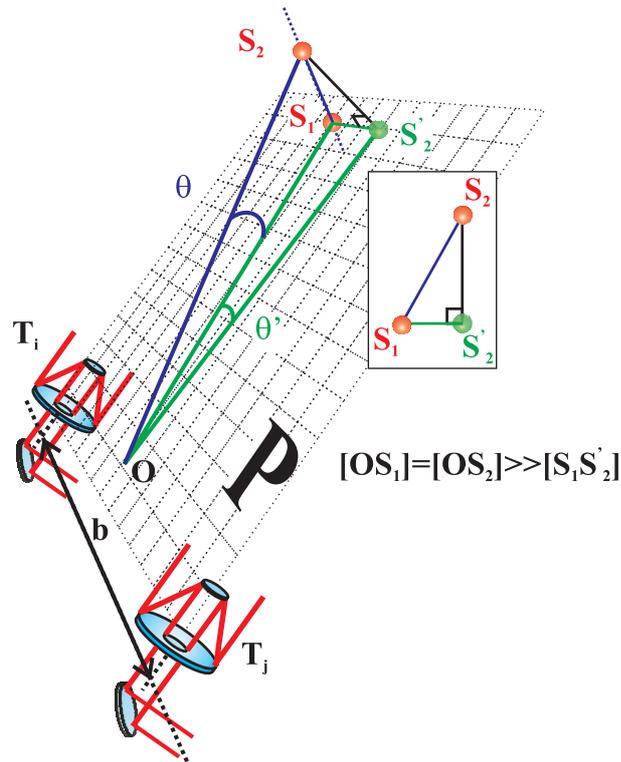


FIGURE 1.13 – Réseau de deux télescopes $T_i T_j$, observant une source binaire (S_1 et S_2). La séparation angulaire vue par le réseau de télescopes θ' est la projection sur le plan P de la séparation angulaire réelle θ .

sur le plan contenant les axes optiques des télescopes. Néanmoins, les résultats expérimentaux obtenus avec le réseau de télescopes linéaires seront applicables à une configuration classique d'un réseau de télescopes.

1.3 Une nouvelle technique d'interférométrie astronomique : l'interféromètre à conversion de fréquence

1.3.1 Rappel des différentes techniques d'imagerie à haute résolution par synthèse d'ouverture

Les interféromètres astronomiques sont employés afin d'obtenir des informations sur la distribution angulaire en intensité d'une source optique. Ces informations sont contenues dans le signal obtenu après recombinaison et traitement des ondes optiques collectées par le réseau de téles-

copies. Les interféromètres astronomiques peuvent être classés en différentes catégories. Celles-ci dépendent de la configuration instrumentale.

La figure 1.14a présente une technique permettant d’obtenir le signal interférométrique en mélangeant directement les flux optiques collectés par les télescopes T_1 et T_2 . Suivant la configuration de l’interféromètre, cette technique portera le nom de Fizeau ou Michelson. Après l’étape de mélange optique, le signal interférométrique est détecté et analysé afin d’obtenir les informations sur la source optique observée. Cette technique a été employée entre 1920 et 1925 par MM Michelson et Pease au Mont Wilson afin d’obtenir pour la première fois la mesure directe du diamètre de Bételgeuse [Law76]. Cette technique est également utilisée dans les interféromètres suivants : NPOI (*Navy Prototype Optical Interferometer*, États-Unis [Nav11]), VLTI (*Very Large Telescope Interferometer*, Chili [Eso11b]) et CHARA (*Center for High Angular Resolution Astronomy*, États-Unis [Cha11a]).

L’interféromètre décrit sur la figure 1.14b est basé sur le principe de Hanbury Brown et Twiss. Ce type d’interféromètre est aussi appelé interféromètre d’intensité. Dans un premier temps, le flux collecté par un télescope est détecté. Ensuite, vient une étape de corrélation électrique où les signaux détectés provenant des télescopes sont comparés. Avec un interféromètre d’intensité, le « mélange interférométrique » est obtenu à partir du mélange de signaux électriques. Ce type d’interféromètre est principalement utilisé afin de déterminer le diamètre d’un objet astronomique. Cette technique d’interférométrie a été employée avec l’interféromètre NSII (*Narrabri Stellar Intensity Interferometer*, Australie [Han56]).

La dernière technique d’interférométrie présentée sur la figure 1.14c est appelée interféromètre de Townes ou encore interféromètre à détection hétérodyne. Cette technique est basée sur le mélange d’un faisceau laser de longueur d’onde d’émission proche de la longueur d’onde de la source optique avec le champ issu de cette dernière. Ce mélange est effectué sur chaque voie de l’interféromètre astronomique. La proximité des longueurs d’onde source optique et laser va créer un battement basse fréquence. Le signal interférométrique est obtenu en mélangeant ces signaux basses fréquences. L’interféromètre astronomique ISI (*Infrared Spatial Interferometer*, États-Unis [Isi11]) se base sur cette technique de détection hétérodyne.

C’est dans ce contexte instrumental que notre équipe de recherche mène ses différentes études

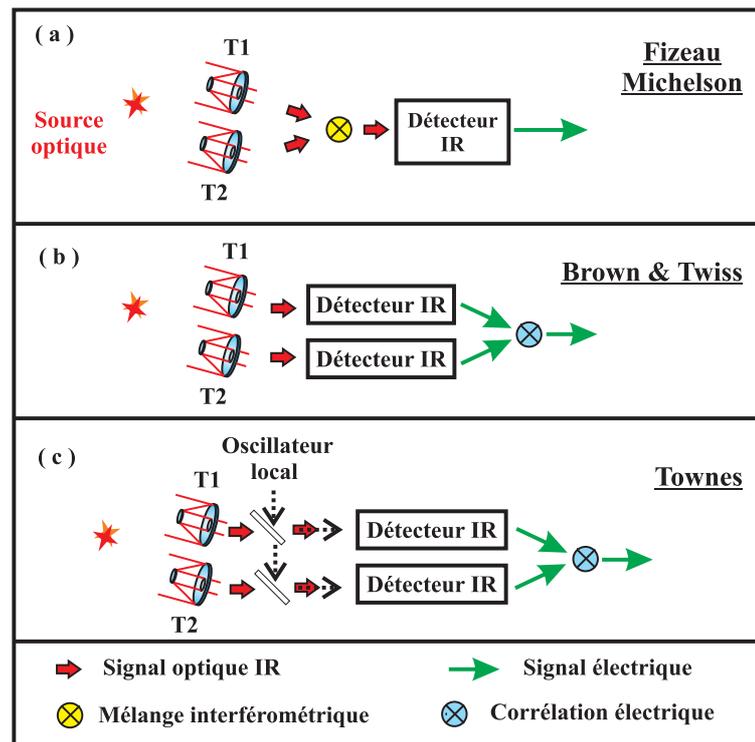


FIGURE 1.14 – Différentes techniques d’interférométrie employées dans les observatoires astronomiques.

théoriques et expérimentales. Nous nous intéressons plus particulièrement au développement de nouvelles fonctions instrumentales employant principalement des composants d’optique guidée tels que les fibres optiques.

1.3.2 Contexte particulier du laboratoire : utilisation de composants d’optique guidée

Les études menées par notre équipe de recherche sont principalement axées sur l’utilisation de la fibre optique. Cette dernière présente les avantages suivants :

- une fibre optique dont le mode de propagation de l’onde est spatialement unimodale permet un recouvrement spatial optimal des champs optiques, d’où une optimisation de la visibilité des franges d’interférences [Hus05]. Notons qu’une fibre optique spatialement unimodale filtre spatialement l’onde après au moins une dizaine de centimètres de propagation,
- la fibre optique permet de réaliser un interféromètre astronomique avec une plus grande souplesse d’utilisation qu’en utilisant des composants volumiques. En effet, l’onde injectée

dans une fibre optique peut être transportée sur de grandes distances et sans risque de déformation du front d'onde,

- les fibres optiques sont des éléments apportant peu de pertes optiques (support de communication ayant le moins de perte),
- les interfaces de connexion entre les différents composants fibrés, comme les systèmes de recombinaison fibrés ou planaires, apportent peu de pertes optiques et ne nécessitent pas de réglage optique.

Je vais maintenant décrire les points à maîtriser lors de la réalisation d'un interféromètre astronomique employant des composants d'optique guidée. Ce type d'interféromètre sera plus simplement appelé *interféromètre fibré* dans la suite du manuscrit.

Cahier des charges d'un interféromètre fibré

Le signal interférométrique permet d'obtenir des informations sur le degré de ressemblance des champs électriques parcourant les voies interférométriques. S'il n'y a pas de défauts entre les voies interférométriques, ou si ces défauts sont identiques, alors le degré de ressemblance des champs électriques n'est pas dégradé. Ainsi, la réalisation d'un interféromètre fibré doit être effectuée en prenant en compte tous les défauts différentiels entre les voies interférométriques. De cette façon, le degré de ressemblance peut à nouveau être maximisé et les informations contenues dans le signal interférométrique sont à nouveau extraites de façon fiable.

Voici les éléments à prendre en compte lors de la réalisation d'un interféromètre fibré :

– Le mode spatial de propagation

Afin d'avoir un recouvrement spatial optimal des champs électriques, les composants d'optique guidée doivent être spatialement unimodaux aux longueurs d'onde d'utilisation. Notons que les fluctuations spatiales dues aux perturbations en amont de l'injection (perturbations atmosphériques, mécaniques...) entraînent principalement des fluctuations du niveau de flux mesurées sur les voies interférométriques. Celles-ci doivent être prises en compte afin d'obtenir des observables corrigées.

– La dispersion chromatique

Les composants optiques sont des milieux de propagation dispersifs. Ainsi, la dispersion chromatique doit être prise en compte. Celle-ci implique que la vitesse de propagation dépend de la longueur d'onde de la source optique. Plus la bande spectrale d'une source optique est large et plus les effets dus à la dispersion chromatique sont importants. Si la dispersion chromatique est identique entre les voies interférométriques, alors les champs optiques se ressemblent toujours après propagation et il n'y a aucune de perte de cohérence. Différentes raisons font que les conditions de propagation ne sont pas les mêmes. Citons pour exemples les caractéristiques intrinsèques des guides d'onde optique, les différences de température que subit la fibre optique, ou encore les contraintes mécaniques extérieures. Ainsi, la réalisation d'un interféromètre fibré doit prendre en compte les effets différentiels de dispersion chromatique des guides d'onde optique. Ces effets doivent être au maximum limités [Ver05].

– **La biréfringence des fibres optiques**

Une fibre optique est intrinsèquement biréfringente. Ainsi, la polarisation de l'onde incidente va se propager suivant les deux axes neutres de la fibre, créant ainsi deux modes de propagation différents. Cependant, si cette fibre est soumise à des contraintes mécaniques aléatoires, alors la biréfringence de la fibre est modifiée, conduisant à un couplage aléatoire entre les modes de propagation. Dans ces conditions, les contrastes de franges seront instables car il y a perte de cohérence de polarisation. De plus, la vitesse de propagation aléatoire des modes de polarisation différents diminue le degré de ressemblance entre les ondes parcourant les voies interférométriques.

Ces problèmes de stabilité de contraste de franges et de vitesse de propagation peuvent être limités en employant des fibres optiques hautement biréfringentes [Del00b]. Ces fibres optiques diminuent de plusieurs ordres de grandeurs le couplage des modes de polarisation entre axes lent et rapide. De façon plus concrète, l'ensemble des sources optiques que nous utilisons sont de polarisation rectiligne et nous travaillons suivant les axes lents des fibres optiques hautement biréfringentes.

– **Niveaux de flux équilibrés entre les voies de l'interféromètre**

Si le niveau de flux n'est pas le même sur les voies de l'interféromètre, alors le contraste

des franges est dégradé. Ce déséquilibre de niveau de flux est pris en compte en relevant les niveaux de flux optiques parcourant les voies interférométriques. Il est alors possible de corriger ce défaut.

– **La stabilité thermique et acoustique de l'ensemble de l'interféromètre**

Un interféromètre doit être conçu afin d'éviter toute variation thermique et vibration acoustique de l'ensemble des composants optiques. Ces perturbations entraînent des modifications aléatoires de chemin optique et donc de la phase de l'onde se propageant. Ceci conduit à une instabilité du système de franges d'interférences, voire une perte totale d'informations si les fluctuations sont trop rapides par rapport au temps de réponse du détecteur employé.

Toutes ces caractéristiques doivent être prises en compte lors de la réalisation d'un interféromètre fibré afin d'obtenir un signal interférométrique stable (dans le temps) et dont la visibilité complexe expérimentale soit la plus proche possible de la visibilité complexe théorique.

Utilisation de la propagation guidée en instrumentation pour l'astrophysique

La recherche liée à l'utilisation de la propagation guidée dans le domaine de l'instrumentation pour l'astrophysique est effectuée au sein de plusieurs équipes scientifiques. Citons notamment les laboratoires du LESIA (Laboratoire d'études spatiales et d'instrumentation en astrophysique, Paris-Meudon) [Cou98, Per06], le LAOG (Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble) [LeB06, Tat08] ou encore l'OCA (Observation de la Côte d'Azur, Nice) [Pat07, Pat08]. Au cours de ces dernières années, notre équipe a développé différents composants basés sur l'optique guidée. Nos objectifs ont été de démontrer que les composants d'optique guidée sont une alternative intéressante et offrent des caractéristiques égales voire supérieures aux fonctions instrumentales se basant sur la propagation en espace libre ou volumique. De plus, notre équipe a développé de nouveaux éléments dédiés à la simplification de l'architecture de certains interféromètres astronomiques.

Les modulateurs temporels de chemin optique, réalisés en employant des fibres optiques, font partie de ces nouveaux éléments. Ces modulateurs permettent d'observer le signal interféromé-

trique dans le domaine temporel en modulant la différence de marche optique entre les voies interférométriques [Del00a]. Cette configuration permet notamment d’employer des détecteurs de type monopixel. Ces mêmes modulateurs de chemin optique peuvent être employés afin de stabiliser les différences de chemins optiques entre les voies interférométriques et ainsi stabiliser la position des franges d’interférences [Gai01].

Notons aussi la mise en place de ligne à retard fibrée permettant de compenser des différences de marche optique de plusieurs dizaines de centimètres [Sim96]. Ces mêmes lignes à retard fibrées peuvent aussi être employées afin de compenser les effets différentiels dus à la dispersion chromatique [Hus01, Ver05].

Notre équipe de recherche a aussi mis en place différents bancs de test complets dédiés à l’imagerie à haute résolution angulaire comme les projets OAST2 [Lon02] , MAFL [Oli06] ou encore l’hypertélescope temporel [Oli07]. Ces bancs de test ont permis d’acquérir un savoir-faire et une maîtrise expérimentale unique.

C’est toujours dans le but d’apporter des outils novateurs à la communauté scientifique que nous avons développé l’interféromètre à conversion de fréquence.

1.3.3 Présentation de la technique d’interférométrie par conversion de fréquence

C’est dans le contexte instrumental précédemment décrit que notre équipe de recherche a mis en place une nouvelle technique instrumentale : l’interféromètre à conversion de fréquence. Celui-ci est décrit à la figure 1.15. L’onde issue de la source optique est collectée par un réseau de deux télescopes. L’onde collectée et une source laser intense (appelée source de pompe dans la suite du manuscrit) se propagent à l’intérieur d’un cristal non linéaire. Si certaines conditions sont réunies (décrites dans le chapitre suivant), la longueur d’onde de la source optique est convertie vers une autre longueur d’onde. Le signal interférométrique est alors obtenu en mélangeant les ondes converties parcourant les voies interférométriques. Dans notre cas, nous utilisons le processus de conversion de fréquence afin de transposer le rayonnement issu de la source optique vers les courtes longueurs d’onde (de l’infrarouge au visible).

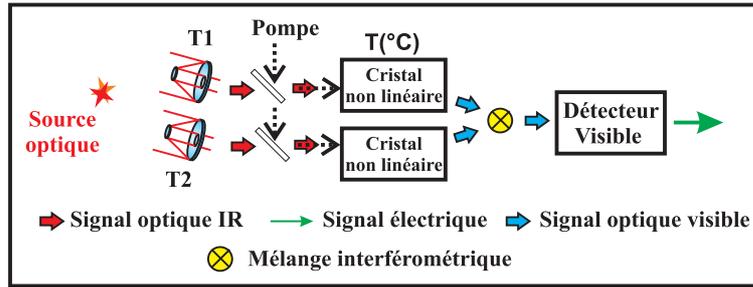


FIGURE 1.15 – Présentation du concept de l’interféromètre à conversion de fréquence.

1.3.4 Intérêts de la conversion de fréquence dans le domaine de l’instrumentation pour l’astrophysique

L’utilisation de notre interféromètre à conversion de fréquence est encore au stade expérimental. Cependant, voici certains des avantages attendus du processus de conversion de fréquence :

- il est possible de convertir des rayonnements de l’infrarouge lointains vers le proche infrarouge, voire le visible. Cette conversion de fréquence permettrait d’utiliser des moyens de propagation et de détection qui sont technologiquement matures (fibres optiques, coupleurs fibrés, multiplexeurs, détecteurs...). Les fibres optiques à maintien de polarisation actuellement disponibles dans le commerce ont des pertes avoisinants le dB à 1550 nm et inférieures à la dizaine de dB à 630 nm. Notons que dans le visible, des détecteurs en comptage de photons disponibles dans le commerce peuvent fonctionner en mode continu ou asynchrone, avec un rendement de détection pouvant dépasser les 80% et avec un nombre de *dark count* inférieur à la dizaine de coups par seconde.

De plus, les fibres optiques permettant de propager les signaux provenant de l’infrarouge lointain sur de longues distances ont des pertes optiques très élevées [Mau11, Shi06]. La conversion de fréquence permettrait d’employer des systèmes de recombinaisons stables et à très faibles pertes optiques,

- la conversion de fréquence permettrait de bénéficier à la fois du filtrage spatial et des propriétés hautement biréfringentes des fibres optiques. Permettant ainsi de faire l’acquisition de franges d’interférences stables et à fort contraste (sur une source ponctuelle),
- un interféromètre fonctionnant dans l’infrarouge lointain doit être refroidi afin de limiter le rayonnement des composants présents dans la chaîne de transmission allant du télescope

au système de détection. Un module de conversion de fréquence du signal optique placé en amont d'une voie interférométrique permettrait de ne plus être perturbé par le bruit thermique des composants en aval. En effet, le rayonnement de la source optique serait converti vers une gamme de longueur d'onde beaucoup moins sensible au bruit thermique. La réalisation globale de l'instrument serait simplifiée, notamment en supprimant les systèmes de refroidissement des composants et du détecteur, diminuant ainsi les sources de vibrations mécaniques,

- la plupart des interféromètres fonctionne soit dans le visible, soit dans le proche infrarouge. Il existe des bandes spectrales peu exploitées qui peuvent être accessibles en employant le principe de l'interféromètre à conversion de fréquence. En astronomie, chaque bande spectrale apporte des informations sur les objets astronomiques observés. Ainsi, le principe de la conversion de fréquence ouvrirait de nouvelles fenêtres optiques sur ces bandes spectrales peu ou pas explorées.

Une configuration instrumentale pourrait être mise en place afin de ne pas rendre obligatoire les changements de composants optiques (lignes à retard, système de recombinaison, fibre optique...) et du système de détection lorsqu'une autre fenêtre spectrale est observée. En effet, seuls les modules de conversion de fréquence seraient modifiés afin d'adapter l'onde convertie à l'instrument employé.

Tous ces avantages pourront être employés si l'interféromètre à conversion de fréquence ne dégrade pas les observables contenues dans le signal interférométrique. Dans un premier temps, nous avons prouvé la compatibilité entre le processus de conversion de fréquence et le domaine de l'interférométrie astronomique.

Ainsi, les premiers résultats obtenus par notre équipe concernent la conservation de la cohérence temporelle en employant l'interféromètre à conversion de fréquence [Del08]. Ensuite, notre équipe de recherche a vérifié que l'interféromètre à conversion de fréquence est compatible avec l'analyse de cohérence spatiale d'une source optique. Cette étude est séparée en deux parties. La première consiste à vérifier la conservation du contraste des franges. Cette expérience a été réalisée par Sophie Brustlein et Luis Del Rio [Bru08]. La deuxième partie est directement liée à mon travail de thèse. J'ai vérifié que l'acquisition du terme de clôture de phase pouvait être ef-

fectuée avec l'interféromètre à conversion de fréquence. J'ai ensuite vérifié que ce dernier pouvait fonctionner dans un régime de flux très faible, dit régime de comptage de photons.

Pour l'ensemble de ces résultats expérimentaux, les sources optiques employées ont des longueurs de cohérence temporelle supérieures à la centaine de mètre afin de diminuer les contraintes expérimentales. Dans cette configuration, la différence de chemin optique entre les voies interférométriques doit être inférieure à la longueur de cohérence de la source. De plus, cette configuration permet de négliger les effets différentiels dus à la dispersion chromatique des composants optiques. Notons, les objets astronomiques possèdent un rayonnement électromagnétique qui suit la loi d'émission d'un corps noir. Pour un objet astronomique, comme le soleil, ayant une température de surface d'environ 6000 K la longueur de cohérence temporelle est inférieure au micromètre.

Avant de passer à la description de ces résultats expérimentaux, je vais décrire le processus d'optique non linéaire servant à convertir la longueur d'onde de la source optique de l'infrarouge vers le visible.

1.4 Paramètres clés du processus de conversion de fréquence

La figure 1.16 représente l'une des voies d'un interféromètre employant un processus de conversion de fréquence. Le télescope collecte l'onde issue de la source optique. La combinatrice dichroïque permet aux ondes issues du télescope et d'une source de pompe de se propager de façon coaxiale. Ces ondes sont ensuite injectées dans un cristal non linéaire afin de réaliser le processus de conversion de fréquence.

Ce processus est basé sur un effet d'optique non linéaire, appelé somme de fréquences conduisant à l'expression :

$$\nu_p + \nu_s = \nu_c \tag{1.34}$$

ν_p , ν_s et ν_c correspondent respectivement aux fréquences des ondes pompe, source optique et convertie. Après l'étape de conversion de fréquence, vient une étape de filtrage (spatial et spectral)

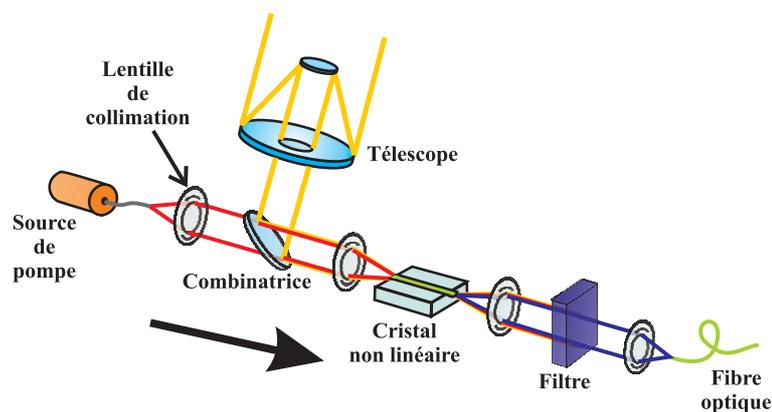


FIGURE 1.16 – Application de la conversion de fréquence sur une voie interférométrique. La conversion de fréquence du flux collecté par un télescope est assurée par le milieu non linéaire et la source laser de pompe. L'onde en sortie du cristal non linéaire est filtrée afin de ne garder que l'onde convertie. Celle-ci est ensuite injectée dans une fibre optique qui alimentera le système de recombinaison (non représenté) pour obtenir le signal interférométrique.

afin de ne garder essentiellement que l'onde convertie et supprimer les résidus de pompe et de source optique. Ensuite, les ondes converties sur les n voies de l'interféromètre à conversion de fréquence, avec $n \geq 2$, sont recombinaison afin d'obtenir le signal interférométrique. Du fait de la conversion de fréquence, ce dernier est obtenu à une longueur d'onde différente de celle de la source optique. Un interféromètre à conversion ne change en rien la résolution angulaire accessible du réseau de télescopes, les avantages cités en 1.3.6 peuvent être employés.

Le processus de conversion de fréquence doit être compatible avec le cahier des charges lié aux interféromètres fibrés défini au chapitre 1.3.3. Ainsi, les ondes converties parcourant les voies de l'interféromètre à conversion de fréquence doivent avoir des niveaux de flux stables au cours des mesures, être spatialement unimodales et de polarisation rectiligne. La configuration expérimentale actuelle emploie des sources optiques de grande longueur de cohérence temporelle afin de diminuer les contraintes d'égalisation de chemin optique entre les voies interférométriques et de négliger les effets différentiels de la dispersion chromatique des composants d'optique guidée.

Pour chacune des voies de l'interféromètre à conversion de fréquence, le milieu non linéaire employé est un cristal de PPLN (*Periodically Poled Lithium Niobate*). Nos PPLNs sont issus d'une collaboration avec l'Université de Paderborn et ont été réalisés afin de fonctionner dans des conditions bien déterminées. De ce fait, je focaliserai cette présentation sur les propriétés liées au Niobate de Lithium.

Afin de comprendre quelles sont les conditions de fonctionnement liées à l'utilisation d'un cristal de PPLN, je vais introduire certaines notions d'optique non linéaire⁸.

1.4.1 Origine de la conversion de fréquence

Une onde électromagnétique parcourant un milieu diélectrique va créer une densité de polarisation \vec{P} . Cette densité de polarisation va émettre à son tour un rayonnement électromagnétique. Lorsque le milieu optique est dit linéaire, la densité de polarisation peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \underline{\chi} \vec{E} \quad (1.35)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide et $\underline{\chi}$ le tenseur de susceptibilité linéaire du milieu de propagation. \vec{E} décrit l'évolution du champ électrique incident. Le tenseur $\underline{\chi}$ caractérise la façon dont le milieu linéaire se polarise. Remarquons que le fait que $\underline{\chi}$ soit un tenseur implique que la densité de polarisation \vec{P} n'est pas forcément colinéaire au champ électrique incident \vec{E} .

Dans un milieu dit non linéaire, l'expression de la densité de polarisation peut être exprimée en développant le champ électrique en une série de Taylor :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \underline{\chi} \vec{E} + \epsilon_0 \underline{\chi}^{(2)} \vec{E}^2 + \epsilon_0 \underline{\chi}^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \quad (1.36)$$

Le tenseur de susceptibilité non linéaire $\underline{\chi}^{(i)}$ décrit l'effet non linéaire d'ordre i , pour $i > 1$. L'effet non linéaire est optimisé lorsque la polarisation des champs électriques est orientée de façon à utiliser la valeur du coefficient le plus élevé du tenseur de susceptibilité non linéaire.

Notons que c'est après la réalisation expérimentale du premier laser rubis en 1960 par T. MAIMAN, que les champs électriques sont devenus suffisamment intenses et cohérents au sein du milieu diélectrique pour permettre l'observation d'effets non linéaires [Fra61].

L'équation (1.36) décrivant la densité de polarisation peut être séparée en une partie linéaire

⁸. J'invite le lecteur à consulter l'ouvrage suivant [Boy08] pour plus de précisions concernant l'optique non linéaire.

et une autre partie non linéaire :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \underline{\chi} \vec{E} + \vec{P}_{NL} \quad (1.37)$$

En règle générale, l'expression \vec{P}_{NL} n'est pas développée au delà de l'ordre 3 [Boy08]. Dans le cadre de cette thèse, la somme de fréquences, obtenue sur les bancs de conversion de fréquence, est réalisée dans des cristaux non linéaires à base de Niobate de Lithium. Ces cristaux possèdent des propriétés de symétrie qui font que les effets non linéaires sont d'ordre 2. Ainsi, l'expression de \vec{P}_{NL} devient :

$$\vec{P}_{NL} = \epsilon_0 \underline{\chi}^{(2)} \vec{E}^2 \quad (1.38)$$

Le terme \vec{E}^2 peut correspondre au produit des champs électriques de la source de pompe et de la source optique. Ce produit permet d'obtenir le terme de somme de fréquences seulement si les conditions de conservation de l'énergie et d'accord de phase sont remplies. La première condition peut être déduite de l'équation (1.34). En effet, l'énergie d'une onde de pulsation ν_i s'écrit $\mathcal{E}_i = h\nu_i$, alors l'équation (1.34) devient :

$$\mathcal{E}_p + \mathcal{E}_s = \mathcal{E}_c \quad (1.39)$$

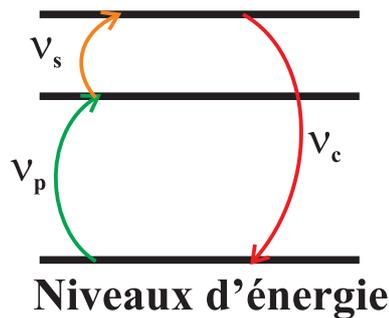


FIGURE 1.17 – Représentation schématisée des niveaux d'énergie au cours du processus de somme de fréquence. Le photon à la fréquence convertie ν_c est créé à partir d'un photon issu de la source de pompe ν_p et d'un photon issu de la source optique ν_s .

La figure 1.17 montre qu'un photon à la fréquence convertie est créé à partir d'un photon à la fréquence de la source optique. Cette propriété limite la création de photons parasites

pouvant dégrader le degré de ressemblance des photons parcourant les voies de l'interféromètre à conversion de fréquence.

La deuxième condition est liée à la vitesse de propagation à l'intérieur du cristal non linéaire. Cette condition s'appelle l'accord de phase et indique que l'échange d'énergie s'effectue de façon constructive vers l'onde convertie tout au long de la propagation. La condition d'accord de phase dépend fortement des propriétés optiques du milieu non linéaire et s'écrit :

$$\frac{2\pi n_p}{\lambda_p} + \frac{2\pi n_s}{\lambda_s} = \frac{2\pi n_c}{\lambda_c} \quad (1.40)$$

avec n_i le milieu d'indice de réfraction, où $i = p, s$ ou c .

1.4.2 Paramètres liés à la somme de fréquences

La somme de fréquences fait intervenir le tenseur de susceptibilité $\underline{\chi}^{(2)}$. C'est une matrice de 27 éléments, qui peut être simplifiée, du fait de la présence de symétries, à une matrice 3×6 éléments [Boy08]. Ainsi, dans le cas de la somme de fréquences, la polarisation non linéaire peut s'exprimer :

$$\begin{pmatrix} P_x(\omega_c) \\ P_y(\omega_c) \\ P_{\mathcal{N}_3}(\omega_c) \end{pmatrix} = 4\epsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_x(\omega_p)E_x(\omega_s) \\ E_y(\omega_p)E_y(\omega_s) \\ E_{\mathcal{N}_3}(\omega_p)E_{\mathcal{N}_3}(\omega_s) \\ E_y(\omega_p)E_{\mathcal{N}_3}(\omega_s) + E_{\mathcal{N}_3}(\omega_p)E_y(\omega_s) \\ E_x(\omega_p)E_{\mathcal{N}_3}(\omega_s) + E_{\mathcal{N}_3}(\omega_p)E_x(\omega_s) \\ E_x(\omega_p)E_y(\omega_s) + E_y(\omega_p)E_x(\omega_s) \end{pmatrix}$$

où ω_i correspond à la pulsation angulaire liée à l'onde i , avec $i = p, s, c$. Le coefficient d_{ij} est égal à :

$$d_{ij} = \frac{1}{2}\chi^{(2)} \quad (1.41)$$

Le coefficient le plus élevé du tenseur de susceptibilité non linéaire du Niobate de Lithium est le coefficient d_{33} . Il est mis en jeu si les ondes de pompe et signal sont toutes deux polarisées rectilignement suivant l'axe cristallographique \mathcal{N}_3 .

Premier constat :

Les polarisations rectilignes de la source optique et de la source de pompe doivent être alignées suivant le coefficient le plus élevé du tenseur de non linéarité du Niobate de Lithium afin d'optimiser l'effet non linéaire. Dans la configuration expérimentale, cette polarisation est effectuée suivant le même axe.

Cette propriété est compatible avec l'utilisation de source optique de polarisation rectiligne employée avec les interféromètres fibrés.

Dans cette configuration, la polarisation non linéaire peut s'exprimer sous forme scalaire et devient :

$$P_{\vec{\gamma}}(\omega_c) = 2\epsilon_0 d_{33} E_{\vec{\gamma}}(\omega_p) E_{\vec{\gamma}}(\omega_s) \quad (1.42)$$

Dans notre configuration expérimentale, la polarisation de l'onde convertie est la même que celle de la source optique et de la source de pompe. Voyons maintenant comment évolue le champ électrique de l'onde convertie au cours de la propagation à l'intérieur du cristal non linéaire.

1.4.3 Propagation à l'intérieur du cristal non linéaire

L'expression (1.42) est une contribution locale et ne prend pas en compte la propagation suivant l'axe z . Décrivons l'évolution de module du champ électrique E_i , notée A_i , au cours de la propagation dans le milieu non linéaire suivant l'axe z .

Soit $E_i = A_i \exp(jk_i z)$, avec k_i le vecteur d'onde et $i = p, s$ ou c . Un système d'ondes couplées décrivant l'évolution de l'amplitude des champs électriques peut être exprimé en faisant les hypothèses suivantes. L'enveloppe des ondes est lentement variable au cours de la propagation dans le cristal non linéaire. Le module de la source de pompe est constant entre l'entrée et la

sortie du cristal non linéaire. Ainsi, le système d'équations d'ondes couplées peut s'écrire :

$$\frac{dA_p}{dz} = j \frac{2d_{33}\omega_p^2}{k_p c^2} A_c A_s^* \exp(-j\Delta kz) = 0 \quad (1.43)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = j \frac{2d_{33}\omega_s^2}{k_s c^2} A_c A_p^* \exp(-j\Delta kz) \quad (1.44)$$

$$\frac{dA_c}{dz} = j \frac{2d_{33}\omega_c^2}{k_c c^2} A_p A_s \exp(j\Delta kz) \quad (1.45)$$

avec $\Delta k = k_p + k_s - k_c$, où $k_i = 2\pi n_i/\lambda$ représente le vecteur d'onde de l'onde i se propageant dans un milieu d'indice de réfraction n_i , avec $i = p, s$ ou c . Voyons comment évolue l'onde convertie en fonction des conditions de propagation à l'intérieur d'un milieu non linéaire à base de Niobate de Lithium.

Le Niobate de Lithium est un milieu dispersif anisotrope biréfringent. Au cours de la propagation dans un milieu dispersif, l'indice de réfraction et donc la vitesse de propagation, dépend de la longueur d'onde du signal s'y propageant.

Le caractère anisotrope du Niobate de Lithium indique que l'indice de réfraction dépend de la direction de propagation de l'onde optique à l'intérieur du milieu non linéaire.

La biréfringence fait que l'indice de réfraction dépend de l'orientation de la polarisation des ondes vis-à-vis des axes du cristal de Niobate de Lithium. Notons que l'indice de réfraction du Niobate de Lithium dépend aussi de la température du cristal. Ce point aura une grande importance lors de la mise en œuvre expérimentale.

Toutes ces caractéristiques du Niobate de Lithium font que si les conditions de propagation des ondes pompe et source ne sont pas maîtrisées, alors le changement de longueur d'onde de la source optique ne sera pas maîtrisé. Afin que l'onde convertie croisse de façon constructive tout au long de la propagation, les ondes source, pompe et convertie doivent se propager avec une relation de phase constante.

La figure 1.18 représente différents types de propagation des ondes ν_s et ν_p dans un cristal non linéaire de Niobate de Lithium. Faisons l'hypothèse que le recouvrement spatial des ondes ν_s et ν_p est optimal tout au long de la propagation. Dans la configuration de la figure 1.18 a, les ondes ont la même polarisation rectiligne en entrée du cristal non linéaire. La dispersion

chromatique crée un déphasage entre les ondes au cours de la propagation.

L'évolution de l'amplitude de l'onde convertie A_c peut être représentée en employant des vecteurs de Fresnel liés aux différentes contributions du cristal non linéaire. Dans le cas présenté à la figure 1.18 a, les vecteurs s'additionnent de façon constructive sur une longueur appelée *longueur de cohérence*, notée L_{coh} et ensuite, progressivement, de façon destructive. Ainsi, A_c ne peut croître efficacement au cours d'une telle propagation.

Sur la figure 1.18 b, les ondes ν_s , ν_p et ν_c se propagent avec une relation de phase constante. Cette condition est l'accord de phase et est caractérisée par $\Delta k = 0$. Les contributions du cristal non linéaire s'additionnent de manière constructives et A_c croît tout au long de la propagation à l'intérieur du Niobate de Lithium. L'utilisation des propriétés de biréfringence et de la variation de l'indice de réfraction en fonction de la température du Niobate de Lithium permet d'obtenir la condition d'accord de phase. Cependant, cette technique ne permet pas à la polarisation rectiligne des ondes source et pompe d'être alignées suivant le coefficient le plus élevé du tenseur de non linéarité du Niobate de Lithium. Il en résulte une perte d'efficacité de l'effet non linéaire.

Observons maintenant la technique présentée à la figure 1.18 c. Les ondes ν_s et ν_p se propagent dans un cristal de Niobate de Lithium dont le signe du coefficient non linéaire est inversé avec une période égale à L_{coh} . Cette inversion périodique permet aux ondes ν_s et ν_p de ne jamais être déphasées de plus de π . Dans ces conditions, les vecteurs liés aux contributions non linéaires s'additionnent de façon quasi-constructive tout au long de la propagation. Cette condition s'appelle le quasi-accord de phase. Dans cette configuration, le coefficient du tenseur de susceptibilité non linéaire du Niobate de Lithium correspond à un coefficient effectif d_{eff} égal à :

$$d_{\text{eff}} = \frac{2}{\pi} d_{33} \quad (1.46)$$

Malgré le fait que le coefficient du tenseur de susceptibilité soit égal à d_{eff} , le processus non linéaire de somme de fréquences, réalisé avec la technique de quasi-accord de phase, est plus efficace que la technique d'accord de phase correspondant au deuxième cas [Pas11].

La technique de quasi-accord de phase est employée dans les cristaux de PPLN. En effet, l'acronyme PP, correspond à *Periodically Poled* et signifie que la polarisation du LN est péri-

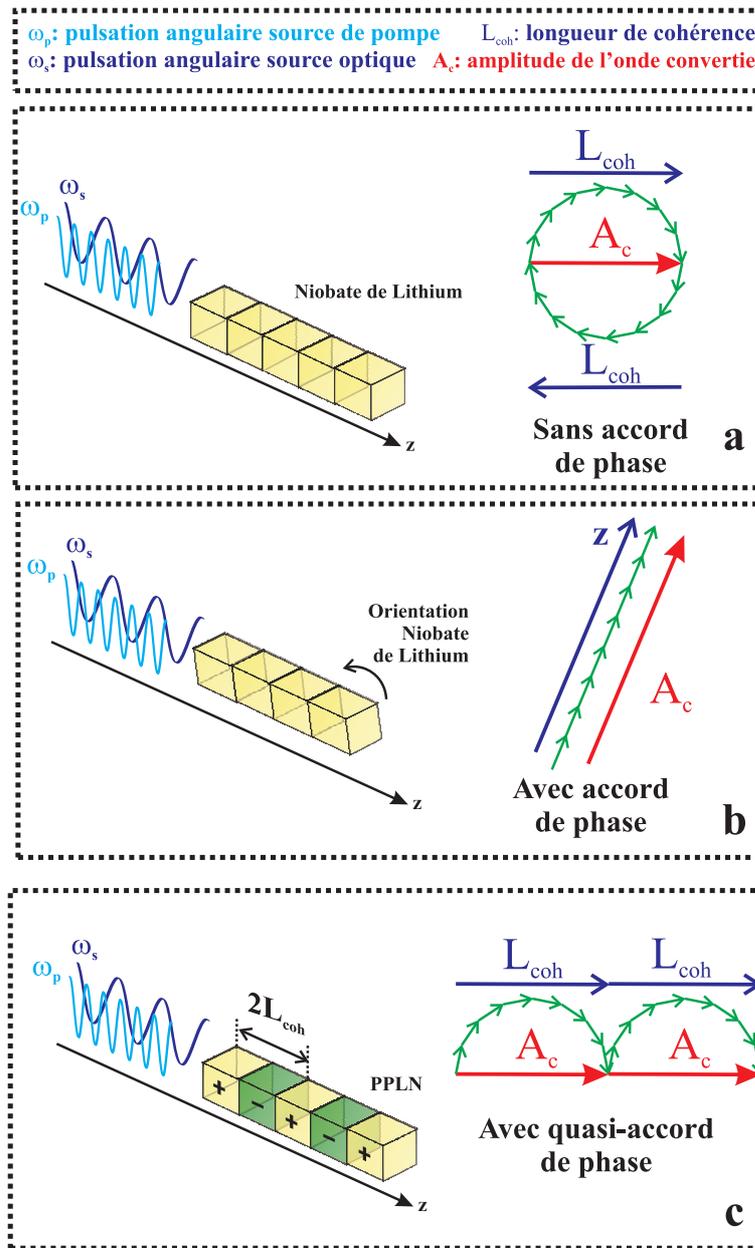


FIGURE 1.18 – Les vecteurs s’additionnent de manière constructive sur une longueur égale à L_{coh} . Différentes configurations sont possibles : a) sans accord de phase, l’amplitude de l’onde convertie A_c ne peut croître au cours de la propagation. b) avec la technique d’accord de phase, les contributions du cristal non linéaire s’additionnent tout au long de l’interaction entre les ondes incidentes. c) la technique de quasi-accord de phase permet à l’onde convertie de croître au cours de la propagation. Pour cela, les propriétés du milieu non linéaire sont périodiquement inversées à chaque fois que les contributions du cristal non linéaires arrivent en opposition de phase.

diquement retournée afin de modifier le signe des coefficients du tenseur de susceptibilité non linéaire. Cette technique conduit à l’existence de plusieurs ordres de quasi-accord de phase. Dans

notre cas, seul l'ordre 1 est pris en compte, les autres étant négligés. La relation de phase entre les vecteurs d'onde k_i devient une relation de quasi-accord de phase notée Δk_Q et s'écrivant :

$$\Delta k_Q = k_p + k_s - k_c - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.47)$$

avec Λ le pas d'inversion périodique du PPLN.

Deuxième constat :

Le quasi-accord de phase permet d'obtenir des relations de phase entre les ondes pompe et source afin de permettre à l'onde convertie de croître de façon quasi-constructive au cours de la propagation à l'intérieur du PPLN. Le quasi-accord de phase permet d'optimiser l'effet non linéaire en alignant la polarisation des ondes de pompe et source suivant le coefficient le plus élevé du tenseur de susceptibilité non linéaire (d_{33}).

Cette propriété est compatible avec la nécessité de maîtriser la polarisation des champs avec un interféromètre afin d'optimiser le contraste des franges d'interférences.

1.4.4 Puissance convertie en sortie du cristal non linéaire

Soit L la distance d'interaction entre les ondes pompe et source. L'expression du champ électrique de l'onde convertie obtenue après avoir parcouru L peut être obtenue en intégrant l'équation (1.45). Cette intégrale est effectuée en faisant les hypothèses suivante : l'onde convertie en $z = 0$ est inexistante et le niveau de l'onde de pompe reste constant au cours de la propagation (pompe non déplétée). En sachant que le niveau de flux de l'onde convertie, Φ_c , est proportionnel à $|E_c|^2$, alors :

$$\Phi_c = \frac{8d_{\text{eff}}^2(2\pi\nu_c)^2\Phi_p\Phi_s}{n_p n_s n_c} L^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k_Q L}{2} \right) \quad (1.48)$$

avec Φ_i et n_i , respectivement le niveau de flux et l'indice de réfraction associés à l'onde i ($i = p, s$ ou c). L'expression (1.48) met en valeur certains des paramètres clés de la conversion de fréquence. La puissance de l'onde convertie évolue de façon quadratique avec d_{eff} et L . Notons que Φ_c évolue de façon linéaire, d'une part, avec la puissance de la source de pompe et d'autre part avec celle

de la source optique à convertir.

Troisième constat :

Le niveau de flux converti évolue linéairement avec le niveau de flux de la source de pompe et de façon quadratique avec la longueur d'interaction et le coefficient du tenseur de susceptibilité non linéaire.

Cependant, augmenter la longueur du cristal ou le niveau flux de la source de pompe entraînent des effets limitant le processus de conversion de fréquence. Ces limites sont décrites dans le paragraphe qui suit.

1.4.5 Limites de la conversion de fréquence

Acceptance spectrale et rendement de conversion de fréquence

Des simulations réalisées par notre équipe dans le cadre d'un contrat CNES (Centre National d'Études Spatiales) ont permis de déterminer de quelle façon une source optique de large bande spectrale est convertie par une source de pompe monochromatique. Ces simulations prennent en compte les caractéristiques intrinsèques et de fonctionnement des PPLNs que nous utilisons. La figure 1.19 montre qu'une source de pompe monochromatique va convertir une bande spectrale limitée de la source optique. Cette bande spectrale sera appelée *acceptance spectrale* par la suite.

L'acceptance spectrale dépend principalement de la longueur du cristal. Plus le cristal sera long et plus l'acceptance spectrale sera petite. Cependant, l'efficacité de conversion croît comme le carré de la longueur d'interaction des ondes pompe et source. Ainsi, un compromis doit être effectué entre la largeur spectrale à convertir de la source optique et le niveau de flux optique converti.

Les PPLNs que nous emploierons ont une acceptance spectrale de 0,3 nm pour une source optique autour de 1550 nm et permettent d'avoir un rendement en puissance de 40 %/W de flux de pompe (voir chapitre expérimental pour plus de détails). Ce rendement en puissance (notée

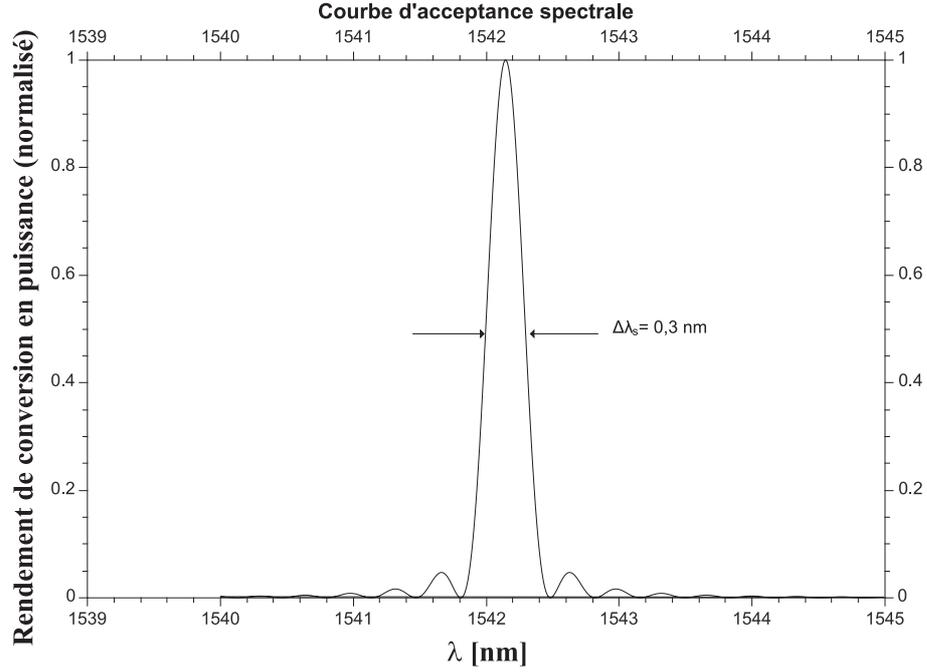


FIGURE 1.19 – Simulation traçant le rendement de conversion de fréquence normalisé en fonction de la longueur d'onde de la source optique. Paramètres de la simulation : longueur du PPLN = 4 cm, température du PPLN = 90 °C, longueur d'onde de la source de pompe = 1064 nm et pas de variation périodique du PPLN = 10,85 μm. $\Delta\lambda_s = 0,3nm$ correspond à l'acceptance spectrale du PPLN.

η_{puis}) est défini par la relation :

$$\eta_{puis} = \frac{\Phi_c}{\Phi_s} \quad (1.49)$$

avec Φ_s et Φ_c respectivement le niveau de flux de la source optique et de l'onde convertie.

Ainsi, la seule solution afin d'augmenter η_{puis} avec un PPLN de longueur donnée est d'augmenter le niveau du flux de la source de pompe.

Certaines équipes de recherche ont observé l'apparition d'un bruit de pompe lors de l'utilisation de source de pompe intense [Alb04, Tem06, Pan06]. À l'heure actuelle (mi-2011), aucune explication concernant l'origine exacte du bruit de pompe n'a été prouvée expérimentalement. La référence [Tou09] indique que l'origine possible du bruit de pompe est due à un accord de phase alternatif permettant aux photons de pompe de créer des photons à longueur d'onde convertie. Cette même référence indique que le bruit de pompe peut en partie être éliminée en employant des sources de longueur d'onde plus haute que celle de l'onde source optique observée. Cette

solution n'est pas adaptée à l'interféromètre à conversion de fréquence car des sources lasers intenses émettant en infrarouge lointain est très limité. Le bruit de pompe est limitant vis-à-vis du contexte expérimental et sera caractérisé au chapitre 4.4 de ce mémoire de thèse.

Quatrième constat :

La largeur spectrale de conversion de fréquence de l'onde issue de la source optique est limitée par l'acceptance spectrale du PPLN. Un compromis entre η_{puis} et l'acceptance spectrale doit être fait. Ce critère est limitant vis-à-vis du contexte de l'interférométrie astronomique, car les sources optiques observées ont des larges bandes spectrales d'émission.

Le bruit de pompe peut être un paramètre limitant le rapport signal à bruit de l'interféromètre à conversion de fréquence.

Longueur d'interaction dans le milieu non linéaire

Intéressons nous maintenant à la longueur d'interaction à l'intérieur d'un cristal non linéaire de PPLN. Cette longueur est définie par le paramètre L . Notons que suivant la configuration expérimentale, L n'est pas forcément égale à la longueur du cristal.

Les solutions technologiques à l'heure actuelle permettent d'obtenir des PPLNs de quelques millimètres d'épaisseur, avec une longueur inférieure à la dizaine de centimètres et une largeur de l'ordre du centimètre.

La figure 1.20 représente schématiquement la différence entre deux types de propagation à l'intérieur d'un PPLN. Dans la configuration représentée sur la figure 1.20 (gauche), les ondes sont focalisées à l'intérieur du PPLN. De ce fait, la longueur d'interaction ne peut s'effectuer sur toute la longueur du cristal.

Afin de profiter de toute la longueur du PPLN, il convient d'inscrire un guide d'onde optique à la surface du PPLN. Cette solution optimise le rendement de conversion de fréquence au détriment de l'acceptance spectrale. Cette configuration est représentée à droite de la figure 1.20. Le guide d'onde optique est réalisé afin d'être unimodal aux fréquences ν_s et ν_p . Un guide d'onde unimodal permet d'optimiser le recouvrement spatial et donc les zones d'interaction entre

les ondes ν_s et ν_p , au cours de la propagation dans le PPLN. De plus, cela permet d'augmenter les densités de puissance mises en jeu en confinant les champs électriques sur une surface réduite. Aussi, la propagation guidée assure l'unicité du chemin optique imposé dans un cadre interférométrique.

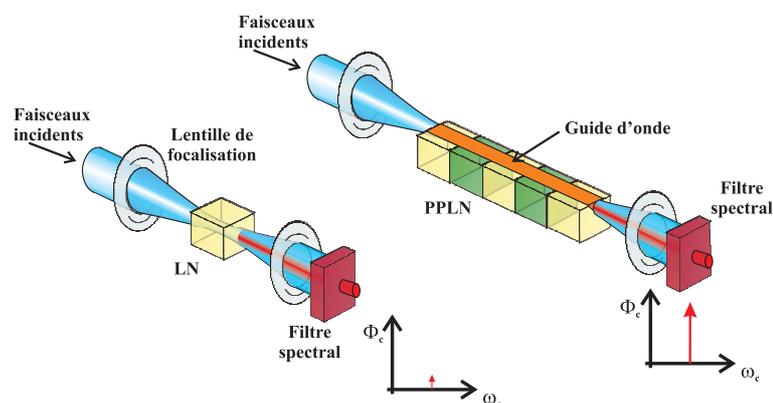


FIGURE 1.20 – À gauche : l'interaction entre les faisceaux incidents à l'intérieur du cristal de PPLN s'effectue sur une zone limitée par le diamètre des faisceaux, la dimension du PPLN. L'onde convertie a tendance à diffracter, limitant ainsi l'efficacité de conversion. À droite : l'interaction entre les ondes s'effectue tout au long de la propagation à l'intérieur du PPLN grâce au confinement des ondes réalisé par le guide. Résultats : le niveau flux de l'onde convertie dans le guide d'onde inscrit à la surface du PPLN est bien plus élevé que celui obtenu dans le cristal massif de LN.

Cinquième constat :

La propagation guidée spatialement unimodale à la surface du PPLN permet d'optimiser le recouvrement spatial des ondes de pompe et source optique. De plus, les guides d'onde optique sont à maintien de polarisation.

Ces critères sont compatibles avec les interféromètres fibrés employant des composants d'optique guidée spatialement unimodaux et à maintien de polarisation.

Dépendance de l'effet non linéaire avec la température de fonctionnement

Un autre phénomène limite la conversion de fréquence, il s'agit de l'effet photoréfractif. Cet effet apparaît lorsqu'un champ électrique intense traverse un milieu optique. Localement, le champ électrique de l'onde intense va modifier la répartition de charges (électron et trou) du milieu de propagation, créant ainsi un champ électrique. Ce dernier va modifier l'indice de réfraction du

milieu par effet Pockels. En prenant en compte l'ensemble de ces modifications d'indice de réfraction, la répartition spatiale du mode de propagation de l'onde incidente est altérée. Afin de ne pas être limité par l'effet photoréfractif, le PPLN est placé dans une enceinte régulée en température. Dans notre cas, la température de fonctionnement des PPLNs sera supérieure à 90 °C. Cette élévation de température permet de répartir les charges électriques de façon homogène dans l'ensemble du milieu optique et ainsi de diminuer notablement l'effet photoréfractif.

La régulation thermique doit être stable en température et homogène dans tout le cristal. Une régulation en température instable conduit à un indice de réfraction du PPLN inhomogène.

Dans le cas d'un PPLN , l'indice de réfraction n_i associé à une longueur d'onde λ_i peut s'écrire [Den06] :

$$n_i^2 = a_1 + b_1 f + \frac{a_2 + b_2 f}{\lambda_i^2 - (a_3 + b_3 f)^2} + \frac{a_4 + b_4 f}{\lambda_i^2 - a_5^2} - a_6 \lambda_i^2 \quad (1.50)$$

où $a_{1,2,3,4,5,6}$ et $b_{1,2,3,4}$ sont les coefficients de Sellmeier obtenus expérimentalement et λ_i la longueur d'onde du signal dans le vide. f est un terme dépendant de la température T du PPLN, exprimé en degré Celsius :

$$f = (T - 24,5)(T + 570,82) \quad (1.51)$$

Une instabilité en température du PPLN implique une modification non linéaire des indices de réfraction vus par les ondes se propageant dans le milieu. Ainsi, la condition de quasi-accord de phase peut ne plus être respectée. Ce type de situation entrainera une fluctuation du niveau de flux de l'onde convertie.

La figure 1.21 est une simulation montrant l'évolution du rendement de conversion en puissance en fonction de la température du PPLN. En théorie, pour une efficacité de conversion de 0,5% une modification de 0,1 °C entraine une modification de 13% de l'efficacité. Ce constat ne sera pas observé expérimentalement (voir chapitre 3).

L'étape de régulation thermique est cruciale pour l'obtention de franges d'interférences stables au cours du temps d'acquisition des observables. Comme nous le verrons plus tard, les modules

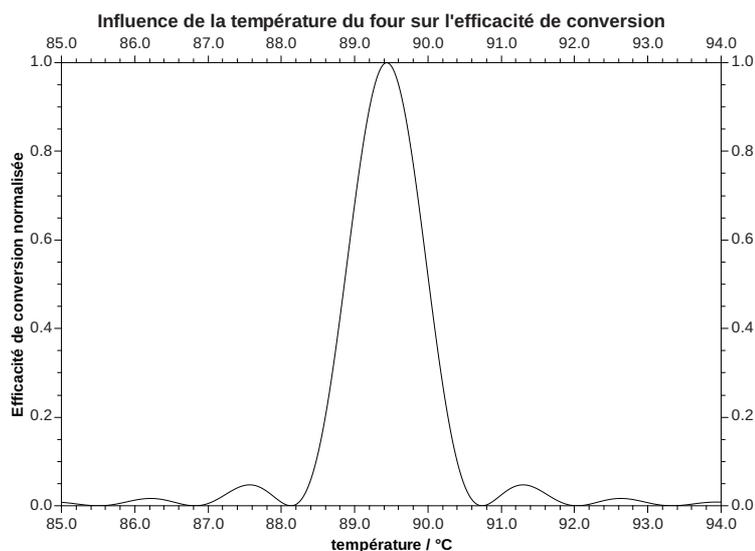


FIGURE 1.21 – Simulation montrant l'évolution de l'efficacité de conversion en fonction de la température du PPLN. Paramètres de la simulation : longueur du PPLN = 4 cm, température du PPLN = 90 °C, longueur d'onde de la source de pompe = 1064 nm, longueur d'onde de la source optique = 1550 nm et pas de variation périodique du PPLN = 10,85 μm .

de régulation thermique sont des éléments très importants de l'interféromètre à conversion de fréquence décrit dans ce mémoire thèse.

Sixième constat :

Le PPLN doit être placé dans un four régulé en température afin de limiter les effets photoréfractifs. Cette régulation thermique doit être stabilisée pour ne pas modifier l'indice de réfraction du PPLN de façon non maîtrisée. Le système de régulation doit être fiable afin d'avoir des niveaux de flux convertis stables sur les voies interférométriques et donc avoir un signal interférométrique le plus stable possible.

1.4.6 Propriétés de transmission optique du Niobate de Lithium

Dans le contexte de l'astronomie, les signaux collectés ont un niveau de flux très faible. Ainsi, l'étape de conversion de fréquence doit apporter le moins de pertes optiques possibles entre les voies de l'interféromètre. Le Niobate de Lithium est transparent pour des longueurs d'onde de 350 à 5200 nm. Le coefficient d'atténuation optique dépend de la longueur d'onde de fonctionnement et des conditions de réalisation du cristal. D'après [Nik05], pour une longueur d'onde de 659 nm

le coefficient d'absorption linéaire vaut $0,003 \text{ cm}^{-1}$ et pour une longueur d'onde de $4 \mu\text{m}$ ce coefficient atteint $0,1 \text{ cm}^{-1}$.

Septième constat :

Le PPLN peut être employé pour convertir des sources optiques ayant des longueurs d'onde très variées allant de 350 à 5200 nm.

Bilan

Le processus de conversion de fréquence doit être compatible avec les interféromètres fibrés sur de nombreux points. Chaque voie interférométrique contient un cristal non linéaire de PPLN. Sur celui-ci est inscrit un guide d'onde optique réalisé afin d'optimiser l'effet non linéaire (d_{33}). Ce guide d'onde optique doit être unimodal aux ondes incidentes. L'effet non linéaire est optimisé en utilisant des champs électriques (source optique et pompe) de polarisation rectiligne alignée suivant l'axe η_j du PPLN.

La mise en place du processus de conversion de fréquence doit être effectuée en utilisant des systèmes de régulation en température fiables. De plus, la température à la surface du PPLN doit être homogène. Une source de pompe monochromatique permet de convertir une bande spectrale limitée de l'onde issue de la source optique.

Deuxième partie

Développement d'un interféromètre à conversion de fréquence dédié à l'analyse de cohérence spatiale

2

Interféromètre à conversion de fréquence sur deux voies interférométriques : présentation du banc expérimental

Contexte

Le banc expérimental que je vais décrire a été mis en place dans un contexte scientifique lié aux interféromètres astronomiques. La propagation des ondes sur les voies interférométriques est effectuée en employant principalement des composants d'optique guidée. Un interféromètre astronomique permet de faire l'acquisition d'un signal interférométrique contenant des observables. Ces dernières sont les termes de contraste des franges d'interférences et de phase et permettent à l'utilisateur d'avoir accès à des informations sur la distribution angulaire d'intensité de la source optique observée.

Objectifs scientifiques du banc expérimental

Le banc expérimental est en partie constitué de deux interféromètres fonctionnant en parallèle, chacun sur deux voies interférométriques. Le premier interféromètre fonctionne dans la même gamme de longueur d'onde que la source optique et sera utilisé comme référence. Le deuxième, l'interféromètre à conversion de fréquence (sous-test), permet de changer la longueur d'onde du flux issu de la source optique sur l'ensemble des voies interférométriques. Cette technique d'interférométrie est novatrice dans le domaine de l'interférométrie astronomique. De ce fait, il a fallu vérifier l'impact du processus de conversion de fréquence sur les observables. Les précédents résultats expérimentaux ont été obtenus par Luis Del Rio et Sophie Brustlein [Bru08]. Ces résultats portent sur la conservation du terme de contraste de franges en employant l'interféromètre à conversion de fréquence.

Différents choix technologiques ont été effectués afin que tout éventuel problème lié à l'interféromètre à conversion de fréquence soit rapidement décelé.

Conditions expérimentales

Les termes de contraste de franges ont été obtenus en observant une source optique quasi-monochromatique. Cette solution a permis de s'affranchir des contraintes expérimentales liées à la cohérence temporelle de la source optique. Ainsi, la différence de chemin optique entre les voies interférométriques n'était pas forcément nulle, mais très inférieure à la longueur de cohérence temporelle de la source optique (qui valait autour de la centaine de mètres dans notre cas). De plus, employer une source optique quasi-monochromatique a permis de négliger les effets différentiels de dispersion chromatique.

Conformément au cahier des charges d'un interféromètre fibré, les composants d'optique guidée ont été choisis à maintien de polarisation et spatialement unimodaux.

Pour des raisons pratiques et économiques, le banc expérimental a été réalisé en employant des composants d'optique guidée habituellement employés dans le domaine des télécommunications optiques. Néanmoins, les résultats présentés dans ce chapitre, et plus généralement dans ce mémoire de thèse, peuvent être extrapolés quel que soit le domaine de longueur d'onde étudié.

Je vais maintenant présenter le banc expérimental tel qu'il était lors de mon arrivée en thèse.

2.1 Configuration du banc expérimental avant mon arrivée en thèse

Dans la suite, j'emploierai le terme *flux*, mesuré en W, afin de caractériser la puissance de l'onde se propageant à l'intérieur d'un composant d'optique guidée.

La figure 2.1 présente de façon schématique le banc expérimental. Une source optique de longueur d'onde centrée sur 1542 nm éclaire un réseau de deux télescopes. L'onde collectée par les télescopes est injectée dans une fibre optique. Cette dernière est ensuite connectée à un coupleur fibré à coefficient de partage non équilibré en flux (mesuré en W). Ainsi, 90 % du flux issu de la source optique est envoyé vers l'interféromètre à conversion de fréquence et les 10 % restant vers l'interféromètre de référence. Ces deux interféromètres fonctionnent en parallèle.

L'interféromètre de référence a été conçu afin de traiter des ondes ayant une longueur d'onde autour de 1542 nm. Comme son nom l'indique, il sert de référence afin de valider les résultats expérimentaux obtenus avec l'interféromètre à conversion de fréquence.

L'interféromètre à conversion de fréquence permet de convertir l'onde à 1542 nm parcourant les voies interférométriques vers une longueur d'onde de 630 nm. Le processus de conversion de fréquence est assuré par le cristal non linéaire de PPLN et la source de pompe Néodyme-YAG (1064 nm).

Les interféromètres comportent deux voies interférométriques. De ce fait, seul un terme de contraste de franges pourra être enregistré pour une configuration donnée du réseau de télescopes.

Le banc expérimental peut être séparé en différentes parties :

- le simulateur de source optique,
- le réseau de télescopes,
- l'interféromètre de référence,
- l'interféromètre à conversion de fréquence.

Passons à la description de ces différents éléments.

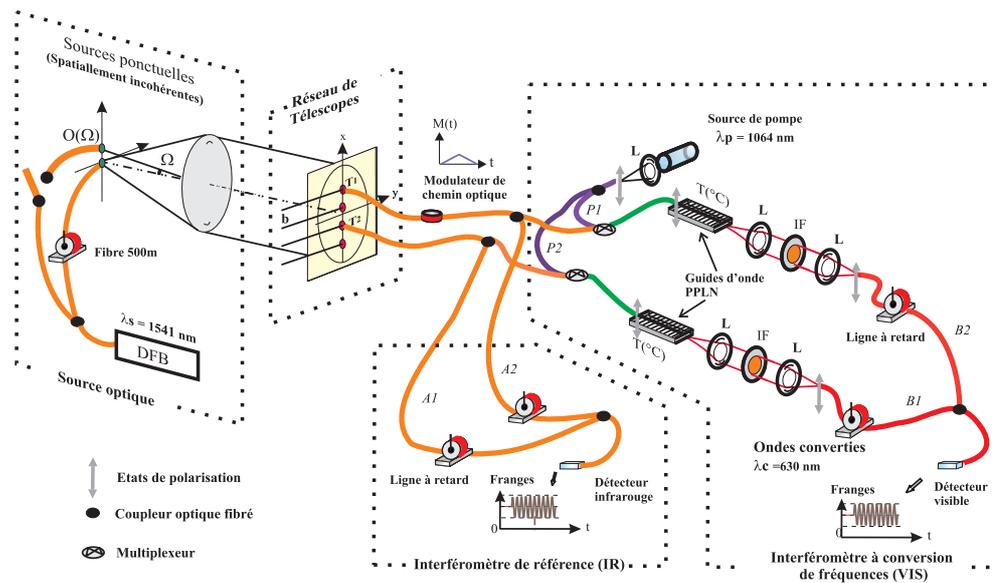


FIGURE 2.1 – Ancienne configuration du banc expérimental ayant permis de retrouver la conservation du terme de contraste de franges en employant l’interféromètre à conversion de fréquence. Une source optique alimente un réseau de télescopes, celui-ci alimente ensuite l’interféromètre de référence fonctionnant dans l’infrarouge et l’interféromètre à conversion de fréquence.

2.1.1 Simulateur de source optique

Le simulateur de source optique va éclairer un réseau de télescopes avec un champ électromagnétique ayant une distribution angulaire d’intensité bien maîtrisée.

Ainsi, le simulateur de source optique émet un rayonnement quasi-monochromatique afin de se placer dans un contexte expérimental où seule l’analyse de la cohérence spatiale intervient. Cette propriété permet de diminuer les contraintes expérimentales liées à la différence de marche optique entre les voies interférométriques.

Le simulateur de source optique fonctionne dans deux configurations. La première configuration utilise une source ponctuelle afin de pouvoir calibrer les interféromètres. En effet, dans ce cas, les termes de contraste de franges sont théoriquement connus, donnant la possibilité de corriger d’éventuels biais expérimentaux. Notons que le fait de considérer une source comme ponctuelle dépend du pouvoir de résolution du réseau de télescopes.

La seconde configuration permet de simuler une source binaire spatialement incohérente. Cette binaire permet de faire l’acquisition de termes de contraste de franges dépendant de la

configuration du réseau de télescopes ou des propriétés de la binaire.

Grâce à un collimateur, les éléments de la source optique éclairent le réseau de télescopes avec des fronts d'onde plans.

La source optique émet un champ électromagnétique dont la polarisation est rectiligne. Ce choix permet de maîtriser la polarisation au sein des deux interféromètres et ainsi d'optimiser les valeurs et la stabilité du contraste des franges d'interférences obtenues.

Le simulateur de source optique est présenté schématiquement sur la figure 2.2. L'ensemble des composants d'optique guidée employés sont spatialement unimodaux et à maintien de polarisation. La source laser quasi-monochromatique de type DFB (*Distributed Feed Back laser*) émet un champ électrique de polarisation rectiligne. Cette DFB émet dans l'infrarouge à une longueur d'onde centrée sur 1542 nm et possède une sortie fibrée. Celle-ci est connectée à un coupleur fibré de type une voie vers deux (notée 1×2 dans la suite du manuscrit). Les voies de sortie sont appelées voie A et voie B. La DFB possède une largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\lambda$, inférieure à 0,023 nm, d'où une longueur de cohérence temporelle (L_c) supérieure à 90 m.

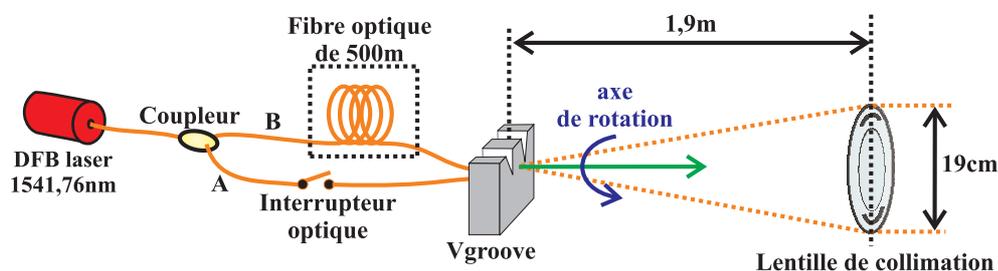


FIGURE 2.2 – La source optique est constituée d'un laser DFB (*Distributed Feed Back laser*) qui alimente un coupleur une voie vers deux. Sur la voie A est placé un interrupteur optique permettant de stopper la propagation du flux optique sur cette même voie. Le tronçon de fibre optique (500 m), placé sur la voie B, permet de décorrélérer temporellement les voies A et B, les rendant ainsi spatialement incohérentes. Les sorties des voies sont placées sur un *V-groove* ayant un degré de liberté en rotation. Le *V-groove* est placé dans le plan focal d'un doublet.

Sur la voie A, un interrupteur fibré est inséré. Cet élément possède la même fonction qu'un interrupteur électrique classique mais pour le flux optique se propageant sur la voie A. Il est ainsi possible « d'éteindre » la voie A de façon maîtrisée.

Sur la voie B, une fibre optique de 500 m est ajoutée afin de décorrélérer spatialement les voies. En effet, la longueur optique de la fibre est très supérieure à la longueur de cohérence de la source

laser DFB.

Ensuite, les sorties fibrées des voies A et B sont collées sur un *V-groove* (représenté sur la figure 2.2). Ces deux sorties de fibres possèdent un cœur de $5\ \mu\text{m}$ de diamètre et constituent la source optique. Les deux sources sont séparées de $127\ \mu\text{m}$. L'ensemble est ensuite monté sur un support mécanique permettant de tourner la source optique par rapport à un axe horizontal. L'utilité de ce degré de liberté sera vue dans la partie suivante. Notons que la rotation des sources ponctuelles entraîne une modification de l'orientation de la polarisation rectiligne des sources optiques. Afin de prendre en compte cette modification, une lame $\lambda/2$ et un polariseur sont placés entre la binaire et le doublet. La lame $\lambda/2$ permet de pivoter la polarisation rectiligne dans une direction voulue. Le polariseur assure la qualité de la polarisation de la source optique et permet d'améliorer le taux d'extinction de polarisation.

Enfin, la source optique est placée au foyer d'un doublet ayant une focale $f = 1,9\ \text{m}$ et un diamètre de $190\ \text{mm}$.

La configuration présentée à la figure 2.2 constitue le simulateur de source optique et éclaire un réseau de télescopes décrit dans le paragraphe suivant.

2.1.2 Réseau de télescopes et injection dans les fibres optiques

Le réseau de télescopes a deux fonctions : collecter le front d'onde plan issu de la source optique et échantillonner la transformée de Fourier de la distribution angulaire d'intensité de la source optique.

Le réseau de télescopes, présenté dans la figure 2.3, est constitué de deux télescopes T_1 et T_2 . Les fronts d'onde plans issus de la source optique sont collectés par des lentilles de $4\ \text{mm}$ de diamètre et de $10\ \text{mm}$ focale. Une lentille alimente une fibre optique spatialement unimodale à $1542\ \text{nm}$ et à maintien de polarisation. Notons que l'axe lent des fibres optiques est aligné avec la polarisation rectiligne du champ électrique de la source optique observée.

L'injection dans la fibre optique est optimisée par un dispositif de micro-positionnement trois axes.

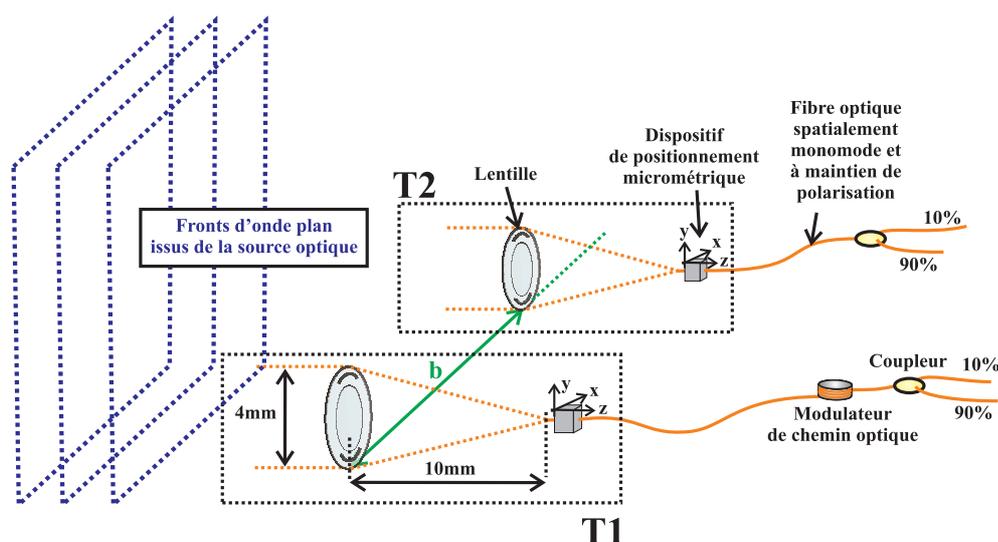


FIGURE 2.3 – Le télescope T_i est constitué d'une lentille collectant une partie du front d'onde plan issu de la source optique et alimentant une fibre optique spatialement unimodale à 1542 nm et à maintien de polarisation. L'injection est optimisée au moyen de dispositif de micro-positionnement. Le couple de télescope T_1 – T_2 est espacé d'une distance appelée longueur de base. Sur une voie, un coupleur fibré permet d'alimenter les interféromètres (non représentés) avec des flux optiques différents. Le modulateur de chemin optique permet d'observer le signal interférométrique dans le domaine temporel.

Le télescope T_1 est fixe et T_2 peut se déplacer suivant un axe horizontal. Les distances entre les télescopes T_1 – T_2 sont multiples de la plus petite longueur de base accessible, $b = 16$ mm. La distance maximale entre T_1 et T_2 vaut 7×16 mm, ce qui permet d'accéder à une résolution angulaire d'environ $16 \mu\text{rad}$.

L'approximation de source ponctuelle vue par le réseau de télescopes est justifiée par le fait que la longueur de base maximale ne peut pas résoudre une source unique. En effet, une source ponctuelle a la dimension du diamètre du cœur de la fibre optique ($5 \mu\text{m}$) placée sur le *V-groove*. En prenant en compte la configuration du simulateur de source optique, une source ponctuelle possède une séparation angulaire d'environ $2,6 \mu\text{rad}$. Ce dernier est inférieur à la résolution angulaire accessible avec la plus grande base du réseau de télescopes. De ce fait, l'approximation de source ponctuelle reste valable quelle que soit la configuration du réseau de télescopes employée.

Observons la figure 2.4 (gauche). La séparation angulaire vue par le réseau de télescopes vaut $67 \mu\text{rad}$. Dans cette configuration, l'échantillonnage de la transformée de Fourier effectué

en déplaçant le télescope T_2 par pas de 16 mm ne permet pas de satisfaire à la condition de Shanon.

Dans la configuration de droite, le support du *V-groove* est tourné autour d'un axe de rotation horizontal. De ce fait, la séparation angulaire vue par le réseau de télescopes est diminuée. Ainsi, la récupération des différents contrastes de franges associés aux différentes positions du réseau de télescopes permet d'effectuer un échantillonnage de la courbe de contraste respectant la condition de Shanon. L'information sur la séparation angulaire de la binaire peut ainsi être obtenue en analysant le spectre spatial obtenu. Dans la configuration présentée, la transformée de Fourier de la distribution angulaire d'intensité de la binaire est un cosinus en valeur absolue, dont la fréquence vaut $15,4 \mu\text{rad}$, correspondant bien à la séparation angulaire de la binaire.

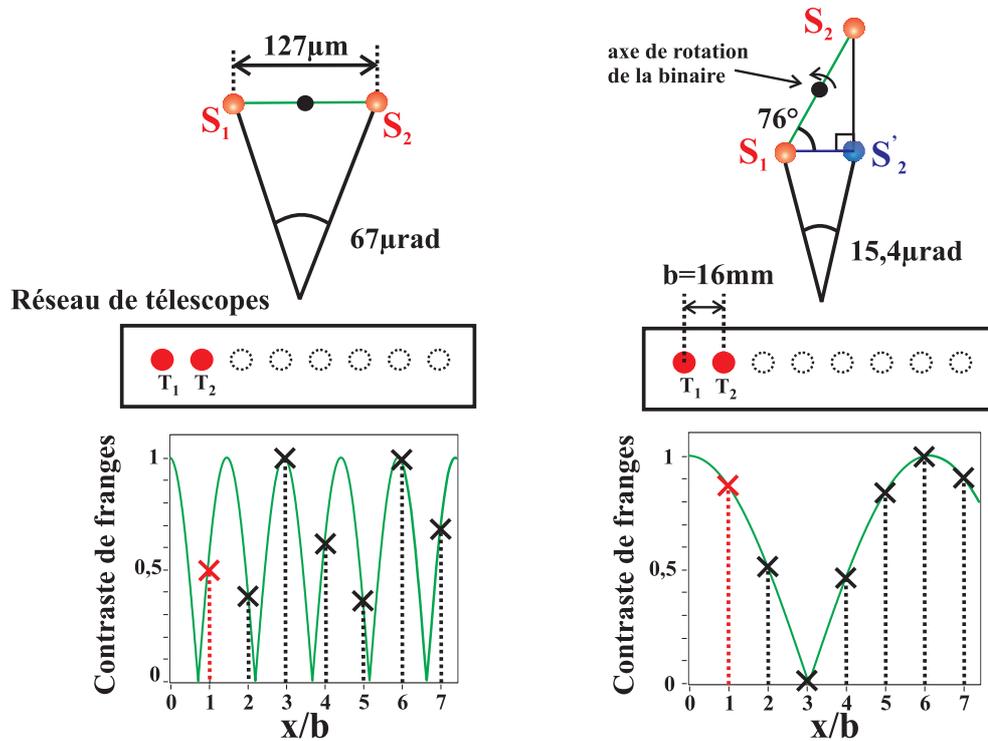


FIGURE 2.4 – À gauche : binaire non inclinée par rapport au réseau de télescopes à une dimension. Le tracé du contraste de franges en fonction de la longueur de base normalisée montre un sous échantillonnage du contraste des franges. À droite : binaire inclinée par rapport au réseau de télescopes. Dans cette configuration, l'échantillonnage du contraste de franges est optimisé.

Le simulateur de source optique éclaire un réseau de deux télescopes directement relié à des fibres optiques. Ces dernières alimentent des coupleurs 1×2 non équilibrés en flux (coefficient de partage des flux 10/90) (voir figure 2.3). Ces coupleurs alimentent l'interféromètre à conversion

de fréquence et l'interféromètre de référence afin de faire l'acquisition des termes de contraste de franges en parallèle.

Je vais maintenant décrire le modulateur de chemin optique placé en amont de l'un des coupleurs optiques.

2.1.3 Modulation temporelle des franges d'interférences

La figure 2.5 présente schématiquement l'acquisition d'un signal interférométrique basé sur l'utilisation d'une modulation temporelle du chemin optique de l'une des voies interférométriques. Sur ce schéma, le signal interférométrique correspond à une configuration idéale où l'étoile est monochromatique, ponctuelle et le flux mesuré sur les deux voies interférométriques est identique.

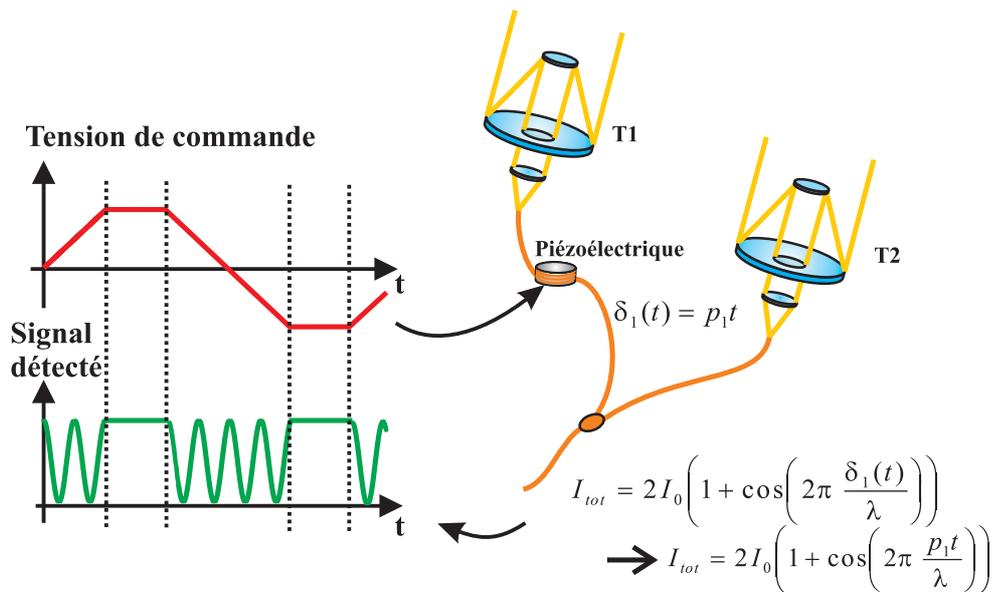


FIGURE 2.5 – Modulateur de chemin optique basé sur l'utilisation d'une céramique piézoélectrique. p_i correspond à la pente du signal temporel appliqué à la céramique piézoélectrique. Cette tension de commande permet de contrôler la différence de chemin optique sur l'un des bras de l'interféromètre. La modulation linéaire du chemin optique permet de détecter le signal interférométrique (I_{tot}) dans le domaine temporel.

Expérimentalement, cette modulation de chemin optique a été réalisée en enroulant une fibre optique autour d'une céramique piézoélectrique de forme cylindrique [Del00a]. Ainsi, l'application d'une tension électrique à la céramique piézoélectrique modifie ses caractéristiques géométriques, impliquant alors une modification de la longueur de la fibre optique. Cette modification peut

être considérée comme linéaire en fonction du temps. De ce fait, en contrôlant la tension de commande (type de signal, fréquence et amplitude), le signal interférométrique peut être observé dans le domaine temporel. Le nombre de franges d'interférence observées dépend de la plage du signal de commande envoyé à la céramique.

Passons maintenant à la description de l'interféromètre de référence.

2.1.4 Interféromètre de référence

Les coupleurs fibrés à coefficients de partage non équilibrés en flux optique alimentent l'interféromètre de référence avec 10 % du flux optique collecté par le réseau de deux télescopes (moins les pertes intrinsèques des coupleurs).

Cet interféromètre de référence a été mis en place dans le cadre du projet MAFL (*Multi Fiber Linked Interferometer*) [Oli07]. À l'origine, le projet MAFL est un banc de test complet comprenant une source optique, un réseau de télescopes, un système de recombinaison des flux optiques réalisé en optique intégrée, un système d'analyse du signal interférométrique dans le domaine temporel, un système de métrologie et un accès aux niveaux de flux en temps réel parcourant les voies interférométriques. De ce projet, seules les parties liées à la recombinaison des flux optiques issus des télescopes, les systèmes de collecte et de détection des niveaux de flux parcourant les voies interférométriques et le système de détection du signal interférométrique ont été conservées.

Une différence notable entre le contexte d'utilisation du projet MAFL et notre banc expérimental est liée à la source optique. Sur le projet MAFL, celle-ci était caractérisée par une large bande spectrale d'émission et était ponctuelle. Ainsi, les différences de chemins optiques entre les voies interférométriques étaient égalisées au moyen de ligne à retard dans l'air et les effets différentiels de dispersion chromatique devaient être pris en compte.

Le projet MAFL fonctionnait sur trois voies interférométriques et permettait d'obtenir des termes de contraste de franges et de clôture de phase stables et fiables.

L'acquisition d'un terme de contraste de franges associée à une configuration du réseau de télescopes est obtenue à la fois avec l'interféromètre de référence et l'interféromètre à conversion

de fréquence.

2.1.5 Interféromètre à conversion de fréquence

L'interféromètre à conversion de fréquence est alimenté avec les 90 % de flux optique issus des coupleurs optiques fibrés. Je vais maintenant décrire les différents composants qui constituent l'un des bras interférométriques de l'interféromètre à conversion de fréquence. Notons que les deux bras interférométriques ont sensiblement les mêmes caractéristiques optiques.

– Mélange des ondes issues de la source optique et de la source de pompe

L'un des éléments essentiels pour réaliser la conversion de fréquence est la source de pompe. Dans notre configuration expérimentale, la source de pompe est un laser Néodyme :YAG dont la longueur d'onde centrale est de 1064 nm et possède une longueur de cohérence temporelle supérieure à 300 m.

La source de pompe est reliée à un coupleur fibré 1×2 qui permet d'alimenter les deux multiplexeurs fibrés. Les multiplexeurs fibrés sont à maintien de polarisation et unimodaux aux longueurs d'onde de la source optique et de la source de pompe. Un multiplexeur permet à l'onde issue de la source optique et de la source de pompe de se propager suivant le même axe optique. La sortie fibrée du multiplexeur est reliée à un *pigtail* permettant d'injecter les signaux dans l'un des guides d'onde inscrit à la surface du cristal non-linéaire.

La figure 2.6 montre le pigtail alimentant directement le cristal non linéaire de PPLN.

– Injection et propagation dans le guide d'onde PPLN

Les PPLN sont issus d'une collaboration entre l'université de Paderborn (Allemagne) et notre équipe de recherche. Ces PPLN permettent de réaliser un quasi-accord de phase entre les ondes issues de la source optique (1542 nm) et de la source de pompe (laser Nd :YAG à 1064 nm). La condition de conservation d'énergie conduit à une longueur d'onde du signal converti d'environ 630 nm.

L'ensemble des ondes se propage dans un guide d'onde inscrit à la surface du PPLN. Ce guide d'onde a été réalisé afin d'être unimodal aux longueurs d'onde infrarouge des flux optiques incidents. Le guide d'onde est réalisé afin que les ondes incidentes se propagent

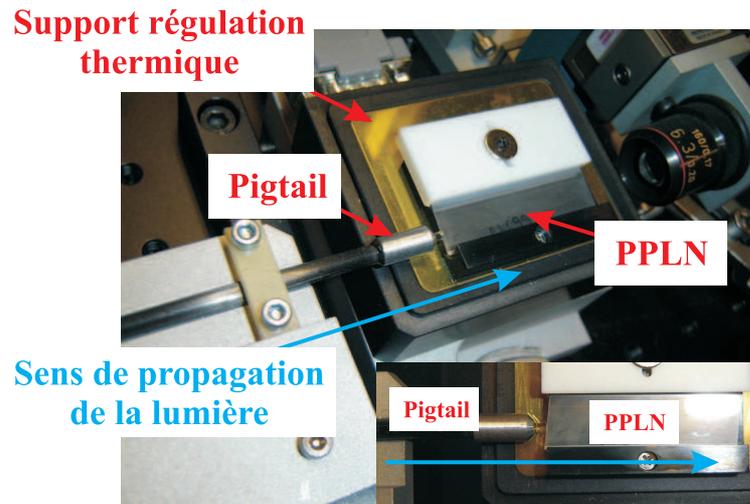


FIGURE 2.6 – Un *pigtail* alimente l'un des guides d'onde inscrits à la surface d'un PPLN. Celui-ci est placé sur un support cuivré régulé en température.

avec une polarisation colinéaire au coefficient le plus élevé du tenseur de susceptibilité non linéaire du Niobate de Lithium (d_{33}). Les conditions de propagation font que les ondes de pompe, source optique et convertie ont la même polarisation rectiligne.

Le PPLN est placé dans une enceinte régulée en température, de marque HC-Photonics, afin de limiter les effets photoréfractifs. La température de consigne est de $90\text{ °C} \pm 0,1\text{ °C}$ pour les systèmes de régulation en température. Sur la figure 2.6, nous pouvons observer l'un des deux PPLN placé sur un support en cuivre dont la température est contrôlée par le système de régulation thermique (non photographié).

– Dispositifs de filtrage spatial et spectral

La figure 2.7 montre les composants optiques et mécaniques entre le PPLN et le dispositif d'injection dans une fibre optique. L'onde convertie sortant du guide d'onde inscrit sur le PPLN est collimatée au moyen d'un objectif de microscope.

Dans un premier temps, un filtre interférentiel permet de filtrer spectralement l'onde collimatée provenant du guide d'onde. En effet, l'onde convertie se propage avec des résidus d'ondes pompe et source optique pouvant induire une détection parasite se superposant au flux converti. Le filtre interférentiel est centré à la longueur d'onde du signal converti ($\pm 10\text{ nm}$ autour de 630 nm). L'onde collimatée est ensuite injectée dans une fibre optique unimodale à 630 nm au moyen d'un objectif de microscope. Notons que le champ élec-

trique de l'onde convertie de polarisation rectiligne est injecté suivant l'axe lent de la fibre optique. Cette fibre optique sert de filtre spatial à l'onde convertie.

En plus de filtrer spatialement l'onde convertie, la fibre optique sert de filtre spectral pour les longueurs d'onde pompe et source optique. La propagation guidée est optimisée pour une onde dont le rayonnement se trouve autour de 630 nm. Ainsi, les ondes infrarouges (source optique et de pompe) non filtrées par le filtre interférentiel et injectées dans la fibre optique sont fortement atténuées du fait du faible guidage à ces longueurs d'onde.

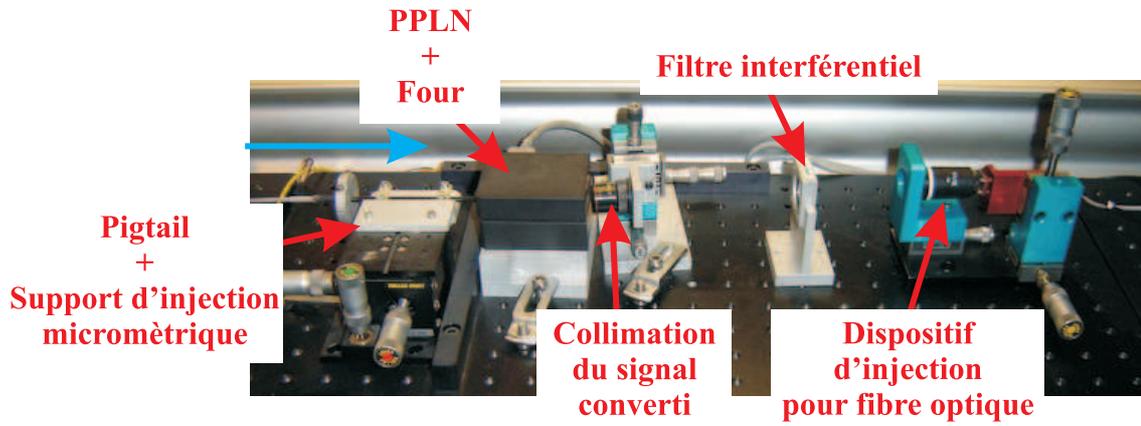


FIGURE 2.7 – Le *pigtail* alimente un guide d'onde inscrit à la surface d'un PPLN. Ce PPLN est placé dans un système de régulation thermique. L'onde convertie est ensuite collimatée avec un objectif de microscope vers un filtre interférentiel. L'onde convertie filtrée est ensuite injectée dans une fibre optique spatialement unimodale à 630 nm et à maintien de polarisation au moyen d'un objectif de microscope.

– **Recombinaison des ondes converties, détection et traitement du signal**

Les ondes converties issues des bancs de conversion de fréquence sont recombinaison au moyen d'un ensemble de coupleurs fibrés spatialement unimodaux à 630 nm et à maintien de polarisation. L'emploi de plusieurs coupleurs fibrés permet d'avoir accès aux niveaux des flux parcourant les voies et au signal interférométrique. Ces signaux sont détectés par des modules de type Si-APD de marque Hamamatsu (C5640-01). Ces modules de détection sont connectés à un système de traitement du signal. Enfin, les données interférométriques sont traitées afin d'extraire les termes de contraste de franges pour une configuration du réseau de télescopes après correction du déséquilibre photométrique éventuel.

Le banc expérimental complet est présenté sur la figure 2.8.

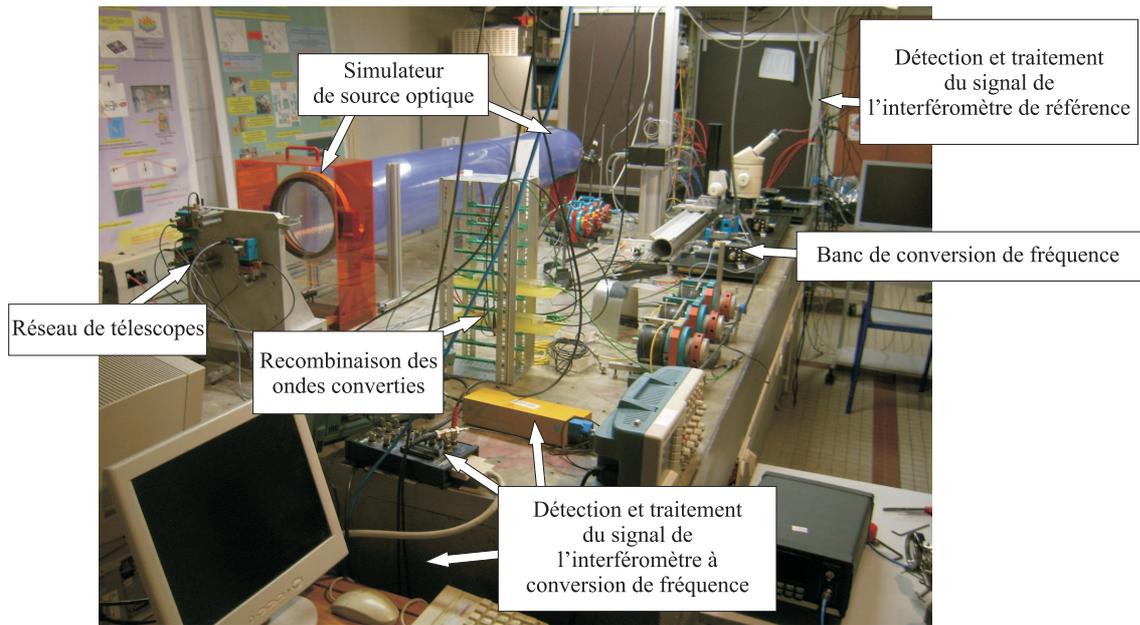


FIGURE 2.8 – Photographie représentant le banc expérimental complet dédié à la récupération du terme de contraste des franges d'interférences avec l'interféromètre à conversion de fréquence et l'interféromètre de référence.

2.2 Résultats expérimentaux : acquisition du contraste des franges d'interférences

Le but des premières expériences menées par Luis Del Rio et Sophie Brustlein, avec le banc expérimental précédemment décrit, était de prouver que la mesure du contraste des franges n'était pas dégradée par le processus de conversion de fréquence. Pour cela, le simulateur de source optique était dans une configuration de source binaire (légèrement déséquilibrée en flux) spatialement incohérente. Le signal interférométrique a été mesuré dans différentes configurations du réseau de télescopes à la fois par l'interféromètre à conversion de fréquence et l'interféromètre de référence.

Sur la figure 2.9, les résultats expérimentaux montrent clairement que les termes de contraste de franges mesurés avec l'interféromètre à conversion de fréquence et l'interféromètre de référence coïncident et sont très proches des valeurs théoriques.

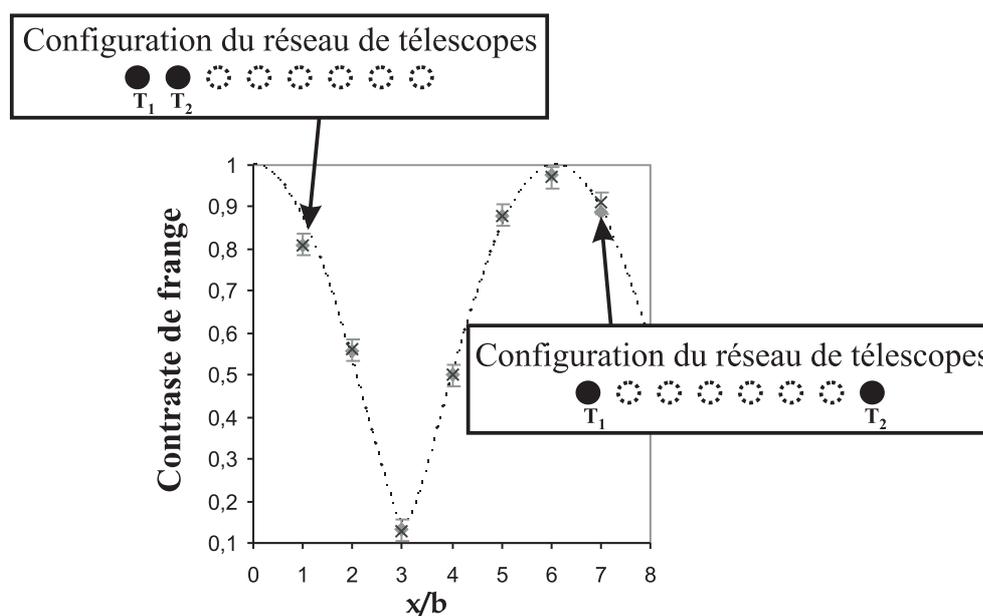


FIGURE 2.9 – Résultats expérimentaux concernant la conservation du contraste de franges obtenus par L. Del Rio et S. Brustlein. Les croix représentent les données obtenues avec l’interféromètre de référence et les losanges représentent les données obtenues avec l’interféromètre à conversion de fréquence, les pointillés représentent les valeurs théoriques.

2.3 Conclusion

Ce banc expérimental a permis de prouver que le processus de conversion de fréquence est compatible avec l’analyse de la cohérence spatiale d’une source optique. Les informations contenues dans le contraste de franges sont extraites d’un signal interférométrique obtenu avec un réseau de deux télescopes. Le banc expérimental a permis de confronter en temps réel les données fournies par un interféromètre de référence et l’interféromètre à conversion de fréquence. Notons que la source optique émet un rayonnement quasi-monochromatique autour de 1542 nm.

La première étape de mon travail de thèse va consister à poursuivre la démonstration expérimentale du fonctionnement d’un interféromètre à conversion de fréquence. Afin de compléter l’étude vérifiant la compatibilité entre l’utilisation d’un processus de conversion de fréquence et l’analyse de la cohérence spatiale de la source optique, j’ai modifié le banc expérimental afin de faire l’acquisition du terme de clôture de phase. La partie qui suit porte sur les modifications que j’ai apportées au banc expérimental, ainsi que les résultats obtenus.

3

Conservation du terme de clôture de phase avec l'interféromètre à conversion de fréquence constitué de trois voies

Contexte

Un interféromètre astronomique permet de faire l'acquisition d'un signal interférométrique fournissant un ou plusieurs termes de phase, suivant la configuration du réseau de télescopes, directement liés à la transformée de Fourier de la distribution angulaire en intensité de la source optique observée. Ces termes de phase enrichissent notablement les informations fournies par les termes de contraste des franges d'interférences. Cependant, le terme de phase associé à un couple de télescopes est corrompu par des perturbations (atmosphériques, mécaniques...).

La technique de clôture de phase permet d'enregistrer un terme de phase uniquement lié à la transformée de Fourier de la distribution angulaire en intensité de la source optique observée. Cette technique nécessite l'utilisation d'un réseau d'au moins trois télescopes.

Notons que l'acquisition des termes de contraste de franges et de clôture de phase, combinée à l'utilisation d'algorithmes de reconstruction d'images permettent de représenter la distribution angulaire en intensité de la source optique observée.

Objectifs scientifiques du banc expérimental

Dans le chapitre précédent, j'ai rappelé la configuration du banc expérimental qui a été utilisée afin de prouver la conservation du terme de contraste des franges d'interférences en employant l'interféromètre à conversion de fréquence fonctionnant sur deux voies interférométriques.

Afin de compléter cette étude concernant l'analyse de la cohérence spatiale basée sur l'utilisation d'un processus de conversion de fréquence, il a fallu vérifier que l'interféromètre à conversion de fréquence est compatible avec la technique de clôture de phase. Pour cela, j'ai modifié le banc expérimental afin de pouvoir effectuer l'acquisition des termes de clôture de phase à la fois avec l'interféromètre de référence et l'interféromètre à conversion de fréquence.

Conditions expérimentales

Comme précédemment, l'acquisition du terme de clôture de phase a été effectuée en utilisant un simulateur de source optique émettant un rayonnement quasi-monochromatique. Ce choix permet de diminuer les contraintes expérimentales en focalisant l'étude sur l'analyse de la cohérence spatiale de la source optique et non sa cohérence temporelle. Comme pour la configuration expérimentale précédente, la différence de chemin optique entre chacune des voies interférométriques n'est pas forcément nulle, mais doit rester inférieure à la longueur de cohérence (environ 90 m) de la source optique (laser DFB à 1542 nm). De plus, l'utilisation d'une source quasi-monochromatique permet de négliger les effets différentiels de dispersion chromatique.

Afin de répondre au cahier des charges des interféromètres fibrés, tous les composants d'optique guidée mis en place sont spatialement unimodaux et à maintien de polarisation.

Dans le cadre de cette étude, l'optimisation du rendement de conversion en puissance ne sera pas une priorité. La configuration expérimentale mise en place avait un niveau de flux suffisamment élevé sur chacune des voies de l'interféromètre à conversion de fréquence pour observer un signal interférométrique dans de bonnes conditions.

Cette partie aura pour but expérimental de vérifier que les observables (ici le terme de clôture de phase) sont bien conservées en employant l'interféromètre à conversion de fréquence. Je

reviendrai sur l'aspect optimisation des modules de conversion de fréquence lors de la partie liée aux prospectives.

3.1 Adaptation du banc expérimental à la technique de clôture de phase

J'ai apporté différentes modifications au banc expérimental afin de le rendre compatible à l'utilisation de la technique de clôture de phase. Ces modifications ont porté sur :

- le simulateur de source optique,
- l'ajout d'une troisième voie interférométrique aux deux interféromètres,
- le système de recombinaison des ondes converties de l'interféromètre à conversion de fréquence.

3.1.1 Modification du simulateur de source optique

Afin de comprendre les modifications apportées au simulateur de source optique, prenons l'expression théorique décrivant la distribution angulaire en intensité, notée $O(\Omega)$, d'une binaire formée de deux sources ponctuelles :

$$O(\Omega) = \delta(\Omega - \Omega_0/2) + \mu\delta(\Omega + \Omega_0/2) \quad (3.1)$$

δ correspond à la distribution de Dirac, Ω_0 à la séparation angulaire entre les sources ponctuelles et μ correspond au déséquilibre de niveau de flux (mesurés en W) entre les sources ponctuelles, avec $\mu = 1$ pour une binaire équilibrée et $\mu = 0$ pour une source ponctuelle.

La transformée de Fourier de l'équation (3.1), notée \tilde{O} , correspond au spectre spatial de la source optique, soit :

$$\tilde{O}(N_{ij}) = \exp(-j\pi N_{ij}\Omega_0) + \mu \exp(j\pi N_{ij}\Omega_0) \quad (3.2)$$

où N_{ij} est une fréquence spatiale dépendant de la distance entre les télescopes T_i-T_j et de la

longueur d'onde de la source optique. La phase du spectre de la source optique, notée φ_{ij} , s'écrit :

$$\varphi_{ij} = \arctan\left(\frac{\mu - 1}{\mu + 1} \tan(\pi N_{ij} \Omega_0)\right) \quad (3.3)$$

L'expression du terme de clôture de phase obtenue avec un réseau de trois télescopes (T_1 , T_2 et T_3) est :

$$\phi = \varphi_{12} + \varphi_{23} + \varphi_{31} \quad (3.4)$$

Ainsi, en insérant l'équation (3.3) dans (3.4), ϕ s'écrit :

$$\begin{aligned} \phi &= \arctan\left(\frac{\mu - 1}{\mu + 1} \tan(\pi N_{12} \Omega_0)\right) \\ &+ \arctan\left(\frac{\mu - 1}{\mu + 1} \tan(\pi N_{23} \Omega_0)\right) \\ &+ \arctan\left(\frac{\mu - 1}{\mu + 1} \tan(\pi N_{31} \Omega_0)\right) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Nous observons que le terme de clôture de phase dépend, entre autre, du déséquilibre du niveau de flux (μ) entre les deux sources ponctuelles de la binaire.

Modification du banc expérimental

Expérimentalement, afin d'obtenir une binaire variable, j'ai remplacé le coupleur, placé après la DFB, par un coupleur fibré de coefficient de partage variable permettant de changer le niveau de flux parcourant chacune des voies (voir figures 3.1 et 3.2). Le réglage du niveau de flux entre chacune des sorties de ce coupleur s'effectue manuellement en tournant une vis de réglage. Ce coupleur fibré variable est à maintien de polarisation et spatialement unimodal à la longueur d'onde de la source optique. Cette configuration permet de contrôler le déséquilibre de niveau de flux de la binaire et ainsi de modifier le terme de clôture de phase à volonté. Ainsi, pour une configuration donnée du réseau de télescopes, le terme de clôture de phase pourra être étudié en fonction de μ .

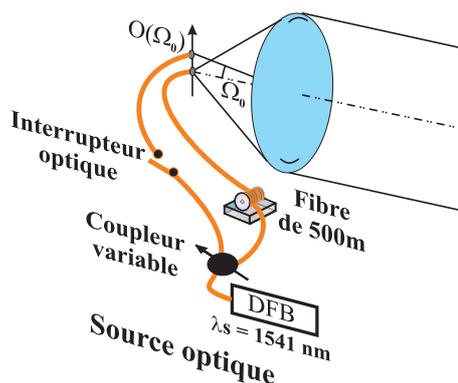


FIGURE 3.1 – Modification apportées à la source optique : ajout d'un coupleur fibré variable.

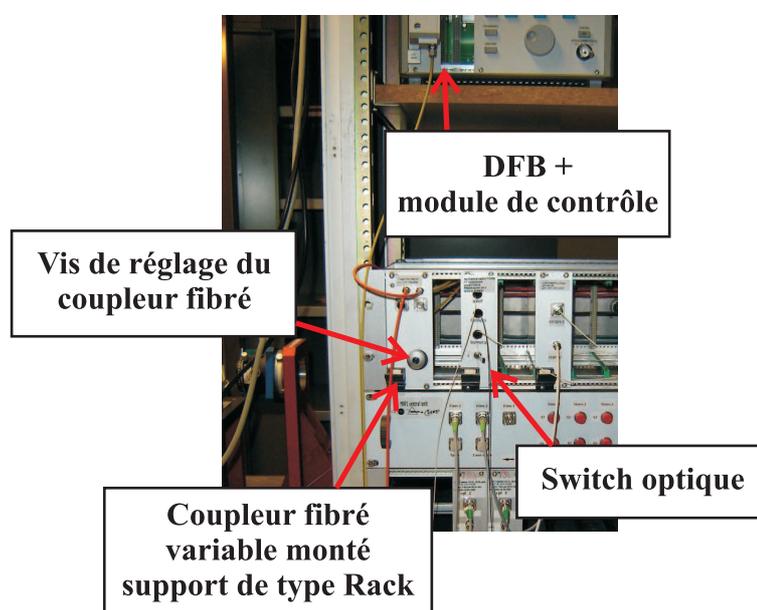


FIGURE 3.2 – Photographie représentant différents éléments constituant la source optique.

Notons que la source optique est toujours orientée afin d'être vue avec une séparation angulaire de $15,4 \mu\text{rad}$. Ce paramètre est important pour la mise en place d'un programme de simulation permettant de décrire l'évolution du terme de clôture de phase en fonction de μ .

3.1.2 Ajout de la troisième voie interférométrique

Le terme de clôture de phase est extrait d'un signal interférométrique fourni par un réseau constitué au minimum de trois télescopes. J'ai donc modifié le banc expérimental afin d'ajouter une troisième voie interférométrique.

Notons que l'ancienne configuration expérimentale, fonctionnant sur deux voies interférométriques, avait été montée en prévision de l'acquisition du terme de clôture de phase. Ainsi, un troisième télescope, une fibre optique unimodale à 1542 nm, un modulateur de chemin optique et un coupleur fibré à coefficient de partage 90 : 10 étaient déjà en place.

Le réseau de télescopes est composé de deux télescopes fixes (T_1 et T_2), espacés d'une longueur de base notée b et d'un troisième télescope (T_3) pouvant être déplacé (par pas multiple de b) sur un axe horizontal passant par T_1 et T_2 . Ce réseau de trois télescopes associé aux coupleurs fibrés alimente en parallèle l'interféromètre de référence et l'interféromètre à conversion de fréquence.

L'interféromètre de référence a été réalisé en employant des éléments du projet MAFL. Celui-ci fonctionnait sur trois voies interférométriques. Ainsi, l'interféromètre de référence est déjà opérationnel, mais a nécessité d'être réglé afin de faire l'acquisition du terme de clôture de phase en fonction du déséquilibre de niveau de flux de la source binaire.

L'interféromètre à conversion de fréquence a été modifié afin d'être compatible avec l'acquisition du terme de clôture de phase. J'ai ajouté une troisième voie interférométrique comportant un étage de conversion de fréquence. Cette troisième voie interférométrique est alimentée par la sortie à 90 % du troisième coupleur fibré placé en amont des interféromètres.

Afin d'éviter de déséquilibrer les niveaux de flux des voies de l'interféromètre à conversion de fréquence, j'ai employé des composants optiques ayant quasiment les mêmes caractéristiques optiques que les deux autres bancs de conversion de fréquence. Ces éléments optiques sont : un multiplexeur fibré, un *pigtail* fixé sur un dispositif de micro-positionnement, une enceinte régulée en température, un PPLN, un objectif de microscope en sortie de PPLN, un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde du signal converti, un objectif de microscope servant à injecter l'onde convertie dans une fibre optique spatialement unimodale à 630 nm et à maintien de polarisation. Une partie du banc de conversion de fréquence est présentée sur la figure 3.3.

Malgré la grande longueur de cohérence de la source optique et de la source de pompe, ces composants ont été positionnés afin de minimiser la différence de marche optique entre chacune des voies interférométriques. Ce choix a été effectué afin d'anticiper l'utilisation de sources optiques ayant une largeur spectrale plus grande et donc des longueurs de cohérence

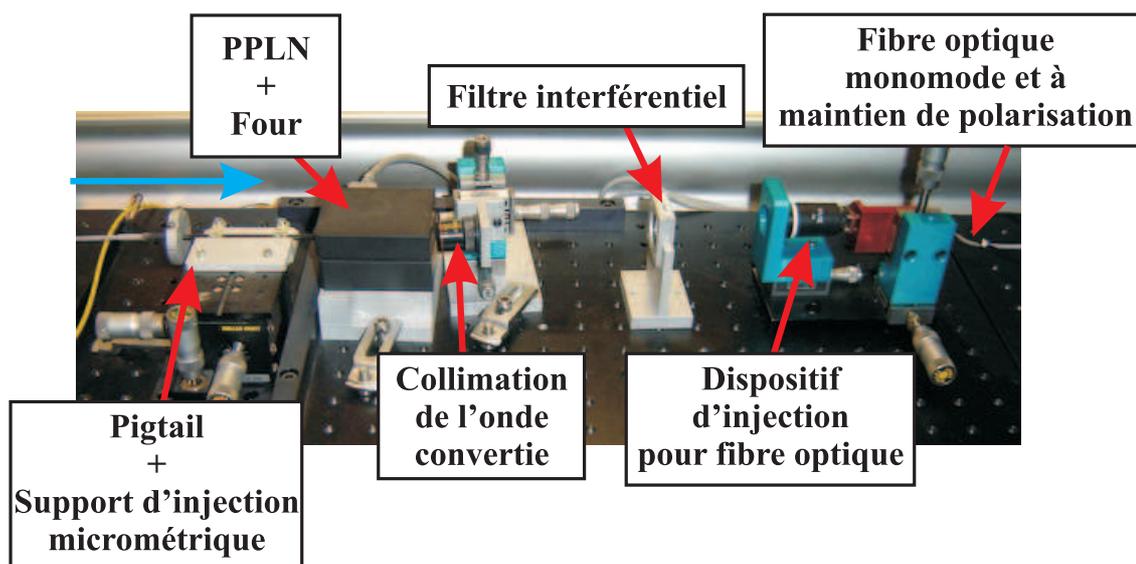


FIGURE 3.3 – Photographie représentant une vue d'ensemble du banc de conversion de fréquence.

temporelle plus petites que la source laser actuellement en place.

Après avoir positionné les composants et vérifié que la propagation est correctement effectuée sur cette troisième voie interférométrique, j'ai réglé l'étage de conversion de fréquence.

Le cristal non linéaire de PPLN que j'ai employé pour ce troisième banc de conversion de fréquence est constitué d'environ 25 guides d'onde optiques ayant des caractéristiques différentes (pas d'inversion périodique de la susceptibilité non linéaire et largeur du guide). La figure 3.4 présente une vue de dessus d'un des PPLNs. Ces derniers sont issus d'une collaboration avec l'université de Paderborn.

Notons, que la face d'entrée et de sortie du PPLN ne sont pas perpendiculaires aux guides d'ondes inscrits en surface. Cette caractéristique permet de limiter les problèmes liés aux réflexions de Fresnel des ondes sur les faces d'entrée et de sortie du guide d'onde optique.

Les guides d'onde ayant des caractéristiques différentes (diamètre du guide, pas d'inversion périodique ...), les conditions d'accord de phase sont différentes pour chacun d'eux. Ainsi, la température de fonctionnement permettant de convertir l'onde source à 1542 nm vers une onde convertie à 630 nm ne sera pas la même pour chaque guide. Certains guides d'onde ne sont pas opérationnels (présence d'impacts en entrée ou sur la surface du PPLN). J'ai donc choisi l'un des guides d'onde optique inscrits à la surface du PPLN en fixant deux critères.

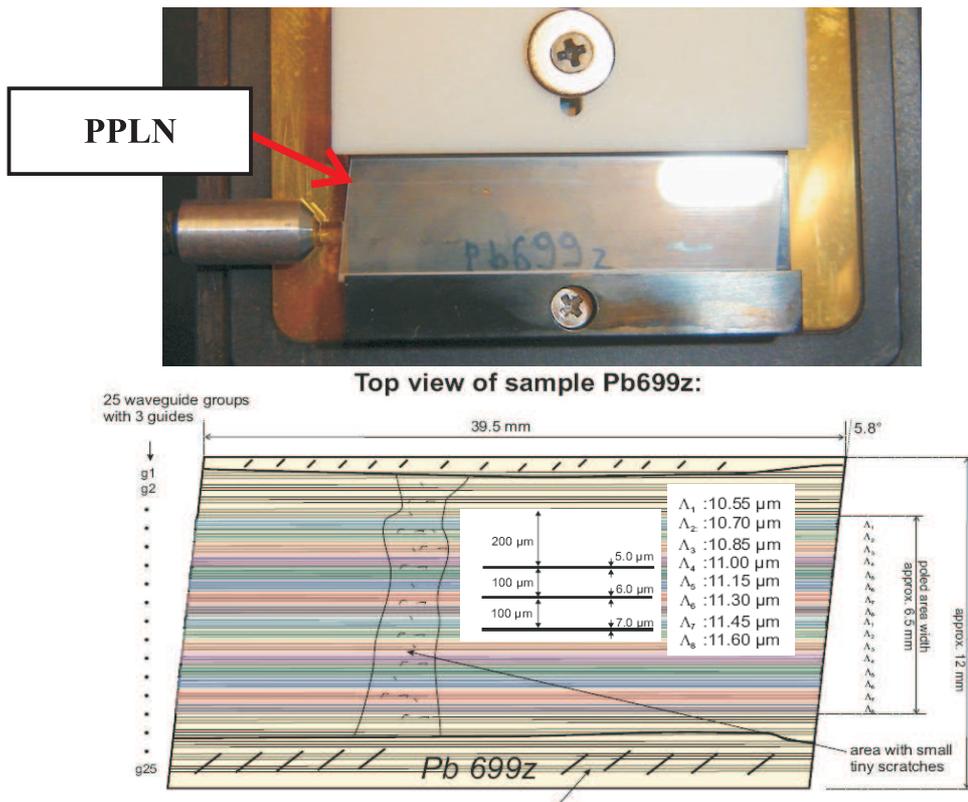


FIGURE 3.4 – La photographie du haut représente une vue de dessus du PPLN. En dessous, la position, les caractéristiques des guides d’ondes optiques et l’état de surface du PPLN sont indiqués.

Le premier est l’allure spatiale de l’onde convertie, celle-ci devait être unimodale. Le deuxième critère est lié au niveau de flux de l’onde convertie. Celui-ci a été choisi afin que le *rendement global de transmission* soit similaire aux deux autres bancs de conversion de fréquence. Je reviendrai plus en détail dans la suite du manuscrit sur ce rendement global de transmission. Notons que dans la configuration à deux voies interférométriques, le niveau de flux fourni par la source de pompe était divisé par deux. Dans la nouvelle configuration dédiée à la clôture de phase, j’ai employé un coupleur fibré 1×4 , la quatrième voie n’étant pas utilisée. Ainsi, le niveau de flux de la source de pompe est inférieur à l’ancienne configuration.

De plus, cette troisième voie interférométrique alimente un système de recombinaison optique différent du système de recombinaison fibré employé pour l’acquisition des termes de contraste de franges.

3.1.3 Modification du système de recombinaison optique de l'interféromètre à conversion de fréquence

La recombinaison des ondes se propageant sur les voies d'un interféromètre doit être effectuée en limitant les termes de phase aléatoires ne pouvant être corrigés par la technique de clôture de phase. Ces termes de phase aléatoires dus aux perturbations (atmosphériques, mécaniques...) peuvent rendre impossible la mesure du terme de clôture de phase.

Expérimentalement, le système de recombinaison de l'interféromètre à conversion de fréquence fonctionnant sur trois voies pouvait être réalisé de deux façons en employant des éléments disponibles dans notre laboratoire.

Le principe de fonctionnement de ces deux systèmes de recombinaison possibles est présenté à la figure 3.5. Le système présenté à gauche est à base de coupleurs fibrés. Remarquons qu'une fibre optique est très sensible aux vibrations mécaniques et aux différences de température. Ainsi, si les coupleurs fibrés ne sont pas isolés de ces perturbations, alors un terme de phase aléatoire, φ'_F , s'ajoute au terme de phase du champ électrique se propageant au sein de la fibre optique. Ce défaut de phase ne peut être corrigé en employant la technique de clôture de phase car aucun terme différentiel $-\varphi'_F$ n'existe.

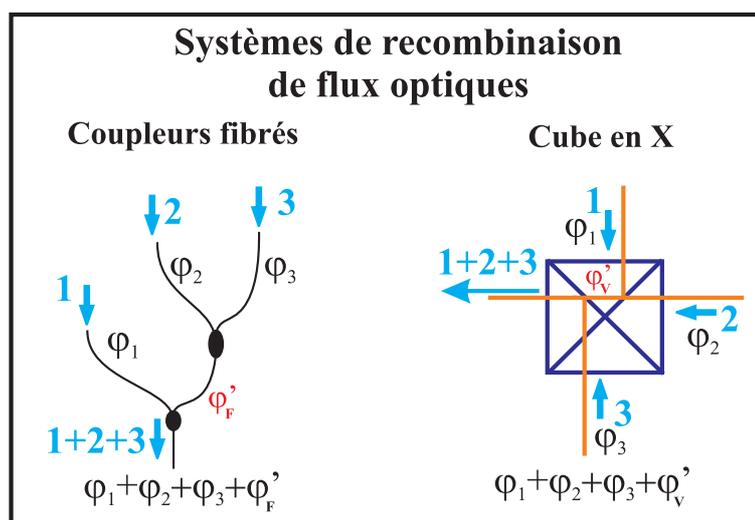


FIGURE 3.5 – Différence entre un système de recombinaison fibré et volumique. Les ondes notées 1, 2 et 3 correspondent aux ondes converties provenant des bancs de conversion de fréquence. Les systèmes de recombinaison optique permettent aux ondes de se propager suivant le même axe optique.

La figure 3.5 (droite) représente une configuration où la recombinaison optique s'effectue à l'intérieur d'un composant massif appelé cube en X. Comme pour la configuration fibrée, un terme de phase aléatoire φ'_V existe. Un composant massif est moins sensible aux perturbations mécaniques et aux différences de température qu'une fibre optique' d'autant plus que le terme φ'_V n'est créé que sur une distance de quelques millimètres, alors que le terme φ'_F l'est sur une distance d'au moins plusieurs centimètres.

La figure 3.6 présente la configuration expérimentale que j'ai mise en place se basant sur un système de recombinaison utilisant cube en X. Cet élément a été précédemment employé dans le cadre du projet OAST2 [Lon02].

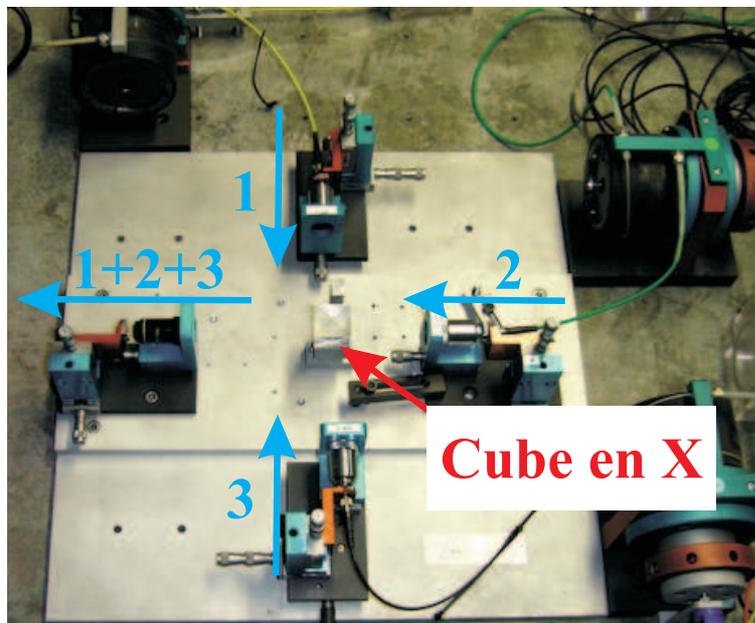


FIGURE 3.6 – Système de recombinaison des ondes converties issues des modules de conversion de fréquence.

L'onde convertie issue des fibres optiques est collimatée en employant des objectifs de microscope. L'ensemble des ondes converties collimatées éclaire le cube en X. Le signal interférométrique est obtenu à partir de la recombinaison optique des ondes converties collimatées, se propageant suivant le même axe optique, à l'intérieur du cube en X.

Le mélange interférométrique, issue du cube en X, se propage en espace libre et est injecté dans une fibre optique spatialement unimodale à 630 nm. Le réglage de ce système de recombinaison est assez délicat car la propagation de l'ensemble des ondes converties doit se faire dans un même

axe tout en optimisant l'injection du signal interférométrique dans une fibre optique. Notons que ce système de recombinaison volumique ne permet pas l'acquisition simultanée des niveaux de flux parcourant les voies de l'interféromètre à conversion de fréquence. Remarquons que l'acquisition d'un terme de clôture de phase ne dépend pas de la différence de niveau de flux entre les voies interférométriques. Néanmoins, il est nécessaire d'avoir un rapport signal sur bruit suffisamment élevé pour effectuer une mesure fiable de ce terme de clôture de phase.

Le système de recombinaison de l'interféromètre de référence est quant à lui basé sur un composant d'optique intégrée permettant de limiter la présence de défauts de phase ne pouvant être corrigés par la technique de clôture de phase. Comme nous le verrons plus tard, les termes de clôture de phase obtenus avec l'interféromètre de référence sont très stables et non biaisés.

La configuration expérimentale finale est présentée sur les figures 3.7 et 3.8.

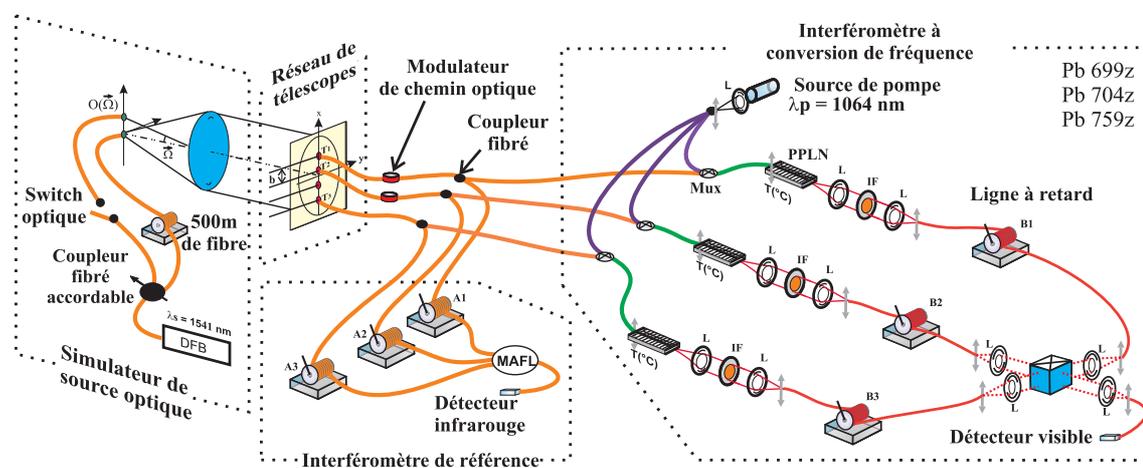


FIGURE 3.7 – Banc expérimental dédié à la mesure de la clôture de phase. La source optique éclaire un réseau de télescopes. Ce réseau alimente l'interféromètre de référence et l'interféromètre à conversion de fréquence fonctionnant en parallèle.

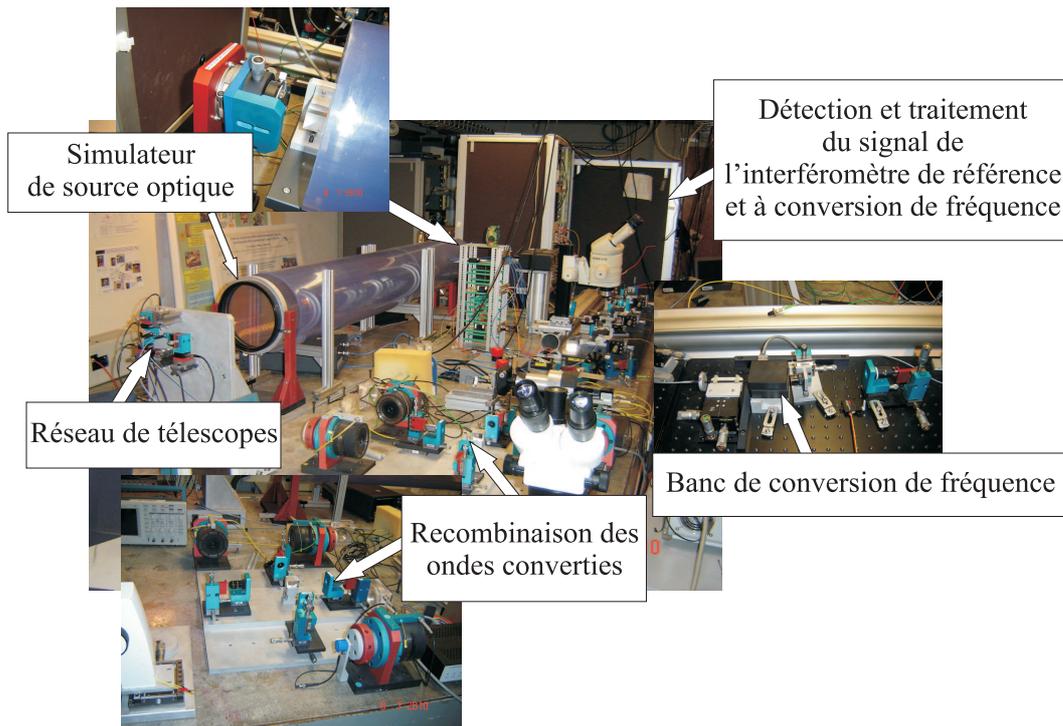


FIGURE 3.8 – Photographie représentant une vue d’ensemble du banc expérimental dédié à l’acquisition du terme de clôture de phase avec l’interféromètre à conversion de fréquence et l’interféromètre de référence.

3.2 Détection et acquisition du signal interférométrique avec l’interféromètre à conversion de fréquence

3.2.1 Bilan énergétique

Dans un premier temps, j’ai vérifié que le niveau de flux en sortie de la fibre optique du système de recombinaison volumique était suffisamment élevé pour être détecté par le détecteur visible monopixel. Celui-ci est de marque Hamamatsu (C5640-01) et a précédemment été employé pour l’acquisition du contraste de franges avec l’interféromètre à conversion de fréquence. Le seuil minimal de détection est de l’ordre de la dizaine de picowatts.

Le rendement global de transmission entre l’entrée du multiplexeur et la sortie de la fibre optique alimentant le détecteur visible est de 0,03 % (voir figure 3.9 page 85). Ce rendement global de transmission prend en compte les pertes optiques du multiplexeur, l’injection et la propagation dans le guide d’onde inscrit sur le PPLN, le système de collimation, le filtre interférentiel,

le système de filtrage (spectral et spatial) et le système de recombinaison optique. Le rendement de conversion en puissance est pris en compte dans le rendement global de transmission. Notons que le niveau de flux de 100 nW obtenu en entrée des multiplexeurs correspond au niveau de flux fourni par une source ponctuelle observée par le réseau de télescopes.

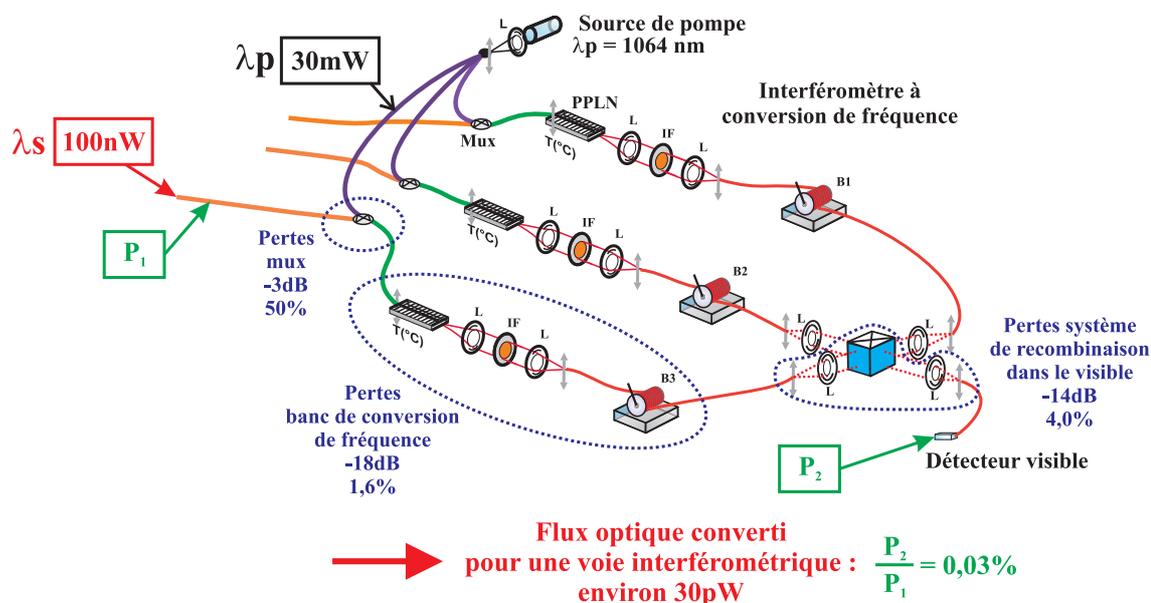


FIGURE 3.9 – Estimation du seuil de détection pour l’acquisition du signal interférométrique pour l’interféromètre à conversion de fréquence.

Le niveau de flux de la source de pompe en sortie de multiplexeur est d’environ 30 mW. En sortie du système de recombinaison optique, le niveau de flux de l’onde convertie vaut environ 30 pW par voie de conversion de fréquence, d’où un signal moyen d’environ 90 pW, dix fois supérieur au seuil de détection du détecteur visible monopixel.

Les pertes optiques sur l’une des voies de l’interféromètre à conversion de fréquence sont indiquées sur la figure 3.9. Ces pertes sont sensiblement identiques pour l’ensemble des voies de l’interféromètres.

Mon objectif n’a donc pas été d’optimiser les facteurs de transmission ou le rendement de conversion de fréquence, mais d’être dans une configuration permettant de valider que le terme de clôture de phase est bien conservé en employant notre interféromètre à conversion de fréquence.

J’ai ensuite vérifié la présence de franges d’interférences avec les trois voies de l’interféromètre à conversion de fréquence. La figure 3.10 montre une capture d’écran représentant la transformée

de Fourier du signal interférométrique obtenue avec l'interféromètre à conversion de fréquence. Le simulateur de source optique est dans une configuration de source ponctuelle.

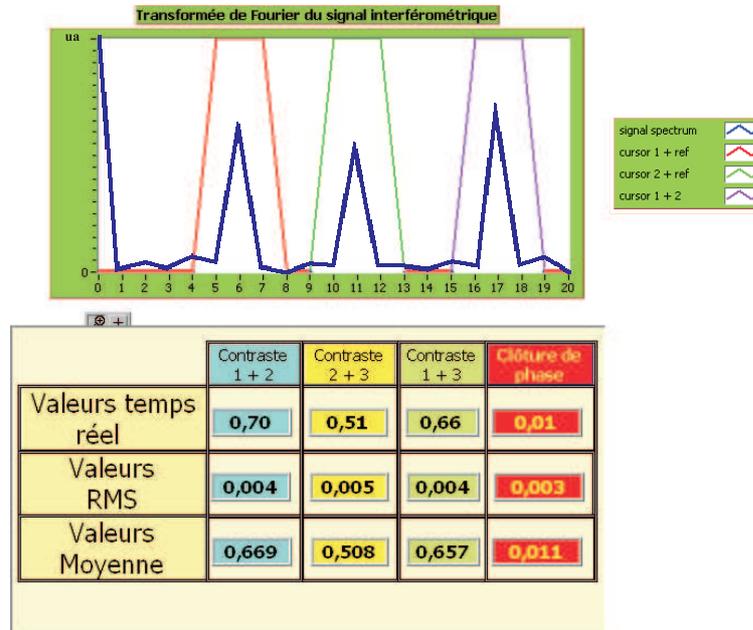


FIGURE 3.10 – Capture d'écran des premières franges obtenues sur trois voies interférométriques. Les termes de clôture de phase et d'écart-types sont exprimés en radian. La différence de niveau de flux entre les voies interférométriques n'est pas prise en compte.

Les termes de contraste de franges et de clôture de phase sont extraits de la transformée de Fourier du signal interférométrique temporel. Cependant, comme je n'ai pas pris en compte la différence de niveau de flux entre les voies interférométriques, les valeurs de contrastes calculées ne sont pas fiables.

La valeur moyenne du terme de clôture de phase sur 30 acquisitions successives est proche de 0. De plus, l'écart-type (RMS) de 0,011 rad montre que le terme de clôture de phase est stable au cours du temps d'acquisition. Ces résultats prouvent la stabilité du système de recombinaison optique et des systèmes de régulation thermique des PPLNs pendant la durée du temps d'acquisition. L'acquisition du signal interférométrique est effectuée à partir d'une interface graphique que j'ai programmée sous Labview. Ce programme permet de contrôler la fréquence d'échantillonnage de la carte d'acquisition branchée au détecteur visible. La durée d'acquisition est d'environ 140 ms (Fréquence d'échantillonnage : 14,5 kHz et nombre d'échantillons : 2048). Ces paramètres ont été choisis afin que la durée d'acquisition du signal interférométrique pour l'interféromètre

de référence et pour l'interféromètre à conversion de fréquence soit la même.

Dans la partie qui suit, j'indique comment le signal interférométrique a été observé dans le domaine temporel.

3.2.2 Observation du signal interférométrique dans le domaine temporel

L'acquisition du signal interférométrique dans le domaine temporel permet d'employer un détecteur monopixel. Ce dernier est simple à mettre en place et les observables sont extraites de la transformée de Fourier du signal interférométrique.

Cette observation dans le domaine temporel est assurée par l'utilisation de modulateurs de chemin optique fibrés placés en amont des deux interféromètres. La figure 3.11 représente l'un des modulateurs de chemin optique permettant d'observer le signal interférométrique dans le domaine temporel. Les modulateurs de chemin optique sont constitués d'une fibre optique enroulée autour d'une céramique piézoélectrique. Un générateur de tension (± 150 V) permet de dilater et de contracter la céramique piézoélectrique. Cette dilatation ou contraction modifie la longueur de la fibre optique enroulée.

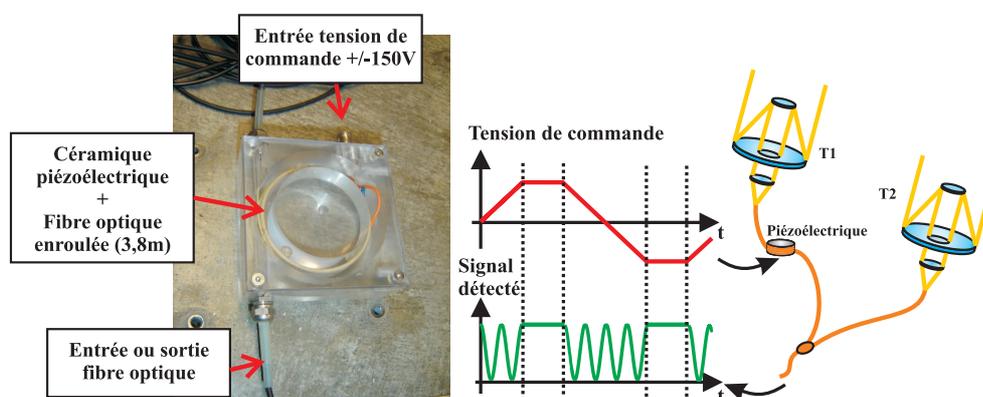


FIGURE 3.11 – À gauche : photographie du dispositif de modulation temporelle de chemin optique. À droite : principe de fonctionnement du modulateur temporel de chemin optique.

L'utilisation de ce type de modulateur de chemin optique a montré que la modification de chemin optique est linéaire au cours du temps, que les déformations géométriques de la fibre optique ne génèrent pas de pertes du niveau de flux, ni de couplage des modes de polarisation entre axe lent et rapide de la fibre optique [Del00a].

Pour générer trois modulations des franges d'interférences, il est suffisant d'employer deux modulateurs de chemin optique. En effet, comme présenté dans la figure 3.12, en commandant les céramiques piézoélectriques avec des tensions de pentes différentes, il est alors possible d'obtenir une modulation de la différence de marche optique propre à chaque couple de télescopes. Notons que les trois systèmes de franges possèdent ainsi une fréquence de modulation différente permettant d'éviter tout mélange d'information.

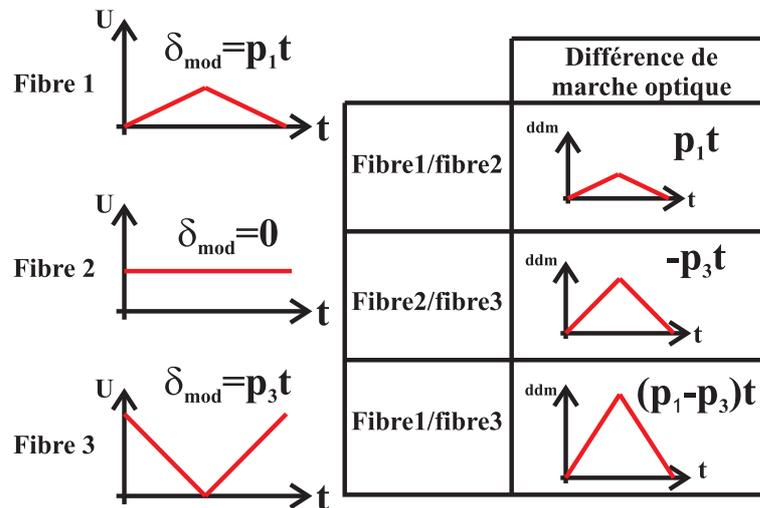


FIGURE 3.12 – Modulations linéaire des chemins optiques.

La figure 3.13 reprend le principe de la modulation temporelle et plus particulièrement l'observation du signal interférométrique. La position des pics de la transformée de Fourier est directement liée au nombre de franges d'interférences d'un couple de télescopes.

Cette modulation optique doit être effectuée en obtenant un nombre entier de franges d'interférences sur la fenêtre d'acquisition pour chacun des couples de télescopes afin de simplifier le traitement du signal.

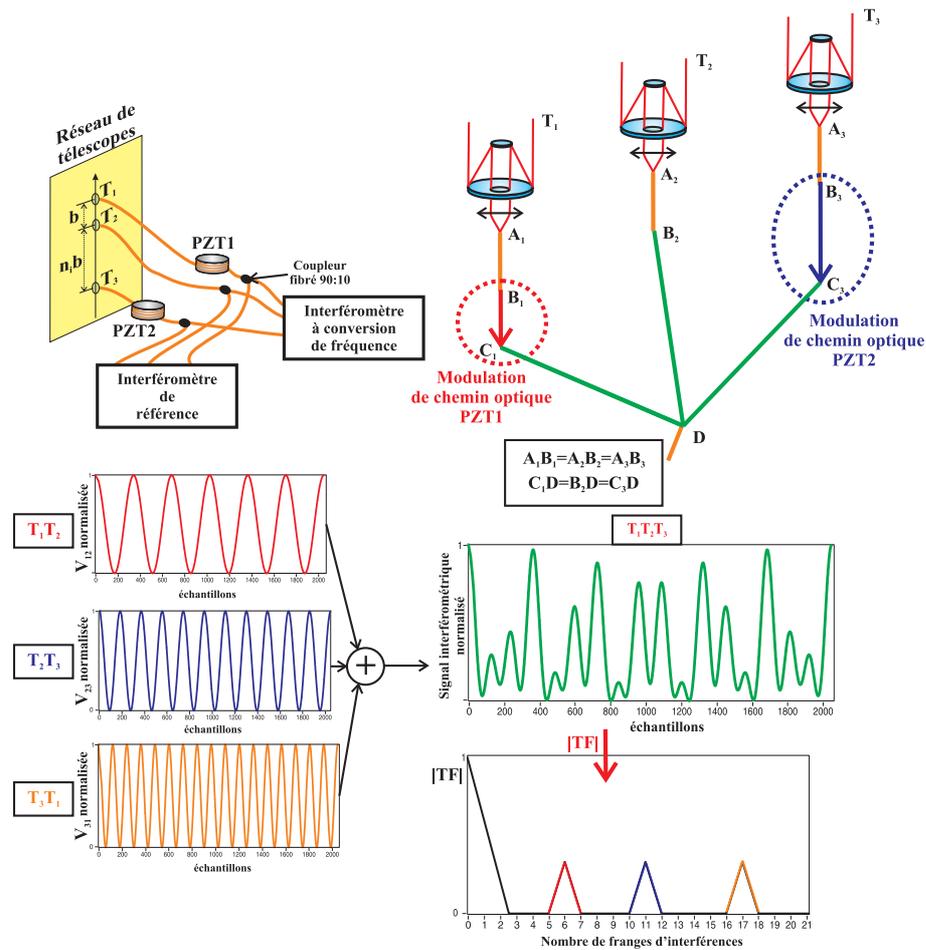


FIGURE 3.13 – Les modulateurs de chemin optique permettent d’observer le signal interférométrique dans le domaine temporel. En appliquant différentes tensions de commande à chacun des modulateurs de chemin optique, il est possible d’obtenir un nombre de franges d’interférences entier associé à un couple de télescopes T_i-T_j . Le signal interférométrique correspond à la somme des trois systèmes de franges d’interférences différents. La transformée de Fourier du signal interférométrique permet de remonter directement au nombre de franges d’interférences associé au couple de télescopes.

3.3 Acquisition simultanée des signaux interférométriques provenant des interféromètres

L’objectif est d’obtenir un même signal interférométrique sur les deux interféromètres. Observons l’impact de la conversion de fréquence sur l’analyse du signal interférométrique.

Dans un premier temps, les modulateurs de chemin optique, placés en amont des deux interféromètres fonctionnant en parallèle, permettent d’appliquer les mêmes modulations de chemin

optique aux champs électromagnétiques issus de la source optique de fréquence ν_{IR} .

Observons la figure 3.14. Le champ électrique associé à la source optique, noté E_i^{IR} , en entrée du multiplexeur peut s'écrire :

$$E_i^{IR} = A_i^{IR} \exp\left(j \frac{2\pi\nu_{IR}\delta_i(t)}{v}\right) \exp(j2\pi\nu_{IR}t) \quad (3.6)$$

avec ν_{IR} la fréquence de la source optique, v la vitesse de propagation et $\delta_i(t)$ et A_i^{IR} sont respectivement la modulation temporelle de chemin optique et l'amplitude l'onde infrarouge pour la voie i avec $i = 1, 2$ ou 3 .

Prenons un couple de télescopes T_i-T_j , le mélange interférométrique obtenu directement dans

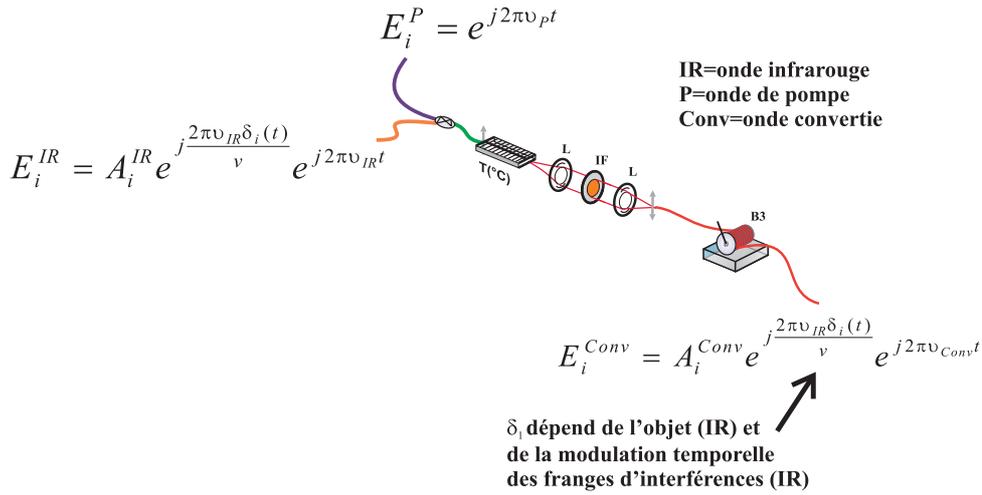


FIGURE 3.14 – Expression des champs électriques en entrée et en sortie d'une voie de l'interféromètre à conversion de fréquence.

l'infrarouge (avec l'interféromètre de référence), permet d'obtenir un terme de phase égal à :

$$\frac{2\pi (\delta_j(t) - \delta_i(t)) \nu_{IR}}{v} = \varphi_0 + \varphi_{mod} \quad (3.7)$$

φ_0 est un terme de phase fixe, pouvant dépendre de la source optique et φ_{mod} dépend de la modulation temporelle de chemin optique. Les termes de phase aléatoire ne sont pas pris en compte (bruit instrumental, perturbation atmosphérique...).

Après conversion de fréquence, le champ électrique de l'onde convertie s'écrit :

$$E_i^{\text{conv}} = A_i^{\text{conv}} \exp\left(j\frac{2\pi\nu_{IR}\delta_i(t)}{v}\right) \exp(j2\pi\nu_{\text{conv}}t) \quad (3.8)$$

avec ν_{conv} la fréquence de la source convertie et A_i^{conv} l'amplitude l'onde convertie pour la voie i avec $i = 1, 2$ ou 3 .

Le processus de conversion de fréquence correspond à un changement de porteuse. Ainsi, le signal interférométrique contient le même nombre de franges d'interférences que dans l'interféromètre de référence. De ce fait, la fenêtre d'acquisition du signal interférométrique doit être de même durée que celle du signal interférométrique obtenu en infrarouge.

Notons que les systèmes d'acquisition visible et infrarouge sont déclenchés par un même signal (lié au système de modulation des céramiques piézoélectriques).

Voyons si expérimentalement l'acquisition du terme de clôture de phase est compatible avec l'interféromètre à conversion de fréquence.

3.4 Réglage du banc expérimental

Une fois que l'ensemble de ces modifications ont été apportées, j'ai procédé aux réglages progressifs du banc expérimental afin de faire l'acquisition du terme de clôture de phase simultanément avec l'interféromètre de référence et l'interféromètre à conversion de fréquence.

3.4.1 Injection de l'onde issue du simulateur de source optique à l'intérieur du réseau de télescopes

Dans un premier temps, j'ai réglé les systèmes de micro-positionnement des fibres optiques du réseau de télescopes afin d'optimiser l'injection de l'onde issue du simulateur de source optique.

Cette étape est effectuée en faisant attention au diagramme d'antenne du couple télescope/fibre optique. Notons que les problèmes de diagramme d'antenne ont été traités en détail dans le cadre de la thèse d'Emmanuel Longueteau [Lon02].

Chaque couple télescope/fibre optique voit une source optique différente si l'injection de l'onde n'est pas effectuée suivant le maximum du diagramme de rayonnement. Ainsi, un défaut de pointage peut affecter le contraste de franges associé à un couple de télescopes.

Le réseau de télescope que j'utilise a été conçu afin de limiter les défauts de pointage. Par précaution, j'ai effectué l'optimisation de l'injection de l'onde issue du simulateur de source optique à l'intérieur d'une fibre optique (alimentée par un télescope), en employant une binaire (dont les niveaux de flux entre les sources ponctuelles sont équivalents). Pour cela, j'ai modifié le coupleur fibré à coefficient de flux variable afin d'égaliser les niveaux de flux en sortie de la fibre de 500 m et de l'interrupteur optique. Le pointage d'un système [télescope+fibre optique] est ainsi optimisé sur le barycentre de la binaire. Cette méthode permet une bonne optimisation de l'orientation du diagramme d'antenne.

Une fois l'injection au niveau du réseau de télescopes effectuée, j'ai réglé l'interféromètre de référence.

3.4.2 Calibrage de l'interféromètre de référence

L'acquisition du terme de clôture de phase peut être effectuée en employant un interféromètre fonctionnant avec des niveaux de flux différents parcourant les voies interférométriques. Cependant, pour s'assurer que les valeurs fournies par l'interféromètre de référence sont fiables, j'ai effectué un calibrage complet.

Dans un premier temps, j'ai pris en compte les niveaux des *offsets* des détecteurs. Lorsque le réseau de télescopes n'est pas alimenté par le simulateur de source optique, les *offsets* sont annulés au niveau du programme d'acquisition sous Labview. Le réglage des *offsets* est effectué une seule fois. En effet, le décalage d'un détecteur est constant sur la durée d'acquisition.

Ensuite, la différence de niveau de flux parcourant les voies de l'interféromètre de référence est prise en compte au niveau du programme d'acquisition Labview. De la même façon que pour le réglage des *offsets*, l'étape de photométrie est effectuée une seule fois car les niveaux de flux parcourant les bras de l'interféromètre de référence sont stables au cours de la durée d'acquisition.

La dernière étape de réglage de l'interféromètre de référence est l'étape de calibrage des termes

de contraste et de clôture de phase. Celle-ci s'effectue en observant une source optique dont les caractéristiques sont parfaitement connues. Cette étape permet de récupérer des observables fiables en observant une source optique quelconque. L'interféromètre de référence est calibré en observant une source ponctuelle. Dans cette configuration, le terme de clôture de phase vaut théoriquement 0. Le tableau 4.5 indique la valeur brute du terme de clôture de phase, ϕ_B , obtenue avec l'interféromètre de référence. $\phi_B(IR)$ est obtenu après 30 acquisitions successives du signal interférométrique.

TABLE 3.1 – Termes de clôture de phase bruts obtenus avec l'interféromètre de référence

	$\phi_B(IR)$
Valeur moyenne	0,006 rad
RMS	0,001 rad

Le terme de clôture de phase est très proche de 0, le très faible RMS (écart-type) montre bien que l'interféromètre de référence fournit des mesures fiables.

3.4.3 Réglage de l'interféromètre à conversion de fréquence

Cette étape est la plus sensible au niveau du réglage du banc expérimental. En effet, le point de fonctionnement permettant de convertir au mieux la source optique sur chacun des bancs de conversion de fréquence s'est avéré peu stable dans le temps. Ce problème de stabilité est principalement dû au système d'asservissement en température des PPLNs. Au bout d'une trentaine de minutes, les bancs de conversion de fréquence doivent à nouveau être optimisés (injection à l'intérieur du guide d'onde du PPLN, voire modification de la température de fonctionnement des PPLNs). Cette optimisation est effectuée sur chacun des bancs de conversion de fréquence afin de retrouver le niveau de flux converti optimal.

Notons que le niveau de flux de l'onde convertie ne peut être finement ajusté en réglant la température de consigne. Une modification de 0,1 °C sur la température de consigne, entraîne une diminution de -3 dB du niveau de flux de l'onde convertie. Sachant que la résolution des systèmes de régulation thermique est de 0,1 °C, l'optimisation des bancs de conversion de fréquence est très délicate dans cette configuration expérimentale.

Malgré ces problèmes, chacun des bancs de conversion de fréquence reste suffisamment stable

dans le temps pour effectuer l'acquisition des termes de clôture de phase.

3.4.4 Calibrage de l'interféromètre à conversion de fréquence

Les étapes de photométrie n'ont pas été effectuées avec l'interféromètre à conversion de fréquence. De la même façon qu'avec l'interféromètre de référence, j'ai fait l'acquisition du terme de clôture de phase en observant une source ponctuelle. La valeur moyenne du terme de clôture de phase brute $\phi_B(VIS)$ et son écart-type (RMS) sont donnés dans le tableau 3.2.

TABLE 3.2 – Termes de clôture de phase bruts obtenus avec l'interféromètre à conversion de fréquence

	$\phi_B(VIS)$
Valeur moyenne	0,011 rad
RMS	0,003 rad

Ces résultats sont très satisfaisants et permettent d'envisager des mesures fiables sur des sources optiques complexes.

3.5 Acquisition des termes de clôture de phase

La courbe présentée à la figure 3.15 montre l'évolution des termes de phase associés à un couple de télescopes T_i-T_j . Ces résultats sont obtenus avec l'interféromètre de référence. Comme nous pouvons le constater, même en laboratoire, les termes de phases φ_{ij} ne sont pas constants et varient de façon chaotique au cours du temps. La technique de clôture de phase permet de corriger ces défauts de phase et ainsi d'obtenir un terme de phase directement lié à la source ponctuelle observée.

Une fois que les deux interféromètres sont calibrés, le simulateur de source optique est réglé en configuration source binaire. J'ai effectué l'acquisition des termes de clôture de phase en modifiant le déséquilibre de niveau de flux de la source binaire pour une configuration donnée du réseau de télescopes.

J'ai choisi trois configurations différentes du réseau de télescopes à partir d'une simulation (Labview) d'un interféromètre à trois voies. Cette simulation prend en compte les caractéristiques

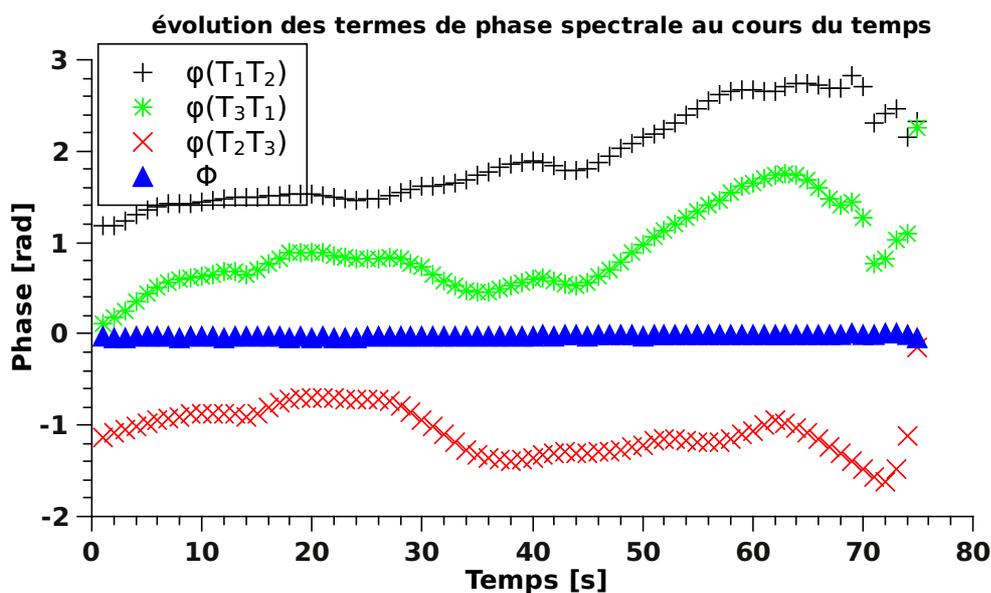


FIGURE 3.15 – Évolution des termes de phase φ au cours du temps pour un couple de télescopes T_i-T_j observant une source ponctuelle. Le terme de clôture de phase (ϕ) est obtenu avec l'interféromètre de référence.

de la source optique binaire et du réseau de télescopes. La figure 3.16 reprend les résultats de cette simulation pour quatre configurations différentes du réseau de télescopes. Ainsi, la variation du terme de clôture de phase n'est pas la même en fonction de la configuration du réseau de télescopes. J'ai choisi trois cas différents :

- cas A : faible variation de ϕ , entre $\pm 0,15$ rad
- cas B : variation moyenne de ϕ , entre ± 1 rad
- cas C : forte variation de ϕ , entre $-2,25$ à 3 rad

Les termes de clôture de phase sont enregistrés simultanément avec l'interféromètre de référence et l'interféromètre à conversion de fréquence pour une configuration du réseau de télescopes bien définie.

Après avoir changé la configuration du réseau de télescopes, j'effectue à nouveau un réglage complet du banc expérimental, suivi d'un calibrage des interféromètres et de l'acquisition des termes de clôture de phase.

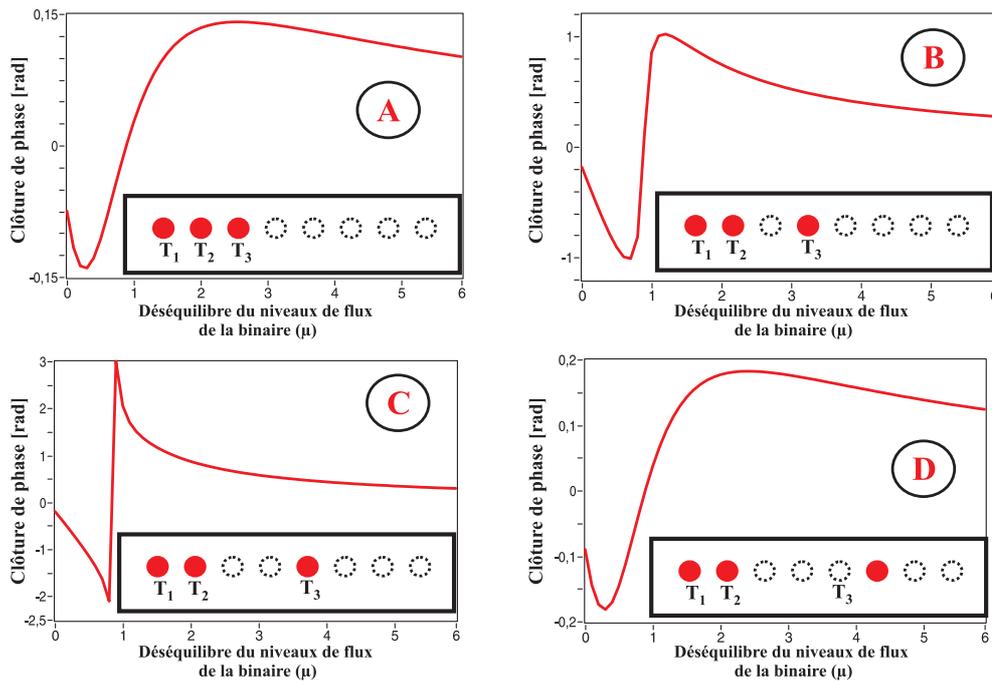


FIGURE 3.16 – Simulations des différentes configurations du réseau de télescopes et évolution du terme de clôture de phase associé en fonction du déséquilibre du niveau de flux de la binaire (μ).

3.5.1 Résultats expérimentaux

Les courbes représentées sur la figure 3.17 montrent l'évolution expérimentale du terme de clôture de phase en fonction du déséquilibre du niveau de flux entre les deux sources ponctuelles formant une binaire. Ces courbes montrent clairement que le terme de clôture de phase est conservé en employant notre interféromètre à conversion de fréquence.

Les valeurs expérimentales obtenues avec l'interféromètre à conversion de fréquence concordent avec celles de l'interféromètre de référence ainsi qu'avec les valeurs théoriques de clôture de phase.

Par soucis de clarté, je n'ai représenté que les barres d'erreur pour les données où le terme de clôture de phase varie peu. En moyenne, les barres d'erreurs sont respectivement de 5 mrad et 10 mrad pour l'interféromètre de référence et l'interféromètre à conversion de fréquence.

Un point expérimental est obtenu après une moyenne effectuée sur 30 acquisitions successives du terme de clôture de phase pour chacun des interféromètres. La stabilité du déséquilibre du niveau de flux de la binaire est meilleur que 3 % (barres d'erreurs horizontales non représentées).

Ces résultats montrent que l'interféromètre à conversion de fréquence permet bien de conser-

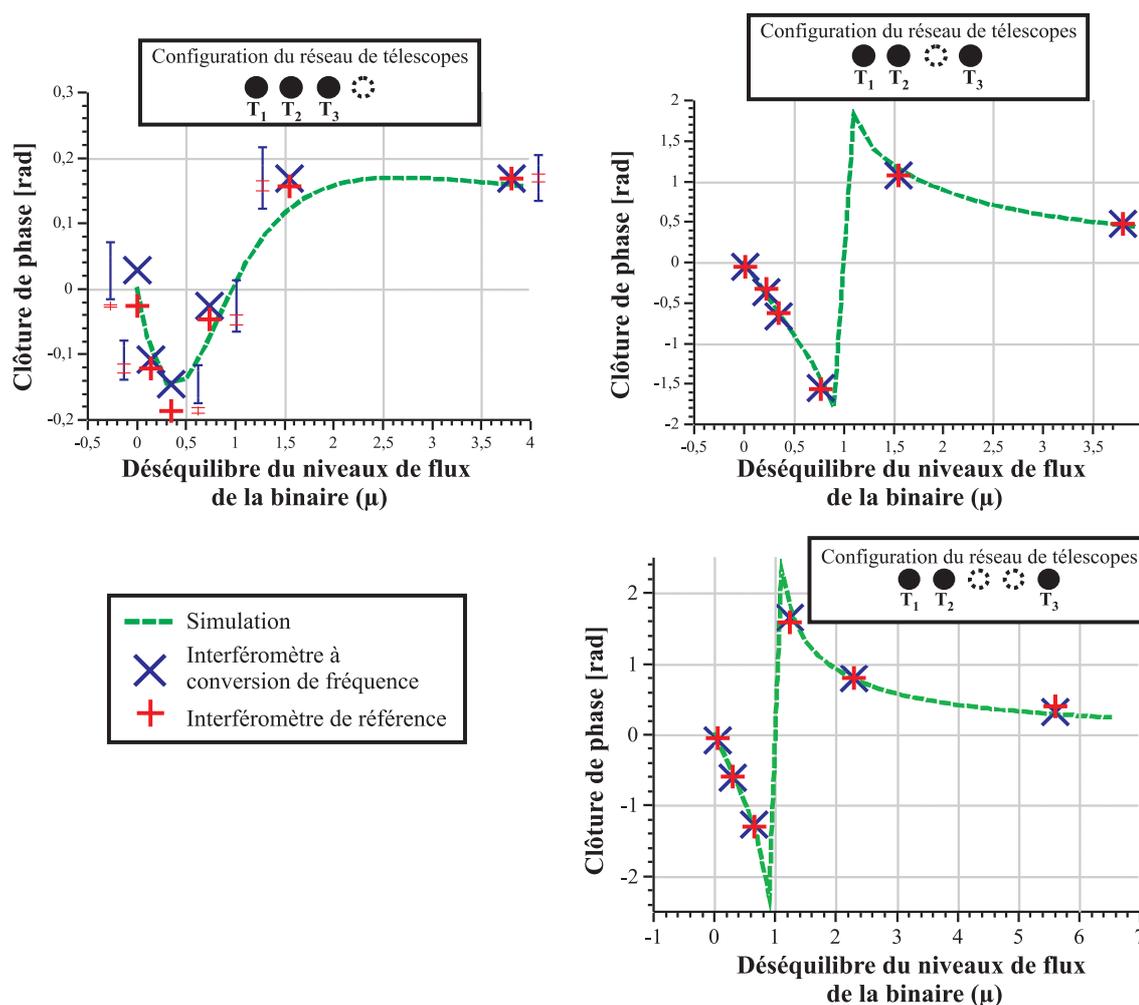


FIGURE 3.17 – Acquisition des termes de clôture de phase à la fois avec l’interféromètre à conversion de fréquence et l’interféromètre de référence. Les + représentent les données obtenues avec l’interféromètre de référence et les × représentent les données fournies par l’interféromètre à conversion de fréquence. Les pointillés indiquent les valeurs théoriques obtenus à partir de l’équation 3.5. Les barres d’erreurs sont uniquement tracées pour la configuration $T_1-T_2 = T_2-T_3$.

ver l’information liée à la clôture de phase. Ces résultats expérimentaux ont été publiés dans Optics express (article présent à la fin de ce chapitre).

3.5.2 Conclusion

La mise en place de l’acquisition de la clôture de phase m’a permis d’identifier deux points expérimentaux contraignant vis-à-vis du contexte scientifique.

La régulation en température est un élément très sensible de l'interféromètre à conversion de fréquence. Une mauvaise régulation en température limite considérablement le temps d'acquisition des observables. De plus, des problèmes de stabilité thermique entraînent des problèmes de stabilité du niveau de flux converti sur les voies interférométriques. De ce fait, il est impossible de faire l'acquisition d'observables sur une longue durée d'observation. Afin de ne plus être contraint par l'instabilité thermique, j'ai participé à la réalisation et aux tests de nouveaux modules de conversion de fréquence. L'un des points de fonctionnement à optimiser est lié à la stabilité en température de l'enceinte thermique. Ce travail est décrit dans la partie prospective.

L'autre limitation de ce travail expérimental réside en un fonctionnement avec des niveaux de flux élevés. Ce point est limitant vis-à-vis du contexte de l'instrumentation en astrophysique. En effet, lors de l'observation d'objet de très faible magnitude, les niveaux de flux collectés par les télescopes peuvent nécessiter d'employer un système de détection fonctionnant en régime de comptage de photons.

La suite de mon travail de thèse a consisté à valider l'utilisation de l'interféromètre à conversion de fréquence en régime dit de comptage de photons. Cette étude est justifiée car l'utilisation de l'interféromètre à conversion de fréquence avec des niveaux de flux élevés ne montre pas les limites de détection. Ce point est d'autant plus intéressant à étudier que différentes études scientifiques ont montré la présence d'un bruit paramétrique dû à la source de pompe. Ce bruit paramétrique pourrait limiter l'utilisation de l'interféromètre à conversion de fréquence.

La partie suivante est liée à l'acquisition des termes de contraste des franges d'interférences et de clôture de phase en régime de comptage de photons avec l'interféromètre à conversion de fréquence.

Phase closure retrieval in an infrared-to-visible upconversion interferometer for high resolution astronomical imaging

Ceus D, Tonello A, Grossard L, Delage L, Reynaud F, Herrmann H, Sohler W

Opt Express. 2011 Apr 25;19(9):8616-24

DOI : 10.1364/OE.19.008616

Les limites de l'interféromètre à conversion de fréquence fonctionnant en régime de comptage de photons

Contexte

Les interféromètres astronomiques collectent l'éclairement de sources optiques très éloignées de la Terre. Par exemple, l'éclairement au niveau du sol (W/m^2) de Sirius, l'étoile la plus brillante du ciel nocturne, dans une bande spectrale centrée sur 1620 nm, vaut $45 \text{ pW cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, ce qui correspond à un nombre de photons d'environ $3,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}$. Ce chiffre sera pour la plupart des objets astronomiques beaucoup plus faibles. Le nombre de photons formant le signal interférométrique peut être de plusieurs ordres de grandeur en dessous du nombre de photons incidents sur la surface collectrice du réseau de télescopes. En effet, les pertes optiques apportées par la chaîne de transmission (miroirs, filtres, lignes à retard, guides d'onde optique...) et par la chaîne de détection limitent le niveau de flux utile à l'extraction des observables.

Lorsque les niveaux de flux sont très bas, les systèmes de détection sont contraints de fonctionner en régime de comptage de photons.

Objectifs scientifiques du banc expérimental

L'objectif principal concernant cette partie de mon travail de thèse a été de montrer que l'interféromètre à conversion de fréquences fournit des observables fiables en régime de comptage de photons. Ces observables sont les termes de contraste des franges d'interférence et de clôture de phase extraits du signal interférométrique.

Dans cette partie, j'ai porté toute mon attention sur les processus pouvant limiter le seuil de détection du niveau de flux issu de la source optique.

Les résultats ont été obtenus après modification du banc expérimental précédemment utilisé pour l'acquisition du terme de clôture de phase.

Conditions expérimentales

Dans la configuration expérimentale précédente, l'interféromètre à conversion de fréquence et l'interféromètre de référence fonctionnaient avec des niveaux de flux élevés. Le banc expérimental a donc été modifié afin que seul l'interféromètre à conversion de fréquence fonctionne en régime de comptage de photons. Cette configuration a permis de bénéficier des valeurs fiables obtenues avec l'interféromètre de référence sans modifier le système de détection infrarouge. En effet, modifier le système de détection de l'interféromètre de référence impliquerait d'utiliser des détecteurs très coûteux et nécessitant un système de refroidissement cryogénique.

Comme pour les précédentes expériences, le simulateur de source optique émet un rayonnement quasi-monochromatique. Cette configuration permet de relâcher les contraintes expérimentales concernant la différence de marche optique entre les voies interférométriques. De plus, les effets différentiels de dispersion chromatique sont aussi négligeables.

Les différentes modifications ont été effectuées en employant des éléments compatibles avec le cahier des charges d'un interféromètre fibré. Ainsi, les composants d'optique guidée ajoutés filtrent spatialement, sont à maintien de polarisation et n'apportent pas d'instabilité en terme de niveau de flux au cours de la propagation de l'onde.

Les modifications que j'ai apportées au banc expérimental ont principalement porté sur l'in-

terféromètre à conversion de fréquence :

- la diminution du niveau de flux issu de la source optique arrivant en amont de l’interféromètre à conversion de fréquence,
- la modification du système de détection et d’acquisition des données dans le visible.

4.1 Particularité du signal interférométrique enregistré en régime de comptage de photons

Le passage de l’interféromètre à conversion de fréquence en régime de comptage de photons implique de modifier la configuration expérimentale. Afin de comprendre l’origine de ces modifications, observons la figure 4.1, représentant une simulation d’un signal interférométrique temporel obtenu respectivement avec un niveau de flux élevé et en régime de comptage de photons.

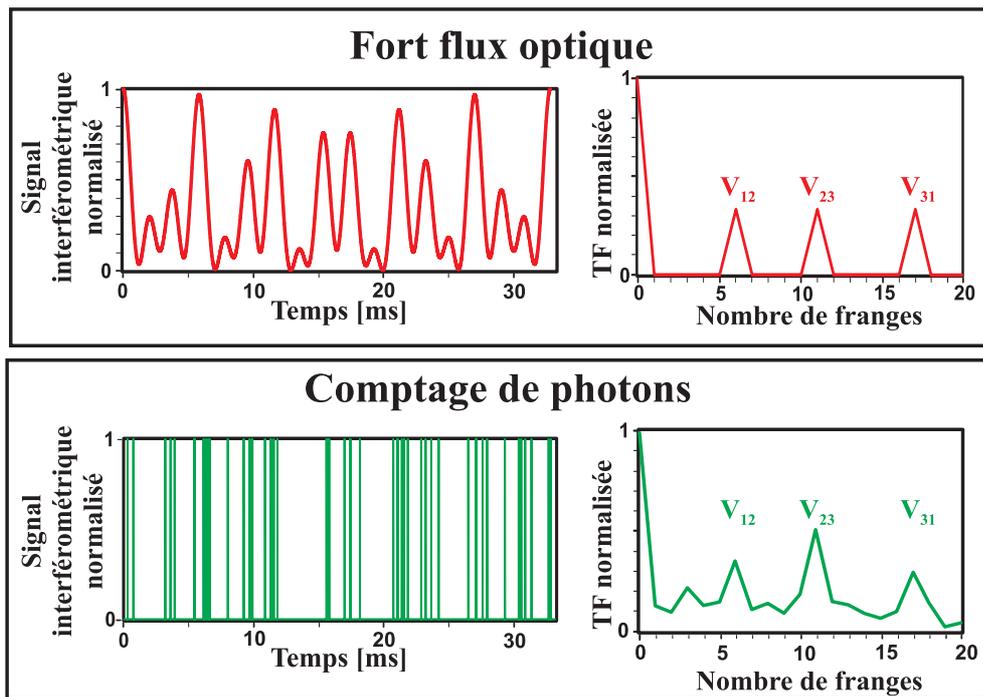


FIGURE 4.1 – Simulation de l’acquisition d’un signal interférométrique avec un niveau de flux élevé et en régime de comptage de photons.

Ces simulations ont été effectuées en prenant un réseau interférométrique composé de trois télescopes, observant la même source optique. L’analyse de la transformée de Fourier d’un signal interférométrique (représentée à droite) permet d’accéder aux trois visibilité complexes. Celles-

ci permettent d'avoir accès à des informations sur la transformée de Fourier de la distribution angulaire en intensité d'une source optique.

En supposant les détecteurs et l'interféromètre parfaits, la transformée de Fourier du signal interférométrique obtenu avec un niveau de flux élevé ne contient pas de termes parasites venant perturber l'acquisition des visibilités complexes.

En revanche, l'acquisition des trois visibilités complexes en régime de comptage de photons est limitée par la présence de termes parasites appelés bruit de photons. Ce bruit est blanc et vaut \sqrt{N} , avec N le nombre total de photons sur une durée d'acquisition. Le bruit de photons est lié à la nature corpusculaire des photons et au fait que ces photons arrivent de façon aléatoire (loi de Poisson) sur le détecteur.

La présence du bruit de photons limite l'analyse des termes de contraste de franges et de clôture de phase directement extraits du signal interférométrique. Il existe différentes méthodes [Wir84, Aye88, Per03] permettant de prendre en compte le bruit de photons et ainsi avoir des observables corrigées.

J'ai employé la méthode de Wirnitzer afin que les observables soient corrigées du bruit de photons. Cette méthode a précédemment été utilisée par notre équipe de recherche dans le cadre de la thèse de E. Longueteau sur le banc expérimental appelé OAST2 [Lon03]. Ce dernier a vérifié que la méthode décrite par Wirnitzer, classiquement employée sur un signal interférométrique obtenu dans le domaine spatial, est bien transposable au domaine temporel. Dans la configuration expérimentale de E. Longueteau, le signal interférométrique était fourni par un réseau de trois télescopes fonctionnant à 630 nm.

Prise en compte du bruit de photons par la méthode de Wirnitzer

Soit $D(t)$ le signal interférométrique temporel obtenu en comptage de photons et \tilde{D} sa transformée de Fourier. La Densité Spectrale de Puissance (DSP) associée à un couple de télescopes $T_i T_j$, peut se noter $\tilde{D}_{ij}^{(2)}$.

D'après la méthode proposée par Wirnitzer et utilisée par E. Longueteau, l'expression d'un

terme de contraste de franges d'interférence corrigée du bruit du photons s'écrit⁹ :

$$C_{ij}^e = \frac{1}{k_{ij}} \sqrt{\langle \tilde{D}_{ij}^{(2)} \rangle_{N_T} - \langle N \rangle_{N_T}} \quad (4.1)$$

k_{ij} est un facteur lié au niveau de flux relevé sur chacune des voies de l'interféromètre, l'opérateur $\langle \rangle_{N_T}$ indique que la moyenne est effectuée sur N_T trames, N est le nombre de photons par trame.

La transformée de Fourier de $D(t)$ permet d'extraire trois systèmes de franges aux fréquences ν_{12} , ν_{23} et ν_{31} . Dans notre configuration expérimentale, les fréquences ν_{ij} sont liées aux modulations temporelles de chemin optique de l'interféromètre. À chaque fréquence correspond une visibilité complexe $\tilde{V}(\nu_{12})$, $\tilde{V}(\nu_{23})$ et $\tilde{V}(\nu_{31})$. ϕ_{12} , ϕ_{23} et ϕ_{31} sont les termes de phases associés respectivement aux trois couples de télescopes T_1T_2 , T_2T_3 et T_3T_1 , avec $\phi_{ij} = \arg[\tilde{V}(\nu_{ij})]$. Le terme de clôture de phase (ϕ) peut être obtenu grâce au triple produit des visibilités complexes :

$$\phi = \arg \left(\tilde{V}(\nu_{12}) \tilde{V}(\nu_{23}) \tilde{V}(\nu_{31}) \right) \quad (4.2)$$

Les modulations temporelles de chemin optique entre les voies interférométriques conduisent à une relation des clôtures des fréquences :

$$\nu_{12} + \nu_{23} = \nu_{13} \quad (4.3)$$

Ainsi, 4.2 peut être écrit¹⁰ :

$$\phi = \arg \left(\tilde{V}(\nu_{12}) \tilde{V}(\nu_{23}) \tilde{V}(-\nu_{12} - \nu_{23}) \right) \quad (4.4)$$

$$= \arg \left(\tilde{V}^{(3)}(\nu_{12}, \nu_{23}) \right) \quad (4.5)$$

Le terme $\tilde{V}^{(3)}(\nu_{12}, \nu_{23})$ est appelé bispectre et est noté $\tilde{D}^{(3)}(\nu_{12}, \nu_{23})$ dans la méthode de Wirnitzer. Celle-ci permet de d'obtenir une valeur corrigée du bruit de photons du terme de clôture

9. voir ANNEXE

10. Voir ANNEXE

de phase, ϕ^c :

$$\phi^c = \arg \left\langle \tilde{D}^{(3)}(\nu_{12}, \nu_{23}) + 2N - \tilde{D}^{(2)}(\nu_{12}) - \tilde{D}^{(2)}(\nu_{23}) - \tilde{D}^{(2)}(\nu_{31}) \right\rangle_{N_T} \quad (4.6)$$

La méthode de Wirnitzer permet d'avoir accès à des valeurs statistiquement non biaisées de contraste de franges et de clôture de phase malgré la présence du bruit de photons. Ces corrections nécessitent de connaître les niveaux de flux parcourant les voies de l'interféromètre à conversion de fréquence. Ainsi, j'ai dû modifier la configuration expérimentale afin d'avoir accès aux différentes valeurs de niveau de flux parcourant les voies de l'interféromètre à conversion de fréquence.

4.2 Modifications du banc expérimental

Le banc expérimental a été modifié afin d'utiliser l'interféromètre de référence avec des niveaux de flux élevés et l'interféromètre à conversion de fréquence en régime de conversion de fréquence.

Dans l'ancienne configuration expérimentale, ayant servi à valider la conservation de la clôture de phase, les deux interféromètres sont alimentés en parallèle par des coupleurs à coefficient de partage différents. Dans un premier temps, afin de diminuer le niveau de flux alimentant l'interféromètre à conversion de fréquence, j'ai inversé les sorties de chacun de ces coupleurs fibrés. Ainsi, 90% du niveau de flux alimentent l'interféromètre de référence, et les 10% restant, l'interféromètre à conversion de fréquence.

Afin de contrôler et d'avoir accès au niveau de flux sur des voies de l'interféromètre à conversion de fréquence, j'ai apporté les modifications suivantes :

- mise en place du détecteur en comptage de photons et de son système d'acquisition,
- ajout d'atténuateurs optiques en amont des voies de l'interféromètre à conversion de fréquence pour limiter le niveau de flux issu de la source optique,
- ajout d'obturateurs de faisceaux afin d'avoir accès à une acquisition séquentielle des niveaux

de flux parcourant les voies interférométriques,

- mise en place d'un nouveau programme d'acquisition des signaux interférométriques et des niveaux de flux parcourant les voies de l'interféromètre.

Pouvoir choisir le niveau de flux arrivant sur le module de comptage de photons est une contrainte expérimentale obligatoire pour trouver précisément le seuil minimal de détection de l'interféromètre à conversion de fréquence.

Voyons maintenant plus en détails ces modifications.

4.2.1 Détection du signal en régime de comptage de photons

L'ancien détecteur visible n'était pas adapté au régime de comptage de photons puisque son seuil minimal de détection était d'une dizaine de picowatts. En effet, l'interféromètre à conversion de fréquence sera employé avec des niveaux pouvant atteindre le millier de photons détectés par seconde, soit un niveau de flux d'environ 300 aW (à 630 nm).

J'ai mis en place un détecteur en comptage de photons, de référence *EG&G – AQ – 141*. Ce détecteur est représenté à la figure 4.2.

Ce détecteur fournit des impulsions électriques d'une durée de quelques nanosecondes pouvant avoir deux origines différentes. La première est liée à un photon détecté et la deuxième au courant d'obscurité, appelé *dark count* dans la suite. Le *dark count* correspond au bruit du détecteur et vaut dans notre expérience 160 Hz (soit 160 coups par seconde).

La figure 4.3 représente certains éléments constituant la chaîne de traitement du signal associée au module de comptage de photons. L'objectif de cette chaîne de traitement du signal est d'adapter le signal brut en sortie du système de détection à la carte d'acquisition.

La durée d'une trame d'acquisition est de 32,8 ms (fréquence d'échantillonnage 1 MHz, nombre d'échantillons : 32768). De ce fait, le signal interférométrique a été enregistré sur une durée de 32,8 ms à la fois pour l'interféromètre à conversion de fréquence et l'interféromètre de référence.

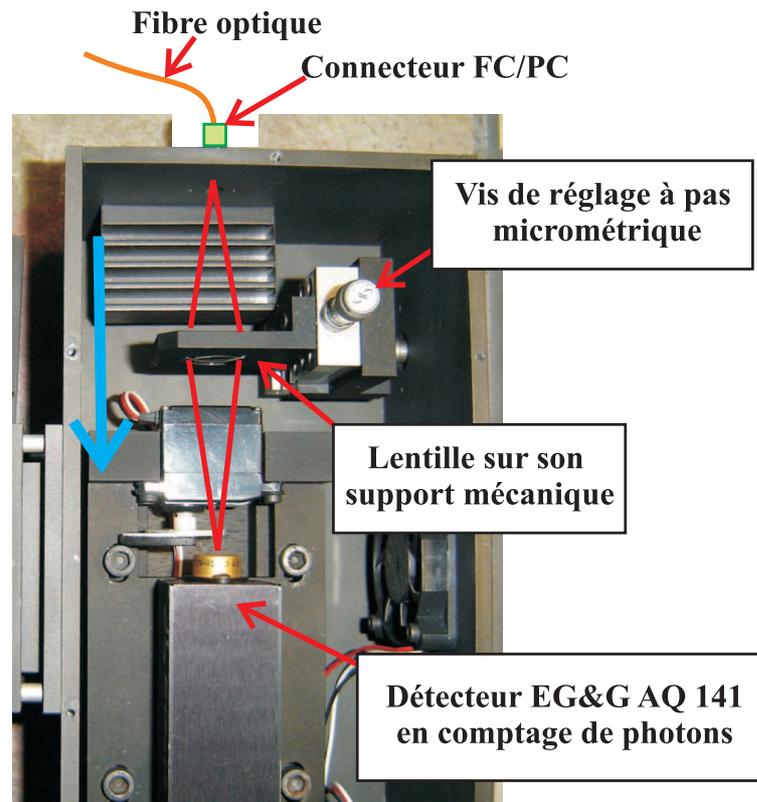


FIGURE 4.2 – Module de comptage de photons de type *EG&G – AQ141* monté dans un boîtier pouvant être isolé de la lumière ambiante. La fibre optique, alimentée par le système de recombinaison optique des ondes converties, éclaire une lentille. Celle-ci était réglée afin de focaliser l'onde fourni par la fibre optique sur la zone de détection du module de comptage de photons.

J'ai vérifié que le nombre de coups indiqué sur une trame d'acquisition correspond effectivement au nombre de coups en sortie du détecteur en régime de comptage de photons. Pour cela, un compteur électronique (référence : *TTi – TF830 – 1 – 3 GHz*) est branché en parallèle du dispositif d'acquisition à la sortie du compteur de photons. Ce dispositif peut détecter des impulsions de quelques nanosecondes. Cette étape a permis de valider que le nombre de coups par seconde extrait d'une trame normalisée correspond bien au nombre de photons issus du module de comptage de photons.

Afin de faire fonctionner l'interféromètre à conversion de fréquences dans un régime de comptage sans saturation, il est nécessaire d'apporter des pertes optiques contrôlées en entrée de l'interféromètre à conversion de fréquence.

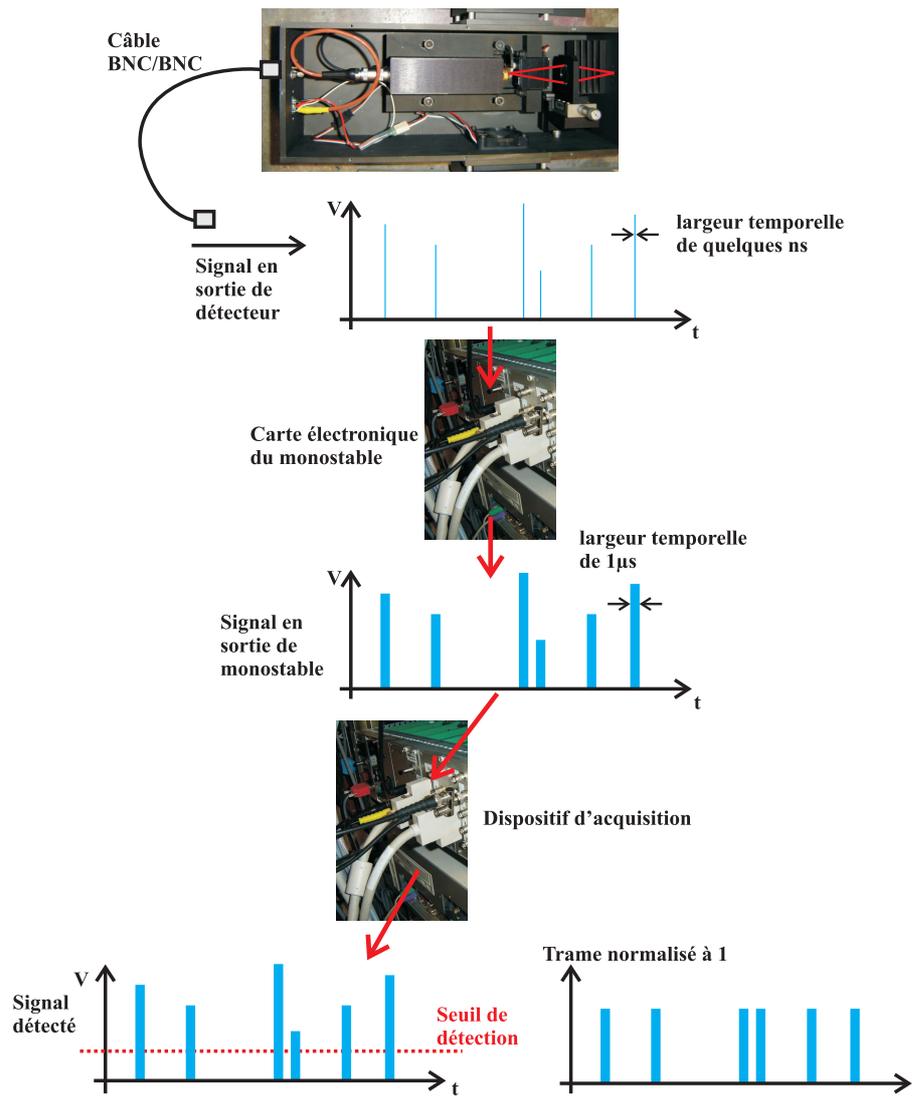


FIGURE 4.3 – Les impulsions électriques fournies par le module de comptage sont temporellement allongées de quelques nanosecondes à 1 μ s par le monostable. Ensuite, ces impulsions sont détectées par la carte d’acquisition. Un traitement du signal permet d’obtenir une trame de 1 et de 0 correspondant au signal détecté.

4.2.2 Atténuation contrôlée du niveau de flux issu de la source optique

Afin de maîtriser le niveau de flux incident sur le détecteur en comptage de photons, le niveau du flux issu de la source optique en amont de l’interféromètre à conversion de fréquence est contrôlé. Pour cela, j’ai inséré des atténuateurs fibrés (OzOptics BB500) dont le coefficient d’atténuation optique pouvait être réglé jusqu’à -80 dB (voir figure 4.4). Ces atténuateurs sont fibrés à maintien de polarisation et spatialement unimodaux à 1542 nm.

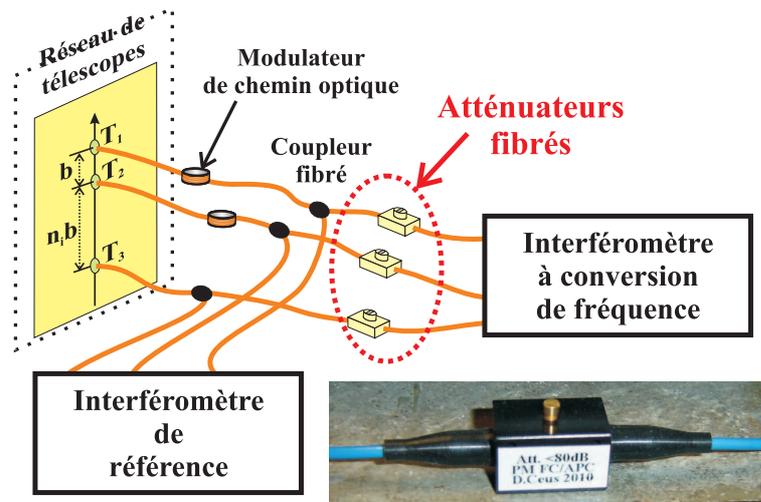


FIGURE 4.4 – Les atténuateurs fibrés permettent à l'interféromètre à conversion de fréquence de fonctionner en régime de comptage de photons. L'atténuation maximale d'un atténuateur est de -80 dB.

4.2.3 Ajout des obturateurs de faisceaux

La configuration expérimentale liée à l'acquisition des termes de clôture de phase en régime de niveau de flux élevé ne permettait pas d'avoir accès aux niveaux de flux des voies interférométriques en même temps.

Le relevé des niveaux de flux parcourant les voies interférométriques est obligatoire afin que les observables soient corrigées du bruit de photons. Il n'est pas obligatoire de faire l'acquisition simultanée des niveaux de flux parcourant les voies interférométriques. En effet, en supposant que le niveau de flux parcourant l'ensemble de l'interféromètre reste stable pendant la durée de l'acquisition, il est alors possible d'effectuer un relevé séquentiel des niveaux de flux.

Cette solution augmente la durée d'acquisition, mais a l'avantage d'être plus économique car un seul détecteur fonctionnant en régime de comptage de photons est employé au lieu de quatre (trois détecteurs de niveau de flux + un détecteur de signal interférométrique).

La mise en place de ce relevé séquentiel de niveau de flux a été permise en ajoutant des obturateurs de faisceaux (réalisés au laboratoire) sur chaque voie de l'interféromètre à conversion de fréquence. La figure 4.5 montre l'emplacement de l'un des obturateurs de faisceaux placé sur l'un des banc de conversion de fréquence. Chaque obturateur est actionné indépendamment à

distance au moyen d'un boîtier de commande.

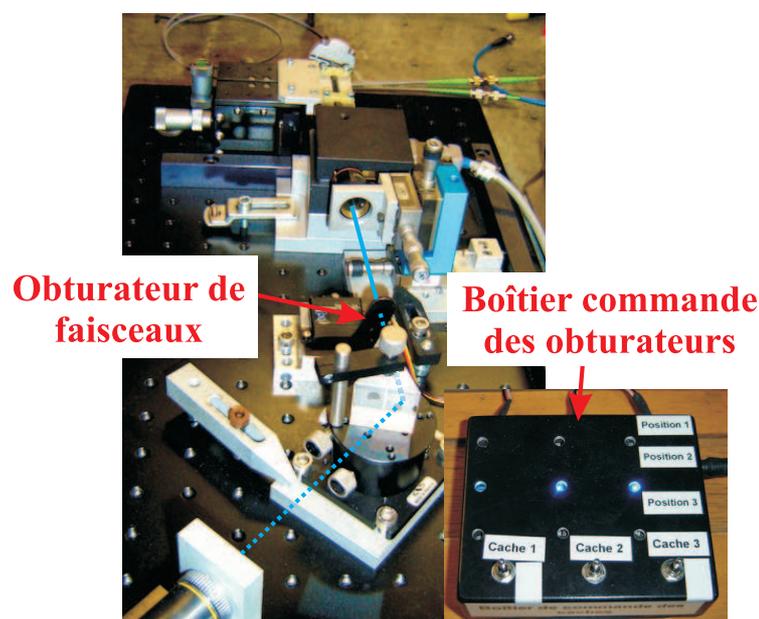


FIGURE 4.5 – Sur chacun des bancs de conversion de fréquence est positionné un obturation de faisceaux placé après l'objectif de sortie du PPLN. La propagation de l'onde convertie peut ainsi être coupée à distance en actionnant le boîtier de commande.

4.2.4 Changement du programme d'acquisition de l'interféromètre à conversion de fréquence

J'ai développé une interface graphique programmée sous Labview afin de régler les paramètres de la carte d'acquisition, de prendre en compte les niveaux de flux sur chaque voie interférométrique et d'appliquer la méthode de Wirnitzer aux observables extraites du signal interférométrique obtenu en régime de comptage de photons. La face avant du programme Labview employée est représentée sur la figure 4.6.

4.3 Bilan des modifications apportées au banc expérimental

La figure 4.7 présente schématiquement l'ensemble du banc expérimental ayant servi à l'acquisition des observables en régime de comptage de photons avec l'interféromètre à conversion de fréquence.

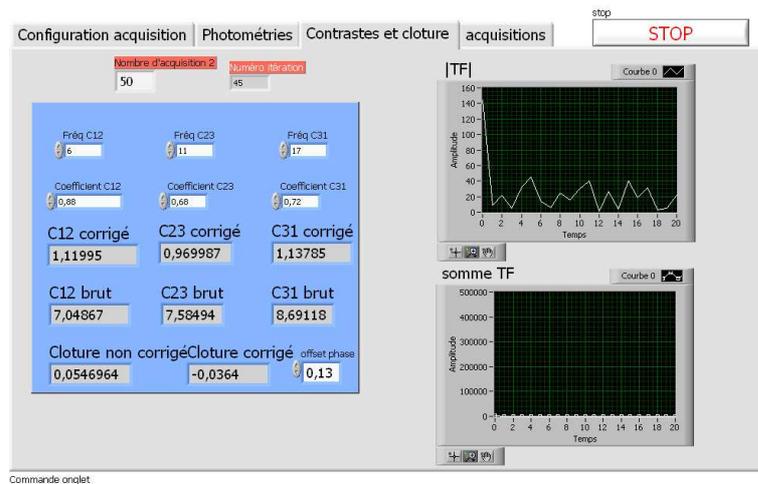


FIGURE 4.6 – Face avant du programme Labview permettant de contrôler la carte d’acquisition, prendre en compte les niveaux de flux de chaque voie interférométrique, faire l’acquisition des termes de contraste de franges d’interférences et de clôture de phase corrigés du bruit de photons et faire l’acquisition des données expérimentales.

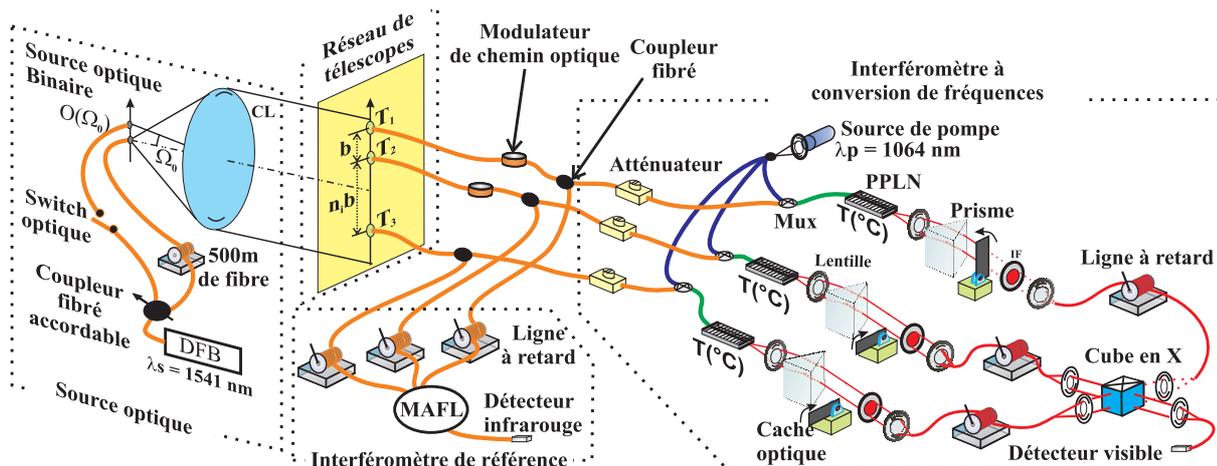


FIGURE 4.7 – Présentation générale du banc expérimental

Le simulateur de source optique peut être utilisé suivant deux configurations : une binaire dont le rapport de niveau de flux entre les sources ponctuelles peut arbitrairement être fixé (paramètre μ) et une source ponctuelle employée pour calibrer les interféromètres. Le simulateur de source optique éclaire un réseau de trois télescopes reliés à deux interféromètres fonctionnant en parallèle. L’interféromètre de référence permet de valider les données fournies par l’interféromètre à conversion de fréquence et fonctionne avec des niveaux de flux élevés à la longueur d’onde de la source optique (1542 nm). L’interféromètre à conversion de fréquence fonctionne en régime de

comptage de photons à la longueur d'onde convertie (630 nm).

Le signal interférométrique est observé dans le domaine temporel en contrôlant le signal de commande des modulateurs de chemin optique placés sur les parties communes aux deux interféromètres. Ainsi, la même modulation de chemin optique est envoyée aux deux interféromètres.

4.4 Seuil minimal de détection en régime de comptage de photons

Avant d'entreprendre l'enregistrement des observables en comptage de photons, j'ai mis à jour les paramètres limitant l'utilisation de l'interféromètre à conversion de fréquence fonctionnant en régime de comptage de photons. Cette étape est nécessaire afin de savoir jusqu'où le niveau de flux issu de la source optique peut être atténué.

Certaines équipes scientifiques ont constaté que lorsque la source de pompe se propage dans le milieu non linéaire, elle ajoute un bruit paramétrique, dit bruit de pompe, au signal détecté. Cependant, les niveaux de flux de la source de pompe employés par ces équipes sont supérieurs à ceux qui se propagent à l'intérieur du guide d'onde inscrit à la surface d'un PPLN. Dans notre configuration, le niveau de flux de pompe en entrée de chacun des pigtaills alimentant le PPLN, est d'environ 30 mW.

Néanmoins, afin de m'assurer que ce bruit n'est pas limitant pour l'acquisition des observables avec l'interféromètre à conversion de fréquence, j'ai vérifié qu'en alimentant l'interféromètre à conversion de fréquence uniquement avec la source de pompe, le niveau de bruit détecté n'est pas modifié.

Les résultats présentés à la figure 4.8 montrent que le *dark count* du détecteur visible constitue la limite de détection. En effet, lorsque la source de pompe se propage seule dans le PPLN, nous pouvons constater que le nombre de coups moyen n'augmente pas de façon significative. Ce constat est valable pour les trois voies de l'interféromètre à conversion de fréquence.

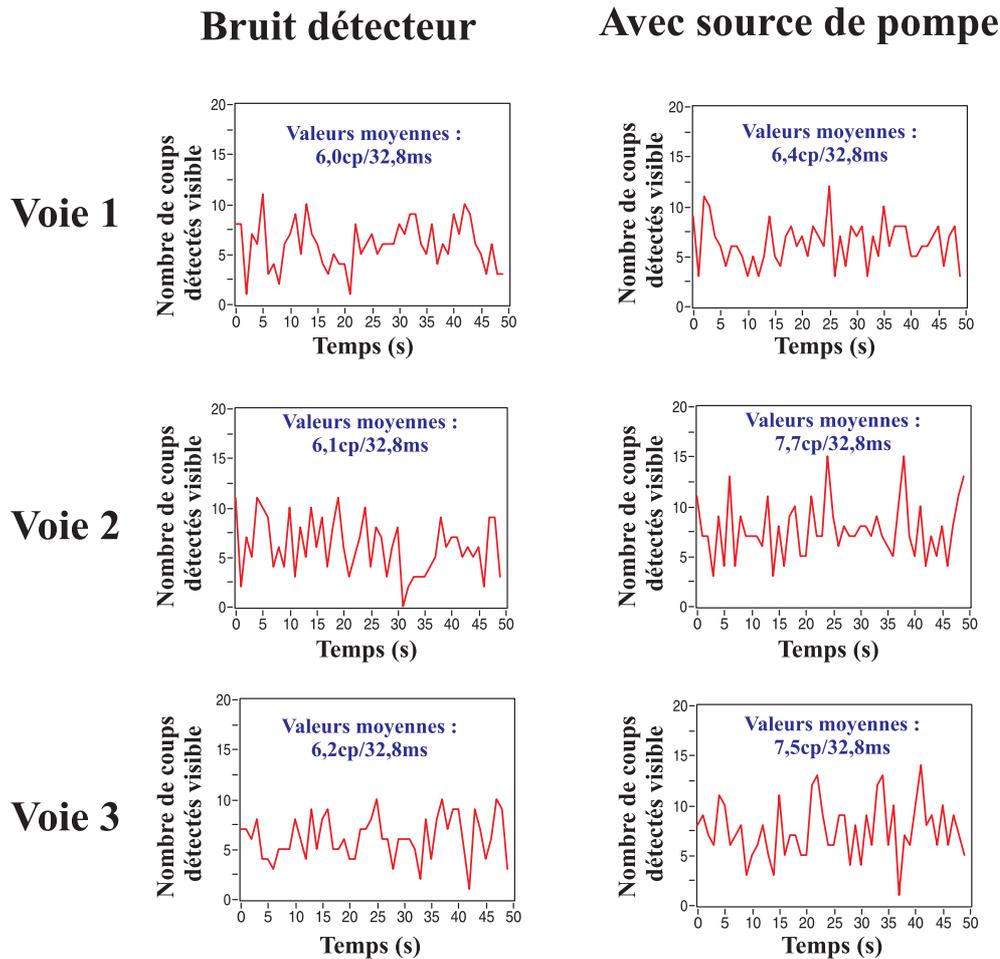


FIGURE 4.8 – Vérification que le bruit de pompe n’est pas un facteur limitant de l’interféromètre à conversion de fréquence. Le niveau de flux de pompe en entrée d’un PPLN est d’environ 30 mW, ce niveau de flux est à peu près identique sur chacune des voies de l’interféromètre à conversion de fréquence.

4.5 Réglage du banc expérimental

L’acquisition des observables en comptage de photons peut être réalisée une fois que le banc expérimental est réglé. Les étapes d’injection de l’onde issue du simulateur de source optique à l’intérieur du réseau de télescopes et de calibrage de l’interféromètre de référence sont identiques à celles effectuées pour l’acquisition des termes de clôture de phase présentées dans le chapitre précédent.

Les valeurs de contraste et de clôture de phase brutes, obtenues après calibrage de l’interféromètre de référence sur une source ponctuelle sont indiquées dans le tableau 4.5.

	C_{12}	C_{23}	C_{31}	ϕ
Valeur moyenne	0,97	0,95	0,93	0,006
RMS	0,002	0,003	0,002	0,001

TABLE 4.1 – Valeurs de contraste de franges et de clôture de phase brutes obtenues avec l’interféromètre de référence. Les écart-types (RMS) des valeurs de contraste de franges (C_{ij}) et de clôture de phase (ϕ) sont issus de l’acquisition de 30 trames successives de signal interférométrique.

Le fait que les termes de contraste de franges d’interférences ne sont pas égaux à 1 peut être expliqué par la présence de couplage de mode de polarisation entre les axes lent et rapide à chaque interface de connexion (connecteurs de type FC/APC).

Remarquons que la raison pour laquelle $C_{31} < C_{23} < C_{12}$ est l’effet de filtrage passe bas du détecteur infrarouge de l’interféromètre de référence. En effet, C_{31} est associé à une fréquence de modulation temporelle de chemin optique plus élevée que C_{12} . Le détecteur n’est pas suffisamment rapide pour suivre fidèlement l’évolution de C_{31} au cours du temps.

Les valeurs de contraste de franges et de clôture de phase brutes sont proches des valeurs théoriques et sont très stables (écart-types inférieurs à 0,3 %). Ces résultats justifient l’utilisation de l’interféromètre de référence pour valider les résultats obtenus en comptage de photons.

4.5.1 Réglage de l’interféromètre à conversion de fréquence

Comme pour l’ancienne configuration, le système de régulation thermique a rendu délicat la mise en place de l’interféromètre à conversion de fréquence en régime de comptage de photons. En effet, le manque de stabilité thermique et la variation du choix de la température de consigne ne pouvant s’effectuer que par pas de 0,1 °C font que le point optimal de fonctionnement a été assez difficile à stabiliser. Néanmoins, le niveau de flux converti peut rester stable sur une durée d’une trentaine de minutes, suffisante pour faire l’acquisition des observables corrigées du bruit de photons.

Le réglage de l’interféromètre à conversion de fréquence s’effectue en deux temps.

Réglage avec des niveaux de flux élevés

Dans un premier temps, l'interféromètre à conversion de fréquence est réglé avec des niveaux de flux élevés pour des raisons pratiques (voir la configuration présentée à la figure 4.9).

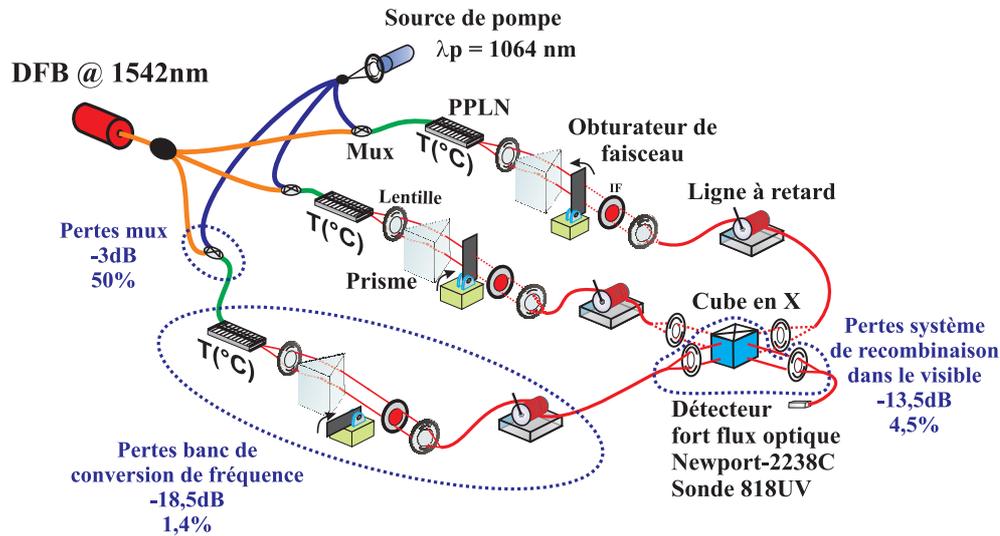


FIGURE 4.9 – Configuration permettant d’optimiser les réglages du bancs de conversion de fréquence. La source laser DFB est branchée à un coupleur fibré permettant d’alimenter les trois bancs de conversion de fréquence en même temps. Le détecteur (Newport 2238C-sonde 818UV) fonctionne avec des niveaux de flux élevés et chaque voie interférométrique peut être réglée indépendamment des autres en actionnant les obturateurs de faisceaux.

J’ai estimé que le point de fonctionnement est atteint lorsque les rendements globaux de transmission sont sensiblement identiques (0,03%) et stables pendant quelques minutes sur l’ensemble des voies de l’interféromètre à conversion de fréquence.

Passage au régime de comptage de photons

Après avoir trouvé le point de fonctionnement avec des niveaux de flux élevés, le banc expérimental est configuré afin de permettre à l’interféromètre à conversion de fréquence de fonctionner en régime de comptage de photons. Pour cela, le simulateur de source optique illumine le réseau de télescopes alimentant les fibres optiques. Les 10 % du niveau de flux se propageant à l’intérieur des fibres optiques sont envoyés vers les atténuateurs fibrés.

En ajustant les coefficients d’atténuation des atténuateurs fibrés, j’ai pu régler chaque niveau de flux parcourant les voies de l’interféromètre à conversion de fréquence à un niveau souhaité.

4.5.2 Calibrage de l'interféromètre à conversion de fréquence

Le calibrage de l'interféromètre à conversion de fréquence est effectué en éclairant le réseau de télescopes par une source ponctuelle. L'étape de calibrage qui suit a été obtenue pour un signal interférométrique d'environ 35 000 photons par seconde.

Dans un premier temps, j'ai relevé, un à un, les niveaux de flux parcourant les voies de l'interféromètre à conversion de fréquence en activant les obturateurs de faisceaux. Ensuite, les trois voies interférométriques se propagent en même temps afin de pouvoir faire l'acquisition du signal interférométrique en comptage de photons.

Les termes de contrastes de franges d'interférences et de clôture de phase corrigés du bruit de photons en utilisant la méthode de Wirnitzer sont reportés dans le tableau 4.2.

	C_{12}^c	C_{23}^c	C_{31}^c	ϕ^c
Valeurs moyennes	0,908	0,918	0,916	0,056
RMS	0,030	0,039	0,023	0,037

TABLE 4.2 – Valeurs des contrastes des franges d'interférences et de clôture de phase corrigées du bruit de photons obtenues sur une source ponctuelle.

Les valeurs indiquées dans le tableau 4.2 résultent d'une moyenne effectuée sur 30 acquisitions successives, sachant qu'une acquisition correspond à 30 trames successives.

Le temps d'acquisition complet comprenant le relevé des niveaux de flux et les 30 acquisitions est inférieur à 8 min.

Les valeurs des C_{ij}^c et ϕ^c du tableau 4.2 montrent que l'interféromètre à conversion de fréquence n'est pas parfait puisque les valeurs de contraste de franges n'atteignent pas les valeurs attendues de 1 et 0 respectivement. Les raisons de ces défauts de contraste de franges peuvent être expliquées par un couplage de mode de polarisation entre axe lent et rapide des fibres optiques situées entre les bancs de conversion de fréquence et le système de recombinaison optique. Ces modes de propagation étant très cohérents, ils interfèrent entre eux, affectant ainsi le contraste des franges d'interférence.

Néanmoins, malgré ces défauts, les valeurs de contraste de franges et de clôture de phase sont proches des valeurs théoriques et stables (écart-types inférieur à 4 %) au cours du temps

d'acquisition.

L'interféromètre à conversion de fréquence est calibré en appliquant un terme correctif aux valeurs de contraste de franges et de clôture de phase afin de respectivement les égaliser à 1 et 0.

Le banc expérimental est maintenant réglé afin de faire l'acquisition du signal interférométrique à la fois en comptage de photons (interféromètre à conversion de fréquence) et avec un niveau de flux élevé (interféromètre de référence).

4.6 Acquisition du signal interférométrique en régime de comptage de photons

L'acquisition des observables a été effectuée en modifiant le déséquilibre de niveau de flux (μ) de la source binaire. Contrairement à l'expérience dédiée à l'acquisition des termes de clôture de phase où trois configurations du réseau de télescopes ont été employées, j'ai utilisé une seule configuration du réseau de télescopes ($T_1T_2 = b$ et $T_2T_3 = 2b$).

J'ai fait l'acquisition du signal interférométrique pour quatre niveaux de flux convertis différents : 35 000, 10 000, 2 500 et 880 coups par seconde.

Le choix de 880 cps/s est dû aux *dark counts* du détecteur visible. En effet, le régime de comptage de photons de 880 cps/s correspond à 30 cps/32,8 ms pour l'ensemble des voies interférométriques, soit environ 10 cps/32,8 ms par voie interférométrique. En prenant en compte les *dark counts*, soit environ 6 cps/32,8 ms, le niveau de flux correspondant aux photons convertis par voie interférométrique est à la limite de détection.

Pour chacun des quatre niveaux de flux, j'ai modifié le déséquilibre de niveau de flux de la source binaire et effectué l'acquisition du signal interférométrique en comptage de photons et avec des niveaux de flux élevé pour l'interféromètre de référence.

Pour chaque modification du déséquilibre de niveau de flux de la binaire, j'ai effectué un nouveau calibrage de l'interféromètre à conversion de fréquence afin de prendre en compte d'éventuelles fluctuations de la source optique.

4.7 Analyse des données obtenues en régime de comptage de photons

tons

Analyse des résultats obtenus pour les termes de contraste des franges d'interférences

Je n'ai choisi de représenter que les termes de contraste de franges liés au couple de télescopes T_3T_1 car ce sont les seuls qui varient significativement dans la configuration du réseau de télescopes employée (voir figure 4.10).

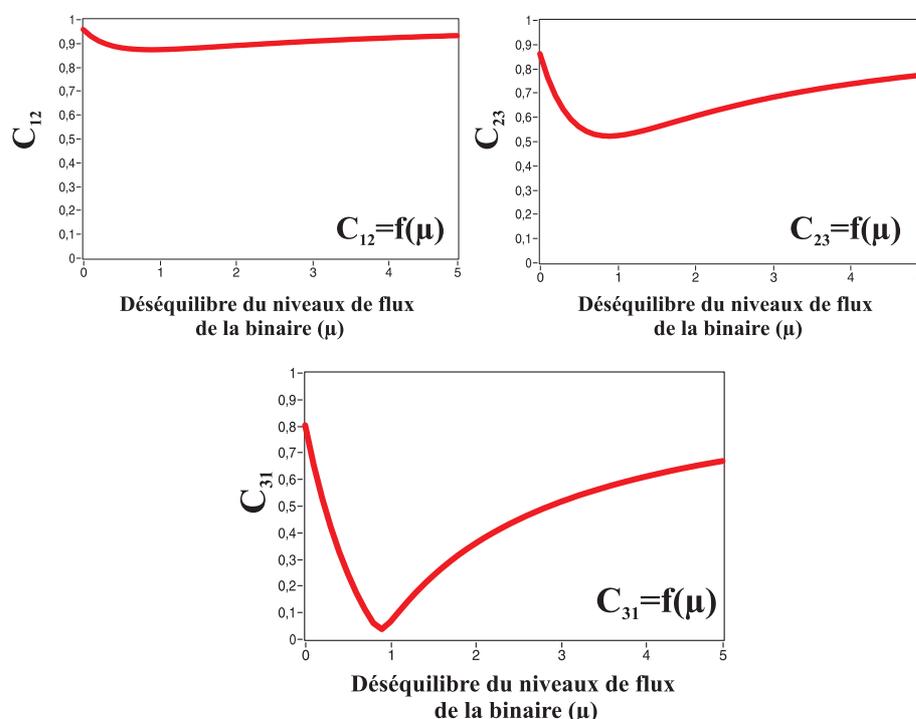


FIGURE 4.10 – Simulation des termes de contraste de franges en fonction du déséquilibre de niveau de flux pour la configuration $T_1T_2 = b$ et $T_2T_3 = 2b$.

Sur les courbes tracées sur la figure 4.11, les valeurs du contraste de franges d'interférences C_{13} obtenues en comptage de photons sont représentées en fonction des C_{13} obtenus avec des niveaux de flux élevés. Si les points expérimentaux obtenus avec l'interféromètre à conversion de fréquence correspondent avec l'interféromètre à de référence, alors l'ensemble des points seront sur une droite d'équation $y = x$. Pour les quatre niveaux de flux différents, les valeurs corrigées de contraste de franges coïncident avec les valeurs obtenues avec l'interféromètre de référence.

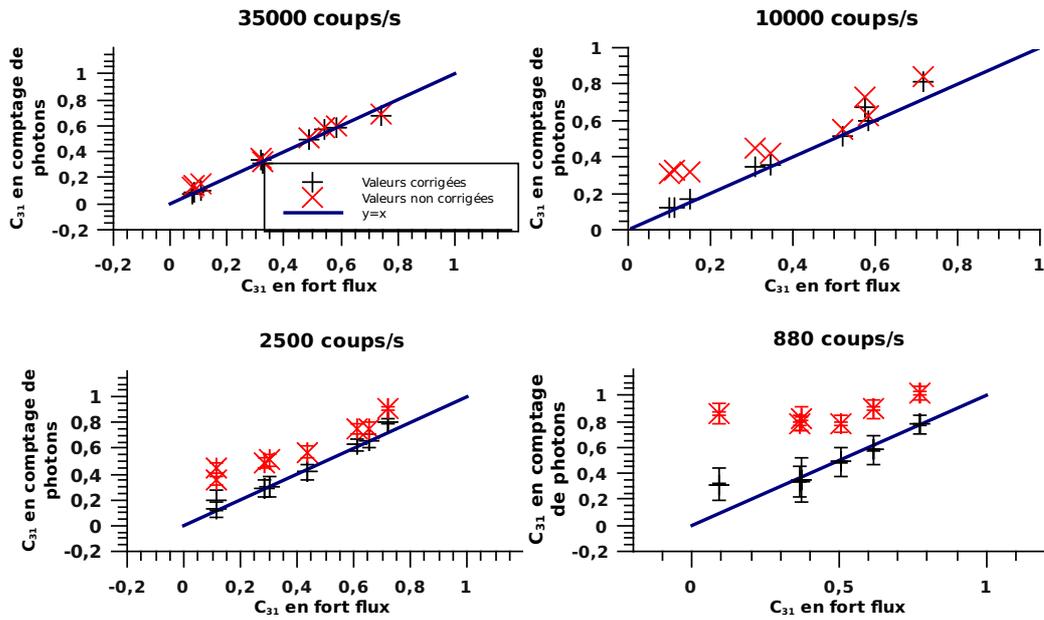


FIGURE 4.11 – Termes de contraste de franges associés au couple de télescopes T_1T_3 . Les \times correspondent aux valeurs de contraste de franges non corrigées et les $+$ correspondent aux valeurs de contraste de franges corrigées. Les valeurs des écarts-types ne sont représentées que pour les niveaux de flux de 2500 cps/s et 880 cps/s afin d’alléger la représentation graphique.

Les valeurs moyennes d’écart-type pour les différents niveaux de flux sont indiquées dans le tableau 4.3.

Niveaux de flux	valeurs moyennes de l’écart-type pour C_{31}
35 000	1,6 %
10 000	4,0 %
2 500	5,8 %
880	11,6 %

TABLE 4.3 – Valeurs moyennes des écarts-types des termes de contraste de franges (C_{31}).

Les valeurs des écart-types montrent que plus le niveau de flux en comptage de photons diminue et plus l’écart-type augmente. En effet, plus le niveau de flux converti diminue est plus l’extraction des termes de contraste de franges devient sensible au bruit de photons et aux *dark counts* du détecteur visible.

Analyse des résultats obtenus pour les termes de clôture de phase

Sur la figure 4.12, les valeurs de clôture de phase obtenues en comptage de photons sont tracées en fonction des termes de clôture de phase obtenus avec des niveaux de flux élevés. Plus le niveau de flux converti diminue et moins les termes de clôture de phase corrigés sont en accord avec les termes obtenus des niveaux de flux élevés. Ce même constat avait été effectué par E. Longueteau dans l'article [Lon03].

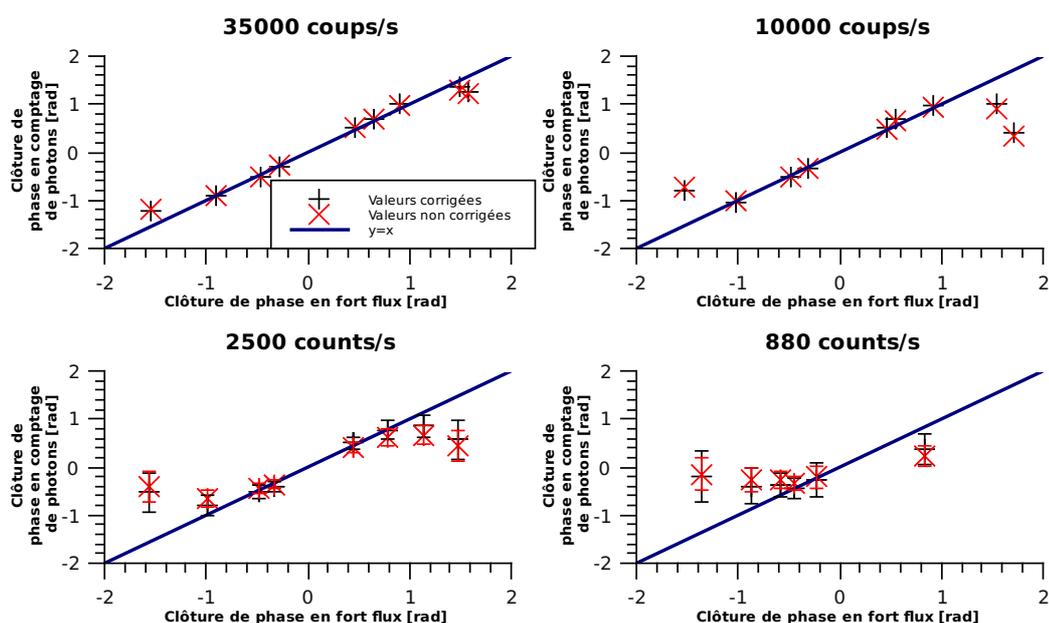


FIGURE 4.12 – Les \times correspondent aux valeurs de clôture de phase non corrigées et les $+$ correspondent aux valeurs de clôture de phase corrigées. Les valeurs des écarts-types ne sont représentées que pour les niveaux de flux de 2500 cps/s et 880 cps/s afin d'alléger la représentation graphique.

Les valeurs moyennes des écarts-types pour les différents niveaux de flux sont indiquées dans le tableau 4.4.

Niveaux de flux	valeur moyenne de l'écart-type de ϕ
35 000	9,9 %
10 000	15,9 %
2 500	22,6 %
880	33,6 %

TABLE 4.4 – Valeurs moyennes des écarts-types des termes de clôture de phase (ϕ).

Ces valeurs moyennes d'écart-types montrent clairement que l'acquisition des termes de clô-

ture de phase est de plus en plus sensible lorsque le niveau de flux diminue. Cette diminution de stabilité, impliquant une perte d'information sur la source optique observée, peut être liée au triple produit des termes de contrastes de franges d'interférences (notée $C_{12}C_{23}C_{31}$). Ce triple produit correspond au module du bispectre $\tilde{D}^{(3)}$ obtenu en comptage de photons. Je rappelle l'expression précédemment employée pour corriger le terme de clôture de phase par la méthode de Wirnitzer :

$$\phi^c = \arg \left\langle \tilde{D}^{(3)}(\nu_{12}, \nu_{23}) + 2N \right. \\ \left. - \tilde{D}^{(2)}(\nu_{12}) - \tilde{D}^{(2)}(\nu_{23}) - \tilde{D}^{(2)}(\nu_{31}) \right\rangle_{N_T} \quad (4.7)$$

Ainsi, plus le triple produit diminue, plus celui-ci est sensible au bruit apporté par les autres termes de l'équation. La correction des termes de clôture des phases est ainsi rendue plus difficile, voire impossible.

Afin de montrer les limites de la correction de Wirnitzer en fonction du module du bispectre, j'ai effectué des simulations permettant d'acquérir un signal interférométrique en régime de comptage de photons, plus particulièrement les termes de clôture de phase. J'ai réalisé ces simulations pour deux niveaux correspondant aux flux expérimentaux les plus bas. Ces niveaux de flux sont 2340 cps/s et 720 cps/s (les *dark counts* du détecteur visible ont été soustraits). Les figures 4.13 et 4.14 confrontent les données expérimentales aux simulations.

Pour les différents niveaux de flux, les courbes représentent :

- les termes de clôture de phase obtenus expérimentalement avec l'interféromètre à conversion de fréquence (corrigés du bruit de photons par la méthode de Wirnitzer) tracés en fonction des termes de clôture de phase obtenus avec l'interféromètre de référence,
- les termes de clôture de phase simulés tracés en fonction des termes de clôture de phase obtenus avec l'interféromètre de référence,
- les valeurs du module du bispectre en fonction des termes de clôture de phase obtenus avec des niveaux de flux élevés,
- la droite d'équation $y = x$.

Comme nous pouvons le constater, les données obtenues avec l'interféromètre à conversion de

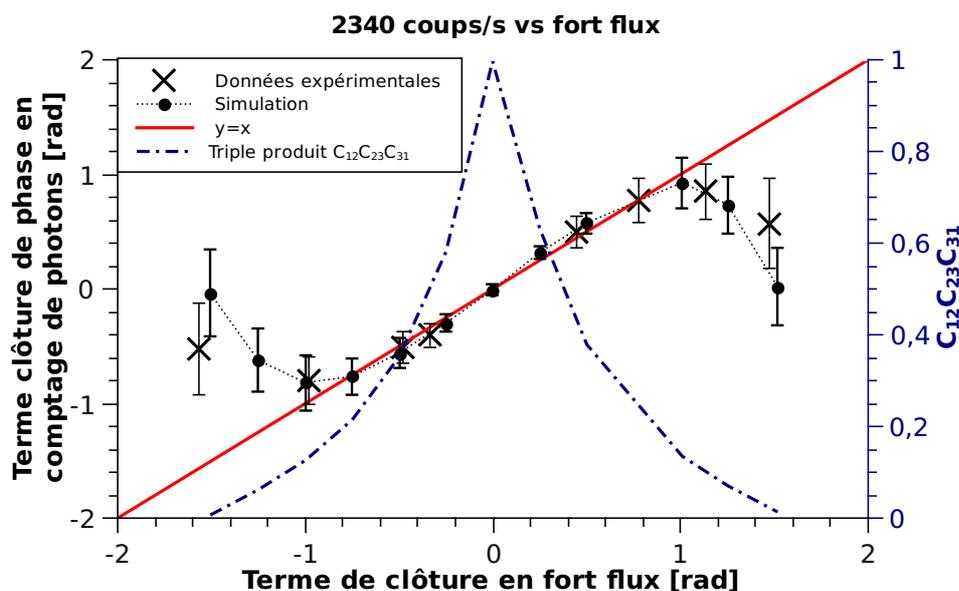


FIGURE 4.13 – Nombre de coups par seconde : 2340. Courbes montrant la limite de l'application de la méthode de Wirnitzer sur le terme de clôture de phase due à la diminution du nombre de photons et à la faible valeur du module du bispectre.

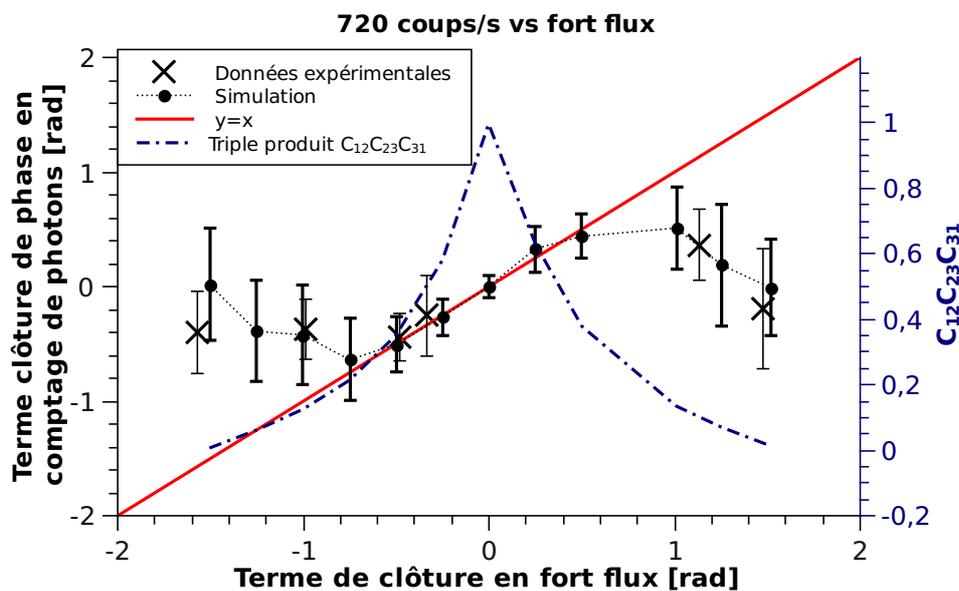


FIGURE 4.14 – Nombre de coups par seconde : 720. Courbes montrant la limite de l'application de la méthode de Wirnitzer sur le terme de clôture de phase due à la diminution du nombre de photons et à la faible valeur du module du bispectre.

fréquence, fonctionnant en comptage de photons, coïncident avec les données simulées.

Le fait que les termes de clôture de phase ne correspondent pas aux valeurs attendues est donc principalement dû au bruit de photons qui n'est pas complètement corrigé par la méthode

de Wirnitzer. Il est important de souligner que cette perte d'information est liée aux faibles valeurs du module du bispectre.

4.8 Conclusion

Les termes de contraste de franges d'interférences et de clôture de phase ont bien été obtenus en régime de comptage de photons avec l'interféromètre à conversion de fréquence. Ces valeurs expérimentales obtenues avec l'interféromètre à conversion de fréquences sont comparées en temps réel avec les valeurs fournies par l'interféromètre de référence fonctionnant avec des niveaux de flux élevés. Ces résultats sont en cours de publication.

Deux limites de détection des observables ont été mises en évidence sur le banc expérimental :

- le seuil minimal d'acquisition des termes de contraste de franges avec l'interféromètre à conversion de fréquence fonctionnant en comptage de photons est dû aux *dark counts* du détecteur visible,
- le seuil minimal d'acquisition des termes de clôture de phase avec l'interféromètre à conversion de fréquence (fonctionnant en comptage de photons en employant la méthode de Wirnitzer) est lié à la faible valeur du module du bispectre et au bruit de photons.

Dans cette configuration expérimentale dédiée à l'acquisition des observables en régime de comptage de photons, aucun bruit de pompe significatif n'a été observé. Dans la première partie du chapitre qui suit, j'ai effectué une étude expérimentale afin de prendre en compte le bruit de pompe. Cette étude m'a permis de simuler la magnitude apparente limite accessible en employant un interféromètre à deux voies utilisant un processus de conversion de fréquence suivant différentes configurations.

Les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre dédié à la clôture de phase et celui-ci ont été obtenus malgré la relative instabilité des systèmes de régulation thermique. Il est évident que l'actuelle configuration expérimentale n'est pas compatible avec des applications in situ nécessitant un long temps de pose. Afin d'améliorer, entre autres, la stabilité thermique des systèmes de régulation en température des PPLNs, une partie du banc de conversion de fréquence a complètement été modifiée. Le principe du nouveau banc de conversion de fréquence et mes

contributions scientifique et expérimentale sont reportés dans la deuxième partie du chapitre suivant.

Troisième partie

Développement annexes et perspectives

5

Développement en cours et perspectives

Au cours des chapitres précédents, j'ai montré que le système de régulation thermique, associé à chaque PPLN, limitait l'utilisation de l'interféromètre à conversion de fréquence. Dans un contexte employant des sources quasi-monochromatiques, cette limitation était principalement liée au niveau de flux converti de chaque voie interférométrique. Nous avons alors décidé de mettre en place une nouvelle configuration expérimentale afin de maîtriser la température de fonctionnement des PPLNs. De cette façon nous pourrions contrôler avec précision la stabilité du niveau de flux converti. Cette décision est arrivée quelques mois avant une mission expérimentale à l'observatoire astronomique du CFHT situé sur le Mauna Kea (montagne dont le point culminant est à 4300 m) à Hawaïi. Nous avons vu l'opportunité de tester *in situ* le nouveau module de conversion de fréquence.

Dans la suite, je résumerai les problèmes expérimentaux rencontrés au cours des expériences utilisant l'interféromètre à conversion de fréquence. J'ajouterai un constat expérimental concernant l'utilisation de sources optiques possédant une large bande spectrale. Je présenterai ensuite le contexte de la mission expérimentale à Hawaïi. Enfin, j'indiquerai le cahier des charges du nouveau banc expérimental et les derniers résultats obtenus *in situ* et en laboratoire.

5.1 Constats expérimentaux

5.1.1 Constats expérimentaux liés au niveau du flux converti

Les éléments suivant résument les problèmes observés lors de l'utilisation de l'interféromètre à conversion de fréquence décrit dans les chapitres précédents :

- pour chaque banc de conversion de fréquence, le niveau de flux converti pouvait être nul au bout d'une trentaine de minutes. La plupart du temps, ce problème était réglé en optimisant de nouveau l'injection entre le *pigtail* et le guide d'onde inscrit à la surface du PPLN. Cette courte durée de stabilité augmentait la durée des expériences puisque je devais fréquemment ré-optimiser le niveau de flux converti sur chaque voie interférométrique. Ce problème de perte de flux converti limite le temps d'observation à une fenêtre très réduite vis-à-vis du contexte lié à l'astronomie,
- certains jours, le niveau de flux converti n'était pas stable, j'observais une variation du niveau de flux converti de $\pm 10\%$ en quelques minutes, m'empêchant de faire mes relevés expérimentaux,
- au cours du réglage des bancs de conversion de fréquence, j'ai observé qu'une variation de $0,1\text{ }^\circ\text{C}$ pouvait entraîner une diminution de 50% du niveau de flux converti. Le pas minimal de variation de la température de consigne étant de $0,1\text{ }^\circ\text{C}$, une optimisation correcte des rendements en puissance des bancs de conversion de fréquence était impossible,
- j'ai aussi observé que la température du PPLN permettant de convertir au mieux le niveau de flux issu de la source optique n'était pas la même d'un jour à l'autre.

La partie suivante détaille un autre problème lié à l'utilisation de source à large bande spectrale d'émission.

5.1.2 Problème de la température de surface non homogène d'un PPLN

Un interféromètre à conversion de fréquence observant une source optique possédant une large bande spectrale doit convertir le flux collecté par les télescopes sans diminuer le degré de cohérence des ondes converties parcourant les voies de l'interféromètre. Pour cela, le processus

de conversion de fréquence doit être maîtrisé.

Afin d'évaluer l'impact des modules de conversion de fréquence sur le niveau de flux converti, j'ai effectué l'expérience décrite sur la figure 5.1. La source infrarouge de marque Tunicis est

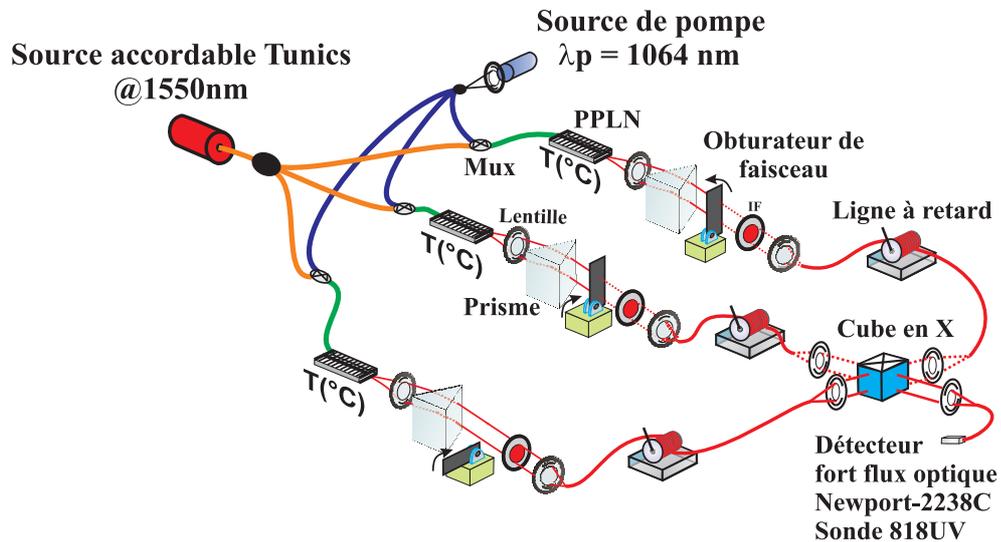


FIGURE 5.1 – Configuration expérimentale permettant de relever le niveau de flux converti en modifiant la longueur d'onde d'une source infrarouge centrée autour de 1550 nm de marque Tunicis. La température de chaque PPLN est fixée par le système de régulation thermique HC-Photonics et la longueur d'onde de pompe est fixe.

accordable sur plusieurs dizaines de nanomètres autour de 1550 nm. La source de pompe Nd :YAG est celle que j'ai précédemment employée. Après avoir réglé les bancs de conversion de fréquence, j'ai modifié la longueur d'onde de la source optique accordable. Ces résultats ont été obtenus avec les fours régulés en température par les systèmes HC-Photonics. J'ai pu relever le niveau de flux converti en fonction de la longueur d'onde de la source optique. Ces relevés, effectués en moins de 5 min pour chaque PPLN, sont tracés sur la figure 5.2.

Les courbes obtenues pour chaque PPLN sont toutes différentes et aucune ne correspond à celle attendue en théorie. Cette différence entre théorie et résultat expérimental peut être expliquée par le fait que la température à la surface de chaque PPLN n'est pas homogène. Comme nous l'avons vu précédemment au chapitre 2, l'accord de phase dépend de la température du PPLN. Si celle-ci n'est pas homogène, alors le quasi-accord de phase sera obtenu pour plusieurs longueurs d'onde de la source optique et non pour une seule longueur d'onde. C'est pour cette raison que le niveau de flux converti aux longueurs d'onde autres que la longueur d'onde principale

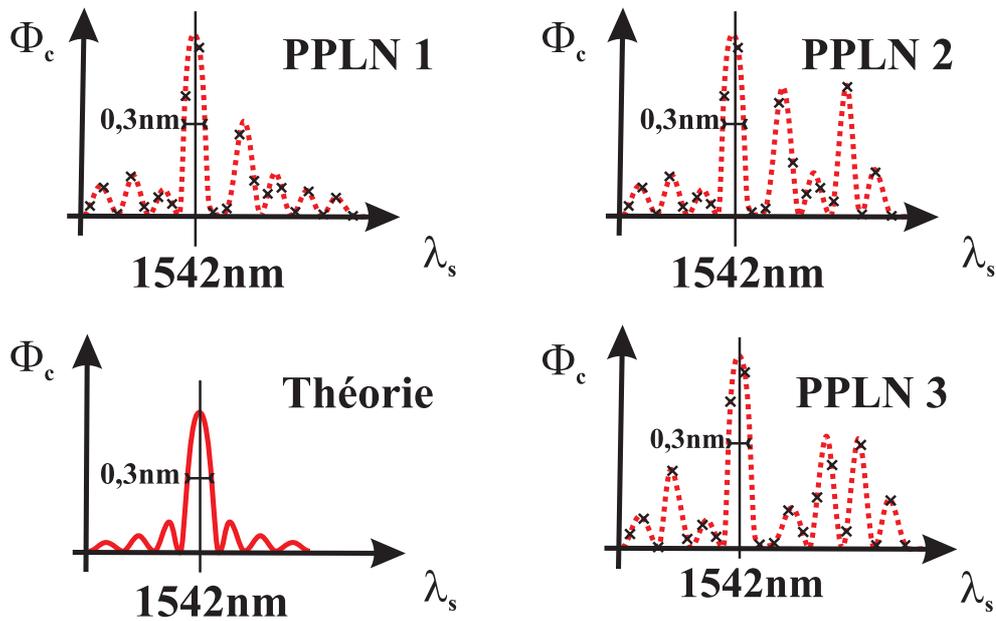


FIGURE 5.2 – Évolution du niveau de flux converti en fonction de la longueur d’onde de la source optique pour les trois PPLNs, pour une température fixée par les systèmes de régulation HC-Photonics et pour une longueur d’onde de la source de pompe fixe. Ces courbes sont à comparer avec l’évolution théorique.

ne sont pas négligeables (figure 5.2).

Afin de comprendre les conséquences de ce constat expérimental dans le contexte de l’interférométrie, observons la figure 5.3. Celle-ci présente un interféromètre à conversion de fréquence à deux voies interférométriques où la température à la surface des PPLNs n’est pas homogène. La source optique est caractérisée par une large bande spectrale d’émission. Cette source alimente les deux bancs de conversion de fréquence. La température à la surface des deux PPLNs et donc l’indice de réfraction du Niobate de Lithium aux longueurs d’onde mise en jeu n’est pas homogène. La condition d’accord de phase fluctue donc au fil de la propagation dans le guide d’onde optique, ce qui se traduit par un élargissement de l’acceptance spectrale et une fluctuation du rendement de conversion à la longueur d’onde de travail. Les ondes converties sont ensuite combinées afin d’observer le signal interférométrique. Dans cette configuration, le contraste des franges d’interférences est diminué puisque le signal détecté est la somme incohérente de plusieurs systèmes de franges d’interférences.

Dans la configuration actuelle, la puissance convertie varie aléatoirement dans le temps, rendant impossible l’exploitation du signal interférométrique.

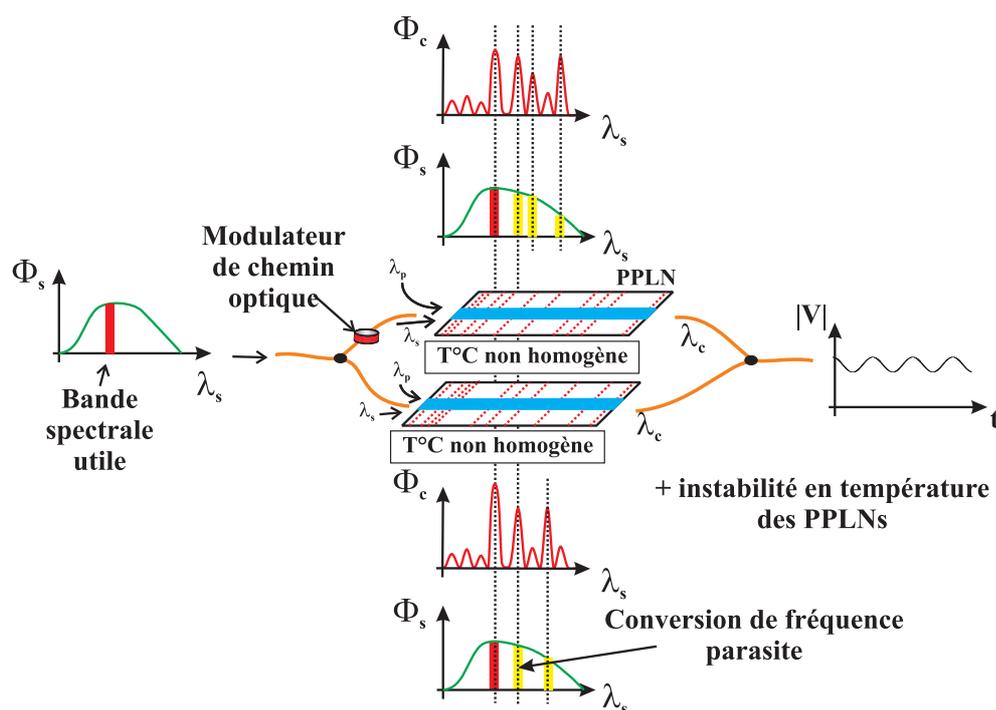


FIGURE 5.3 – La température à la surface du PPLN n’étant pas homogène implique une conversion de fréquence large bande parasite puisque non maîtrisée, d’où une diminution du degré de ressemblance entre les deux voies interférométriques.

Observons maintenant la figure 5.4. Dans cette configuration, la température à la surface des PPLNs est homogène et ne varie pas dans le temps. De ce fait, l’accord de phase est optimisé pour la même bande spectrale d’une largeur de 0,3 nm sur chaque voie de l’interféromètre à conversion de fréquence. La recombinaison optique des deux voies interférométriques est alors effectuée avec des ondes converties de spectres identiques. Cette configuration permet d’obtenir des termes de contraste des franges d’interférences fiables.

Ces résultats montrent que si la température à la surface des PPLNs n’est pas maîtrisée, alors les modules de conversion de fréquence ne pourront être employés dans un contexte interférométrique afin de convertir une source optique possédant une large bande spectrale d’émission.

Ainsi, le problème de température non homogène à la surface du PPLN s’ajoute aux constats expérimentaux précédemment établis.

Ce problème de température non homogène n’a pas été gênant vis-à-vis des expériences présentées dans les chapitres précédents. En effet, tant que la largeur spectrale de la source optique

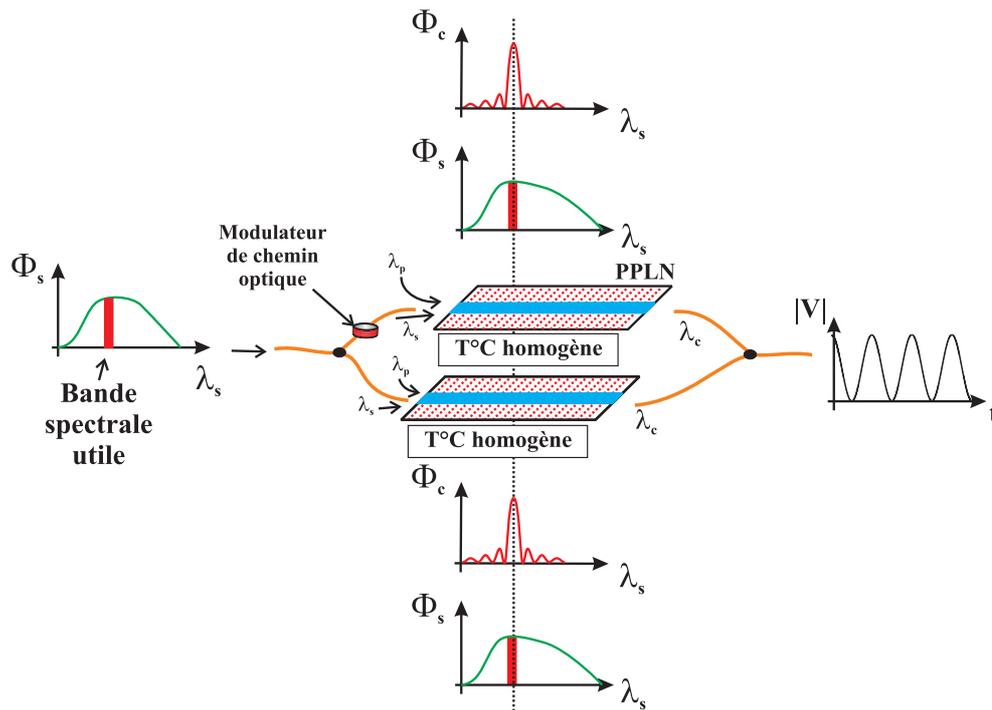


FIGURE 5.4 – Objectif des nouveaux bancs de conversion de fréquence : maîtriser la température à la surface du PPLN afin d’optimiser l’effet non linéaire et ainsi maximiser le contraste des franges d’interférences.

à convertir reste inférieure à l’acceptance spectrale des PPLNs, alors l’onde convertie sur chaque voie interférométrique est créée à partir d’une source optique ayant les mêmes caractéristiques. Le seul défaut est le déséquilibre de niveaux de flux entre les voies interférométriques, qui une fois pris en compte, permet d’obtenir des valeurs de contraste de franges calibrées.

5.1.3 Détermination du bruit apporté par la source de pompe

Expérimentalement, j’ai relevé l’évolution du bruit de pompe en fonction du niveau de flux de la source de pompe, voir figure 5.5. Pour cette expérience, j’ai directement branché la source de pompe à l’un des bancs de conversion de fréquence afin d’avoir un niveau de flux suffisamment intense pour observer le bruit de pompe. De cette façon, le signal détecté n’est pas issu de la conversion de fréquence de la source optique. La détection est effectuée en régime de comptage de photons avec le détecteur visible *EG&G* précédemment employé avec un nombre de *dark count* de 160cp/s .

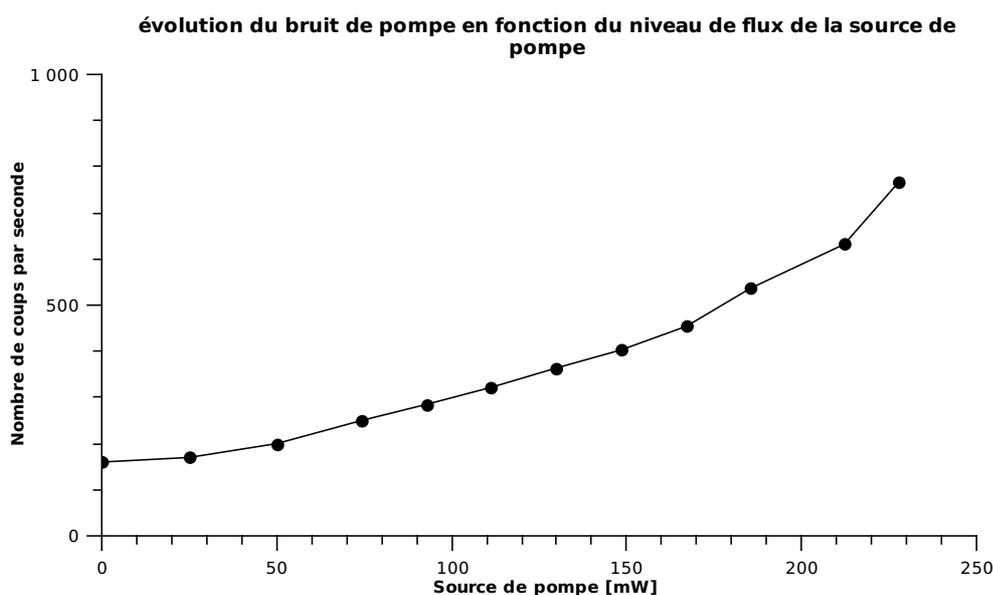


FIGURE 5.5 – Évolution du bruit de pompe en fonction de Φ_p . La source de pompe se propage seule à l'intérieur du guide d'onde inscrit à la surface du PPLN.

Les résultats montrent que lorsque le niveau de flux de source de pompe augmente, le bruit de pompe ne peut plus être négligé. Cette première étude doit être complétée en mettant en place une configuration interférométrique afin d'établir un compromis entre bruit de pompe et rendement de conversion.

5.1.4 Bilan

Ces problèmes de stabilité, de réglage de la température de consigne et de non homogénéité de la température de surface mettent en évidence un problème de répétabilité des systèmes de conversion de fréquence. Ces problèmes sont très pénalisants vis-à-vis du contexte de l'interférométrie astronomique. Dans l'idéal, un module de conversion de fréquence doit fonctionner de façon continue pendant toute une nuit d'observation. Le niveau de flux sur chaque voie de l'interféromètre à conversion de fréquence doit être stable et parfaitement maîtrisé afin de pouvoir acquérir des franges d'interférence dont le contraste instrumental puisse être calibré.

De plus, l'augmentation du niveau du flux de la source de pompe doit être effectuée en prenant en compte le bruit de pompe. Cette étude ne sera pas effectuée dans la suite du manuscrit car je me suis concentré sur les problèmes liés à la température de fonctionnement du PPLN.

À ma connaissance, les dispositifs de régulation thermique disponibles dans le commerce ne sont pas adaptés à notre contexte interférométrique. La plupart des autres configurations expérimentales employant des bancs de conversion de fréquence sont employées afin d'obtenir des lasers rouge ou ultra-violet, ou encore des sources lasers émettant dans l'infrarouge lointain. Dans ces configurations, le rendement de conversion de fréquence est optimisé en employant des sources de pompe intenses fines spectralement.

Dans notre contexte scientifique, les modules de conversion de fréquence doivent être identiques ou apporter les mêmes défauts sur chaque voie de l'interféromètre afin de ne pas diminuer le degré de ressemblance des ondes recombinaées. Pour cela, l'ensemble des éléments permettant de réaliser le processus de conversion de fréquence doit être maîtrisé.

Notre équipe de recherche possédant les moyens technologiques et scientifiques utiles à la conception des nouveaux composants a décidé de réaliser un module de conversion de fréquence correspondant exactement à nos besoins.

Ces bilans expérimentaux nous ont poussé à mettre en place une nouvelle configuration expérimentale permettant de maîtriser le processus de conversion de fréquence. Ce choix est arrivé quelques mois avant le départ en mission expérimentale de François Reynaud à l'observatoire astronomique du CFHT. Cette mission était liée au projet 'Ohana (*Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy*). J'ai pu ainsi intégrer cette mission expérimentale, avec pour principal objectif de tester *in situ* un nouveau module de conversion de fréquence afin d'avoir un retour sur expérience unique.

5.2 Présentation de la mission expérimentale au CFHT

Le test du nouveau processus de conversion de fréquence a été effectué en parallèle du projet 'Ohana ('Ohana voulant dire «famille» en Hawaïen). Ce projet a pour objectif de relier par fibres optiques unimodales une famille de sept télescopes possédant des miroirs de 3 à 10 m de diamètre [Mar96, Per06]. La mission 'Ohana de juin 2010 était dirigée par Olivier Lai, Pierre Fedou et Guy Perrin. L'objectif était d'obtenir des franges d'interférences avec des télescopes de 20 cm (télescopes de type celestron 8) reliés par fibre optique unimodale [Iki10] (nom du projet :

'Ohana-iki, signifiant «petite famille» en Hawaïen). Cette configuration leur a permis de déceler les contraintes expérimentales liées à la futur recombinaison optique du CFHT et de Gemini.

Notre mission expérimentale d'une durée sur site de sept jours a été effectuée en parallèle de la mission 'Ohana-iki, profitant du flux collecté en bande H par l'un des « petits » télescopes pointé vers une étoile de magnitude en bande H élevée (Antarès). Notre objectif principal a été de convertir ce niveau de flux collecté avec notre nouveau banc de conversion de fréquence. Pour cela le dispositif de conversion de fréquence doit fonctionner en répondant principalement à deux objectifs : fonctionner sur plusieurs heures et fournir un niveau de flux converti stable.

C'est dans ce contexte très concret et avec un planning très serré que nous avons commencé à réaliser la première version du banc de conversion de fréquence. Le cahier des charges de notre nouveau banc de conversion de fréquence est détaillé dans le paragraphe suivant.

5.2.1 Cahier des charges du nouveau banc de conversion de fréquence

Après avoir pris en compte l'ensemble de ces observations expérimentales et les objectifs scientifiques, nous avons décidé de mettre en place un module de conversion de fréquence répondant au cahier des charges suivant :

- un écart-type autour de la température de consigne inférieur à 0,01 °C,
- une température homogène en surface des PPLNs,
- une résolution en température inférieure à 0,1 °C,
- un système d'injection des ondes pompe et source optique achromatique, unimodal, à maintien de polarisation et mécaniquement stable.

Le choix d'un dispositif d'injection achromatique permet de rendre compatible le banc de conversion de fréquence à n'importe quelles autres gammes de longueur d'onde, à condition que le cristal non linéaire soit compatible (dimensions et température de fonctionnement).

5.2.2 Présentation du nouveau module de conversion de fréquence

La configuration expérimentale que nous avons choisie de mettre en place est présentée sur la figure 5.6. Dans la suite, je ne décrirai pas en détail le nouveau banc de conversion de fréquence

car un transfert de technologie est actuellement en cours vers l'entreprise locale Leukos.

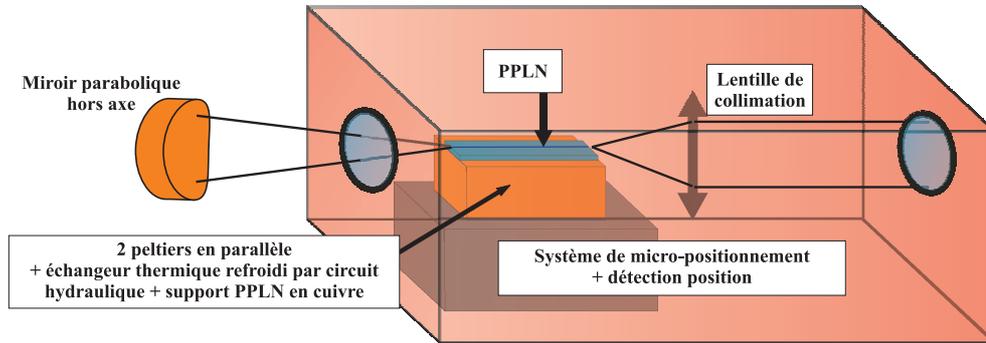


FIGURE 5.6 – Présentation du nouveau banc de conversion de fréquence.

Dans un premier temps, le dispositif d'injection a été réalisé afin de maîtriser la propagation unimodale des ondes pompe et signal au sein du PPLN. Ce dispositif est détaillé sur la figure 5.7, les ondes de pompe et de source optique alimentent un multiplexeur fibré. La sortie de ce dernier éclaire ensuite une parabole hors-axe afin de collimater les ondes pompe et source suivant le même axe optique. Ensuite, ces ondes éclairent successivement deux miroirs montés sur des systèmes de micro-positionnement. Les ondes collimatées éclairent ensuite une seconde parabole hors axe focalisant les ondes à l'intérieur d'un guide d'onde inscrit à la surface du PPLN.

Le PPLN est posé sur un support en cuivre chauffé par des modules à effet Peltier fonctionnant en parallèle. L'échange thermique entre les éléments chauffants et l'extérieur est assuré par un système de refroidissement liquide. Un système d'asservissement permet de contrôler et de stabiliser la température du PPLN. L'onde convertie en sortie du PPLN est collimatée au moyen d'un objectif de microscope et se dirige ensuite vers une étape de filtrage spectral et spatial identique à l'ancienne configuration (non représentée sur la figure 5.6).

Les figures 5.8 et 5.7 sont des photographies montrant certains éléments du nouveau banc de conversion de fréquence.

Je me suis principalement occupé de la mise en place du nouveau système de régulation thermique.

Les principaux composants du système de régulation thermique sont présentés à la figure 5.9. Ce système permet de contrôler la température de fonctionnement des deux modules Peltier. Le premier est géré par un dispositif Thorlabs TED200C. La température de consigne de celui-ci

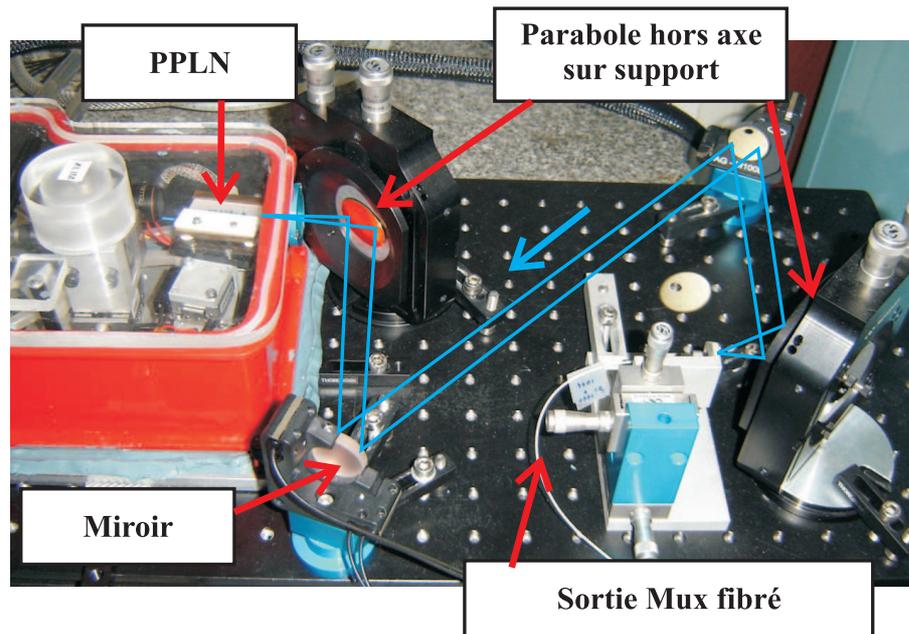


FIGURE 5.7 – Photographie du système d'injection du nouveau banc de conversion de fréquence. Les ondes de pompe et source optique sont issues d'un multiplexeur fibré et éclairent une parabole hors-axe. Les ondes collimatées éclairent successivement des miroirs et une parabole hors-axe focalisant les ondes sur l'un des guides d'onde inscrit à la surface du PPLN.

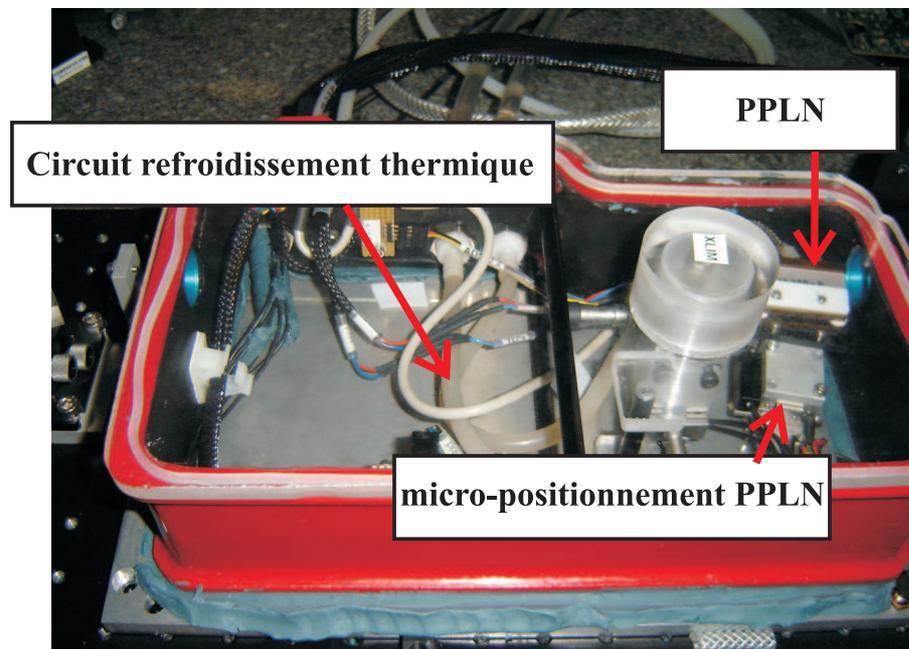


FIGURE 5.8 – Vue de dessus du module de conversion de fréquence. Le PPLN est posé sur un support en cuivre contrôlé par des modules à effet Peltier (non visible sur la photographie). Nous pouvons distinguer le circuit de refroidissement des modules Peltier et le dispositif de micro-positionnement du PPLN.

est fixée par une tension de commande. Celle-ci est fournie par une boucle d'asservissement en température réalisée sous Labview. Cette boucle d'asservissement prend en compte la température du support en cuivre sur lequel est placé le PPLN. Le deuxième module Peltier est fixé à une température donnée par un générateur de courant commandé en tension.

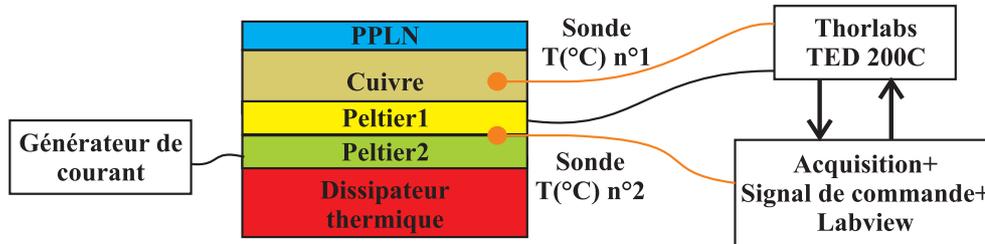


FIGURE 5.9 – Présentation des éléments du nouveau dispositif de régulation thermique d'un PPLN.

5.2.3 Mission et bilan expérimental de la mission à l'observatoire du CFHT

L'objectif principal de notre mission expérimentale a été de convertir les photons émis en bande H par une étoile ayant un fort éclairement spectral en bande H. Au moment de la mission, nous avons observé en employant le télescope de 20 cm l'étoile Antares ($m_H = -3,6$). Afin d'extraire l'information du bruit de photons, le niveau de flux issu d'une fibre optique reliée au télescope a été modulé en intensité. De cette façon, l'analyse de la densité spectrale en intensité du signal converti a permis d'avoir accès à une fréquence correspondant à la modulation en intensité effectuée en amont du processus de conversion de fréquence. Au cours de cette mission expérimentale, je me suis principalement occupé de la partie conversion de fréquence.

La configuration expérimentale que nous avons mise en place est présentée à la figure 5.10. Le niveau de flux collecté par le télescope est modulé en intensité par le *chopper*. Le filtre infrarouge permet de conserver uniquement le signal infrarouge centré autour de $1550 \text{ nm} \pm 40 \text{ nm}$. Ce filtre permet de s'assurer que l'onde convertie à 630 nm provient bien du signal infrarouge issu de la source optique et non du fort rayonnement thermique d'Antares à 630 nm . Le multiplexeur permet aux ondes de pompe et issue de l'étoile de se propager suivant le même axe. La sortie fibrée du multiplexeur alimente un dispositif d'injection achromatique constitué de paraboles hors-axe et de miroirs. Ensuite, les ondes sont injectées dans l'un des guides d'onde inscrit à la

surface du PPLN. L'onde convertie en sortie du PPLN est collimatée et envoyée vers un système de filtrage spatial et spectral. Le signal modulé est ensuite détecté en régime de comptage de photons. L'analyse de la densité spectrale d'énergie du signal détecté doit permettre de récupérer le signal modulé à la fréquence du *chopper*.

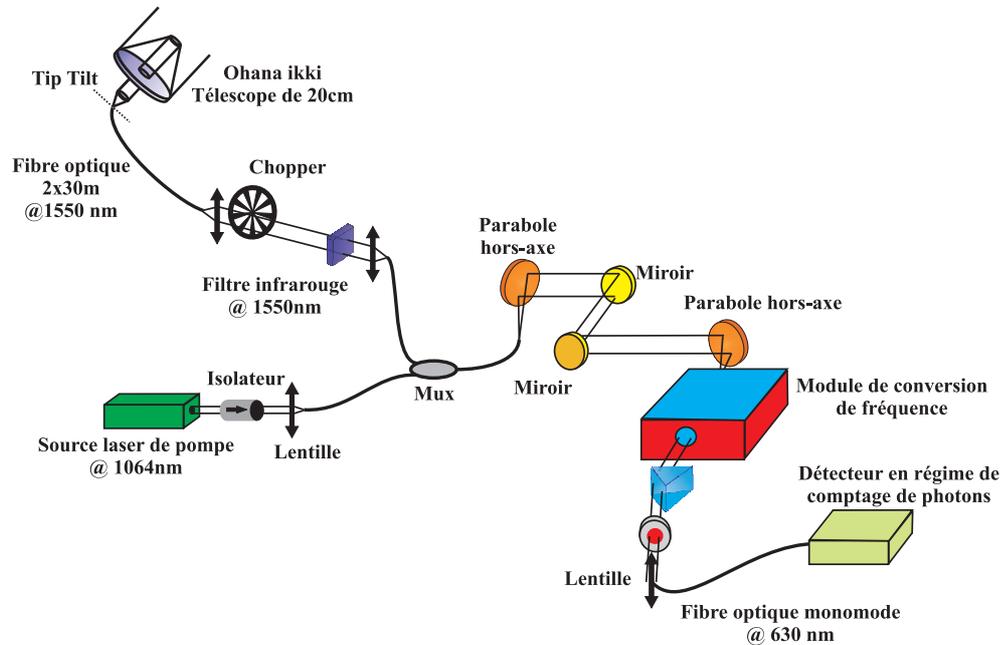


FIGURE 5.10 – Configuration du banc expérimental lié à la mission au CFHT.

La figure 5.11 présente une vue d'ensemble du banc expérimental situé à l'intérieur du CFHT.

La mise en place de cette configuration expérimentale ne s'est pas déroulée aussi bien que prévue. Voici une liste des principaux éléments qui ont limité et contraint nos observations :

- la source de pompe, démontée pour le voyage a nécessité un ré-alignement, d'une durée non négligeable, afin d'être à nouveau opérationnelle. Notons qu'il existe maintenant dans le commerce des sources de pompe possédant une sortie fibrée, ne nécessitant pas d'alignement,
- la fréquence du *chopper* n'était pas fixe, ainsi un étalement de l'énergie modulée sur plusieurs fréquences a été constaté. Le rapport signal/bruit dans le domaine fréquentiel n'était pas optimisé,
- manque d'un degré de liberté sur le positionnement du PPLN afin d'optimiser l'injection

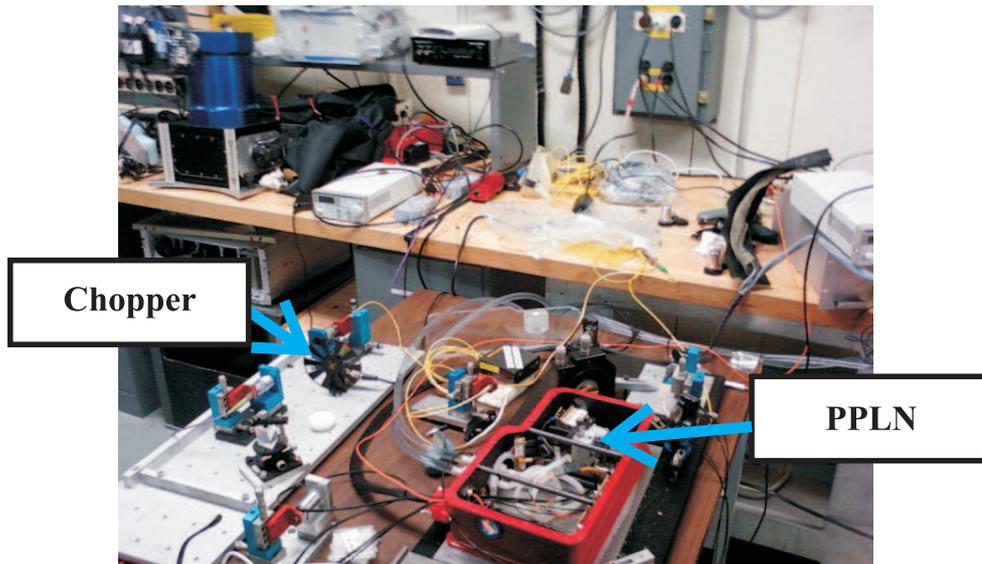


FIGURE 5.11 – Présentation générale du banc expérimental dédié à la conversion de fréquence.

des ondes pompe et source.

En revanche le nouveau système de régulation thermique a fonctionné conformément au cahier des charges que nous avons défini.

Afin de vérifier si nous étions dans les mêmes conditions de conversion de fréquence qu'en laboratoire, nous avons effectué un calibrage du module de conversion de fréquence. Ce calibrage a été effectué avec une source optique de type halogène, ayant une très large bande spectrale d'émission. En laboratoire et sur site, en observant cette source halogène, nous sommes arrivés au même niveau de flux infrarouge. Ce niveau de flux a été estimé à 4,5 fW pour une bande spectrale de 0,3 nm en sortie de la fibre optique connectée au télescope. Ces résultats ont montré le bon fonctionnement du module de conversion de fréquence. Cependant en observant Antarès, une étoile de forte magnitude en bande H, nous ne sommes pas arrivés à convertir le niveaux de flux collectés.

J'ai effectué différentes estimations d'ordres de grandeur concernant les niveaux de flux disponible en sortie de la fibre optique alimentée par le télescope de 20 cm (voir tableau 5.1). Ces estimations de niveaux de flux ont été effectuées en prenant en compte l'éclairement spectral de différentes étoiles ayant une forte magnitude en bande H. Notons que dans notre cas, la bande spectrale utile est de 0,3 nm car nous sommes limités par l'acceptance spectrale du PPLN (voir

paragraphe 1.4.5 *Limites de la conversion de fréquence*). Ces estimations de flux sont effectués pour un coefficient de transmission de 1% entre la surface collectrice (de 20 cm et la sortie de la fibre optique).

TABLE 5.1 – Estimation des niveaux de flux, $\Phi_s(W)$, en sortie de fibre reliée à un télescope de 20 cm. Le coefficient de transmission entre la surface collectrice du télescope et la sortie de la fibre optique est de 1%. La bande spectrale utile est de 0,3 nm.

	$F(W/cm^2/\mu m)$	$\Phi_s(W)@1\%$
Véga	$1,26 \times 10^{-13}$	$1,2 \times 10^{-18}$
Arturus	$18,7 \times 10^{-13}$	$17,7 \times 10^{-18}$
Antarès	$34,7 \times 10^{-13}$	$32,7 \times 10^{-18}$
Bételgeuse	$50,2 \times 10^{-13}$	$47,3 \times 10^{-18}$

Le niveau de flux obtenu sur la source de calibrage, de 4,5 fW, est environ deux ordres de grandeur au dessus de l'estimation du niveau de flux disponible pour Antarès et Bételgeuse. Il était alors impossible de convertir sur ciel dans la configuration employée.

Cependant, l'utilisation de composants comme une source laser de pompe plus intense et large spectralement, ou encore de composants optiques à plus faibles coefficients de transmission nous permettra d'abaisser la limite de détection et de remplir l'objectif visé au cours de cette mission expérimentale. De plus, le système d'acquisition et de traitement de l'information du signal converti peut être amélioré en employant un système de détection hétérodyne. Cette étude est prévue pour la fin de l'année 2011 au cours du projet baptisé ALOHA pour Astronomical Light Observation Hybrid Analysis (*Aloha* signifiant «bonjour» ou «au revoir» en Hawaïien), de plus une mission expérimentale sur site est prévue pour début 2012.

Différents points sont à maîtriser avant la prochaine mission expérimentale, mais nous pouvons gagner plusieurs ordres de grandeur en optimisant l'ensemble de banc expérimental. Ces constats *in situ* ont permis d'améliorer le nouveau banc de conversion de fréquence. Dans la suite, je présente les derniers résultats concernant le système de régulation thermique.

5.3 Derniers résultats obtenus en laboratoire concernant le nouveau système de régulation thermique

Le nouveau système de régulation thermique permet de faire varier la température par pas inférieurs à $0,1\text{ °C}$. La courbe présentée sur la figure 5.12 montre l'évolution de la température pour deux températures de consigne différentes. Cette courbe montre que la température de fonctionnement du PPLN peut être finement maîtrisée.

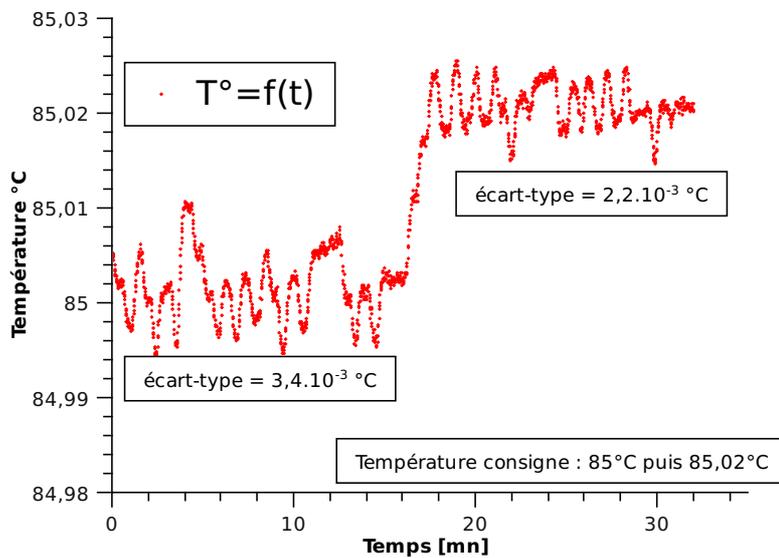


FIGURE 5.12 – Première consigne de température 85 °C . Deuxième consigne de température $85,02\text{ °C}$. La variation de température est obtenue en quelques minutes sans dépassement, ni oscillation.

De plus, l'écart-type observé pour une température de consigne de 85 °C est inférieur à $0,01\text{ °C}$, voir courbe 5.13. Cette courbe a été obtenue sur une durée de 30 min d'acquisition avec l'un des derniers modules de conversion de fréquence employé par Jean-Thomas Gomes.

Les dernières mesures effectuées par notre équipe, notamment dans le cadre de la thèse de Laurent Bouyeron [Bou11], ont montré que le niveau de flux converti est stable sur une durée supérieure à 6 h avec un écart-type inférieure à $0,01\text{ °C}$. Dans cette expérience, le banc de conversion de fréquence a permis de convertir un signal interférométrique de longueur d'onde 1546 nm vers le visible à environ 630 nm . La conversion de fréquence permet de bénéficier des avantages liés au détecteur Si-APD (rendement de détection quantique élevé, fonctionnement en

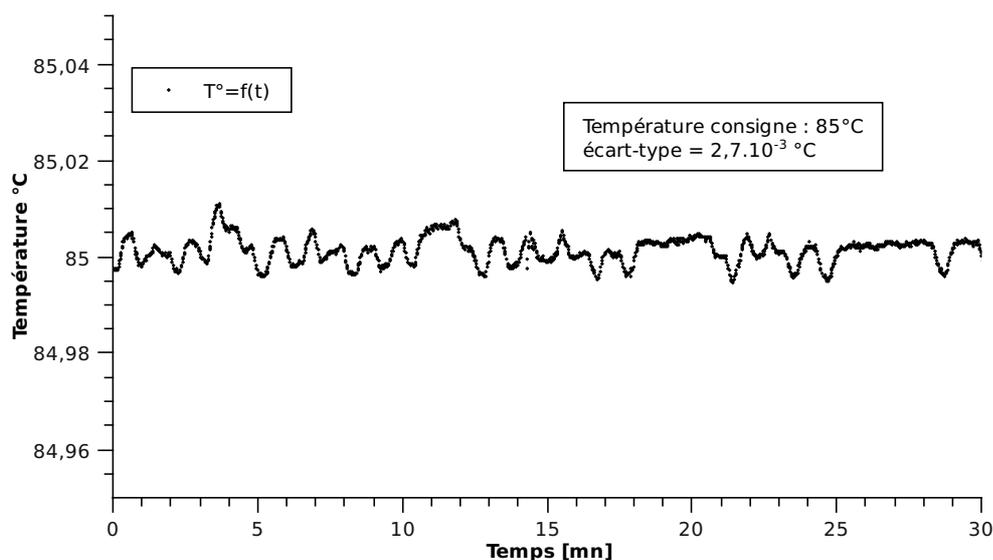


FIGURE 5.13 – Évolution de la température d’un nouveau module de conversion de fréquence au cours du temps.

mode continu et en régime de comptage de photons et faible *dark counts*).

La courbe présentée à la figure 5.14 présente l’évolution du niveau de flux converti en fonction de la longueur d’onde de la source optique pour une température de consigne constante. Cette courbe montre bien que la température à la surface du PPLN est homogène puisque les résultats sont proches des valeurs attendues. Notons que la légère dissymétrie de la courbe est due à une inversion des domaines ferroélectriques du PPLN qui n’est pas parfaite. Ce même constat a été effectué sur d’autres PPLNs.

D’après ces résultats, le nouveau banc de conversion de fréquence répond au cahier des charges pour les critères liés à la température de fonctionnement du PPLN. Pour l’injection achromatique et le bilan énergétique (optimisation du rendement, évolution du bruit de pompe . . .) la mise en place expérimentale est en cours de caractérisation.

5.4 Conclusion

Les résultats concernant la mise en place du nouveau banc de conversion de fréquence montrent clairement qu’une étape technologique a été franchie. Ces résultats ont été possibles en

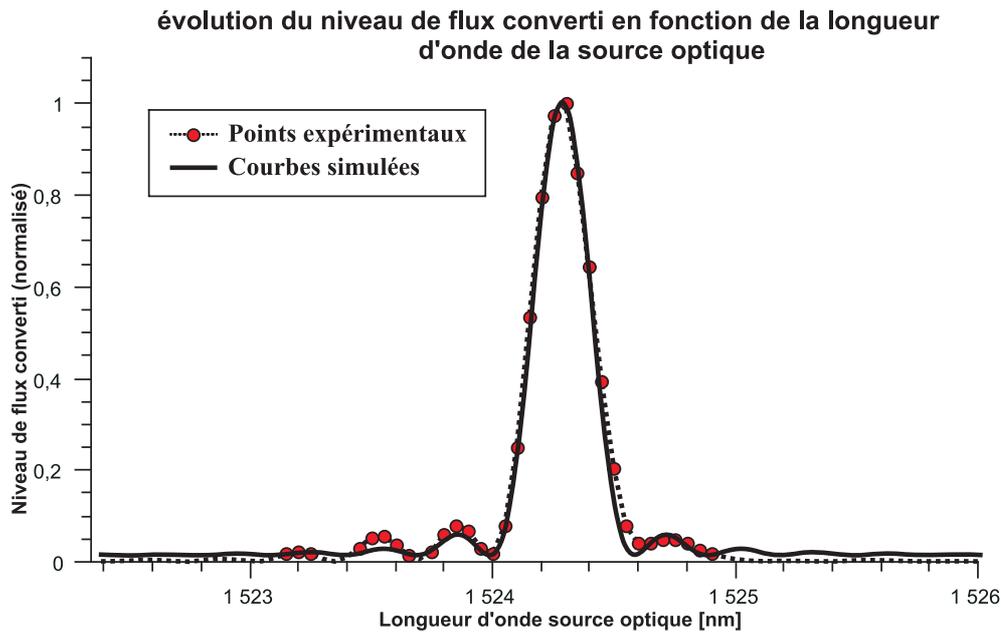


FIGURE 5.14 – Courbe expérimentale obtenue avec un nouveau module de conversion de fréquence présentant le niveau de flux converti normalisé en fonction de la longueur d’onde de la source optique. Cette courbe a été obtenue au cours d’une expérience menée par le doctorant Jean-Thomas Gomes.

prenant en compte les observations présentées dans les chapitres précédents et obtenues au cours de la mission expérimentale de juin 2010. Cette mission expérimentale a été riche en enseignements pratiques. En effet, même si l’objectif principal n’a pas été atteint, cette mission est loin d’être un échec et constitue une expérience humaine unique malgré des conditions d’observation très difficiles (altitude de 4300 m, froid, vent, oxygène limité ...).

La maîtrise du processus de conversion de fréquence est l’une des étapes essentielles avant la mise en place d’un interféromètre à conversion de fréquence fonctionnant avec une source optique à large bande spectrale d’émission. Le nouveau banc de conversion de fréquence a été dupliqué. Ils sont actuellement employés dans le cadre des thèses de Jean-Thomas Gomes et de Romain Baudoin. De plus, une nouvelle mission expérimentale est prévue pour l’année 2012 à laquelle je participerai activement, l’objectif étant le même que pour la mission de juin 2010 et au cours du projet ALOHA.

5.5 Magnitude accessible avec un interféromètre à conversion de fréquence

Le fonctionnement de l'interféromètre à conversion de fréquence en régime de comptage de photons a permis de faire l'acquisition des termes de contraste de franges et de clôture de phase. Le nombre minimal de photons permettant d'extraire le terme de contraste de franges est de 240 *cp/s/voie* (ce nombre ne prend pas en compte le *dark count* du détecteur).

Nous nous sommes alors posé la question suivante : quelle serait la valeur de la magnitude limite accessible avec un interféromètre à deux voies employant un processus de conversion de fréquence? Afin d'apporter une réponse à cette question, j'ai effectué différentes estimations de magnitude limite accessible en supposant que les interféromètres du VLTI et de CHARA emploient un instrument basé sur un processus de conversion de fréquence.

Ces estimations ont été effectuées en prenant en compte le bilan de transmission et de détection de l'interféromètre à conversion de fréquence décrit dans ce mémoire de thèse. J'ai aussi effectué des estimations de magnitude limite accessible en prenant en compte un bilan de transmission et de détection «amélioré» et «futur» que je détaillerai par la suite.

5.5.1 Définition de la magnitude limite accessible

La magnitude limite accessible est une façon de comparer l'éclairement spectral de la source optique observée, notée F et donnée en $W.\mu m.cm^{-2}$, à celle d'une source optique de référence, notée F^0 . Dans la suite, j'utiliserai la notion de niveau de flux mesuré en Watt afin de calculer les magnitudes.

Le calcul de la magnitude apparente est défini par :

$$m_H = -2.5 \log\left(\frac{\Phi}{\Phi^0}\right) \quad (5.1)$$

Avec Φ le niveau de flux incident sur la surface collectrice, issu de la source optique et arrivant au niveau de la surface collectrice et Φ^0 le niveau de flux d'une étoile de référence (Véga) éclairant la même surface collectrice.

Φ^0 est exprimé par :

$$\Phi^0 = F^0 N_T S_T \Delta\lambda \quad (5.2)$$

avec F^0 l'éclairement spectral de Véga en bande H, $F^0 = 1,26 \times 10^{-13} W.\mu m^{-1}.cm^{-2}$, N_T indique le nombre de télescopes, S_T la surface utile du miroir primaire et $\Delta\lambda$ la largeur spectrale du signal utile.

La valeur de Φ^0 est fortement liée à la surface utile de l'instrument. Le tableau 5.2 donne les valeurs de S_T et Φ^0 pour les observatoires de CHARA et du VLTI fonctionnant sur deux voies interférométriques. J'ai indiqué les valeurs de Φ^0 pour deux bandes spectrales, la première

TABLE 5.2 – Détermination du niveau de flux de référence

	CHARA	VLTI
<i>Diamètre miroir [m]</i>	1	8,2
<i>S_T [m²]</i>	1,57	105,6
$\Phi^0 [pW]$ pour $\Delta\lambda = 0,3nm$	0,59	39,9
$\Phi^0 [pW]$ pour $\Delta\lambda = 3nm$	5,9	399,2

de $0,3nm$ est directement liée à l'acceptance spectrale du PPLN. La deuxième, de $3nm$ est accessible si le processus de conversion de fréquence permet de convertir une bande de $3nm$. Cette configuration permettant une conversion spectrale plus large est en cours d'étude par notre équipe de recherche.

Pour la détermination du paramètre Φ , j'ai pris en compte les pertes optiques apportées par la chaîne de transmission et les pertes apportées par la chaîne de détection. La figure 5.15 indique la position de ces pertes dans une configuration à deux voies interférométriques employant des processus de conversion de fréquence.

Ainsi, Φ peut être exprimé par :

$$\Phi = \frac{\Phi_c}{T_{lar} T_{inj} T_{mux} T_{banc} T_{coupleur} \eta_{détection}} \quad (5.3)$$

avec T_{lar} le coefficient de transmission de la ligne à retard nécessaire dans le contexte interférométrique et est placée entre le télescope et une fibre optique spatialement unimodale. T_{inj} correspond au rendement d'injection entre l'onde issue de la ligne à retard et la fibre optique

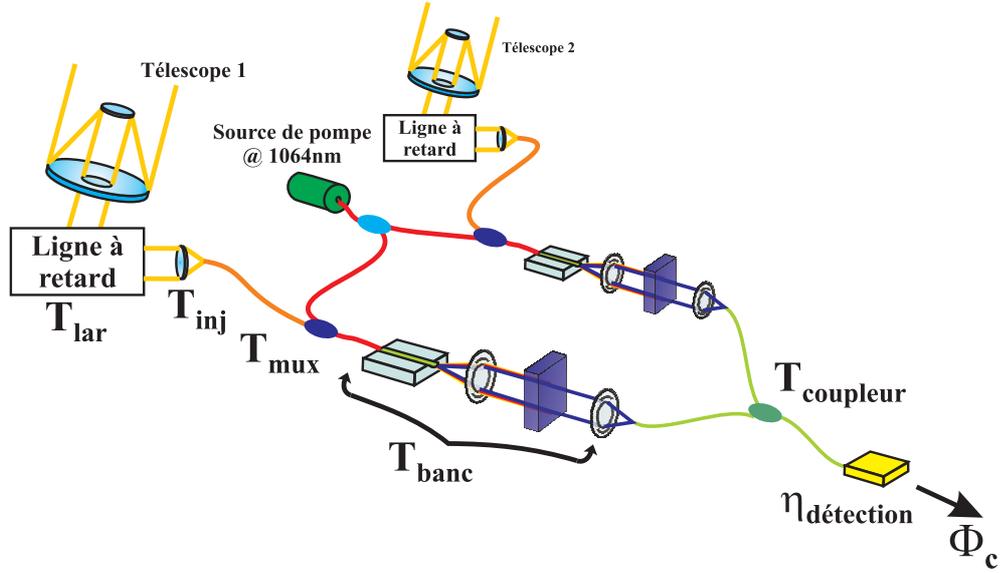


FIGURE 5.15 – Configuration d’un interféromètre à deux voies à conversion de fréquence.

unimodale. T_{mux} est le coefficient de transmission du multiplexeur utilisé afin que les ondes pompe et source optique se propagent de façon coaxiale. T_{banc} dépend du rendement d’injection à l’intérieur du PPLN, du rendement de conversion, du filtrage spectral et du rendement d’injection à l’intérieur d’une fibre spatialement unimodale. $T_{coupleur}$ correspond au facteur de transmission du coupleur optique servant à combiner les flux convertis provenant des deux voies interférométriques et $\eta_{détection}$ est l’efficacité quantique du détecteur visible.

Dans la configuration expérimentale précédente, le nombre minimal de photons par seconde et par voie permettant d’extraire des informations du contraste de franges était de $240cp/s/voie$. J’ai ainsi estimé que pour un interféromètre à deux voies de conversion de fréquence, le contraste de franges peut ainsi être extrait d’un signal interférométrique constitué de $480cp/s$, correspondant à $\Phi_c = 150$ aW à 630 nm.

J’ai estimé le coefficient de transmission (T_{lar}) des lignes à retard à 50% de perte de transmission en bande H, cette valeur n’étant pas disponible dans la littérature.

Le rendement d’injection du flux collecté à l’intérieur d’une fibre optique unimodale (T_{inj}) dépend de la configuration du télescope. Si le centre du miroir primaire n’est pas obstrué, le rendement d’injection est de 78% [Cou00]. Ce rendement descend à 42% pour un miroir primaire dont le centre est obstrué. À ce rendement d’injection, j’ai ajouté l’impact de la perturbation

atmosphérique diminuant de 60% l'injection entre miroir primaire (avec optique adaptative) et une fibre optique. Ainsi, pour un miroir primaire obstrué en son centre, le niveau de flux injecté dans une fibre optique unimodale est d'environ 25%.

L'expression de Φ dépend des caractéristiques des composants employés pour réaliser l'interféromètre. J'ai considéré les trois configurations expérimentales différentes :

- Interféromètre en configuration *Actuelle*
- Interféromètre en configuration *Améliorée*
- Interféromètre en configuration *Prospective*

Interféromètre en configuration *Actuelle*

La configuration (*Actuelle*) prend en compte les pertes des différents éléments de l'interféromètre à conversion de fréquence employés pour l'acquisition des termes de contraste et de clôture de phase. La figure 5.16 indique les différentes pertes pour cette configuration en faisant l'hypothèse que le niveau de flux parcourant les voies de l'interféromètre à conversion de fréquence est identique.

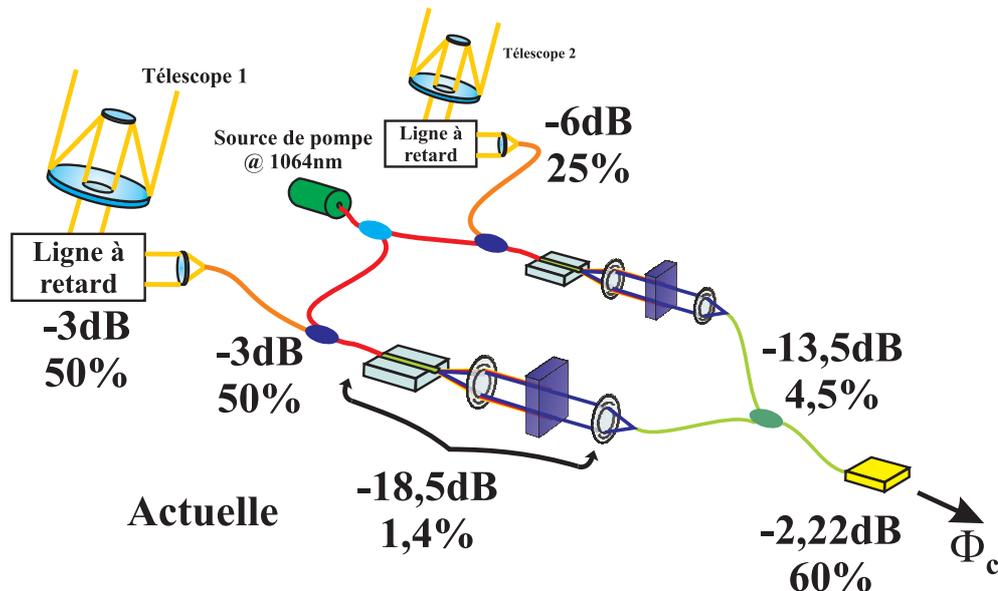


FIGURE 5.16 – Configuration de l'interféromètre à conversion de fréquence employant des éléments ayant les mêmes caractéristiques que ceux utilisés dans les chapitres précédents.

Interféromètre en configuration *Améliorée*

Pour la configuration (*Améliorée*), présentée à la 5.17, les pertes sont estimées si le multiplexeur, le coupleur dans le visible et le détecteur sont remplacés par des éléments disponible dans le commerce et apportant moins de pertes (optiques, détection...).

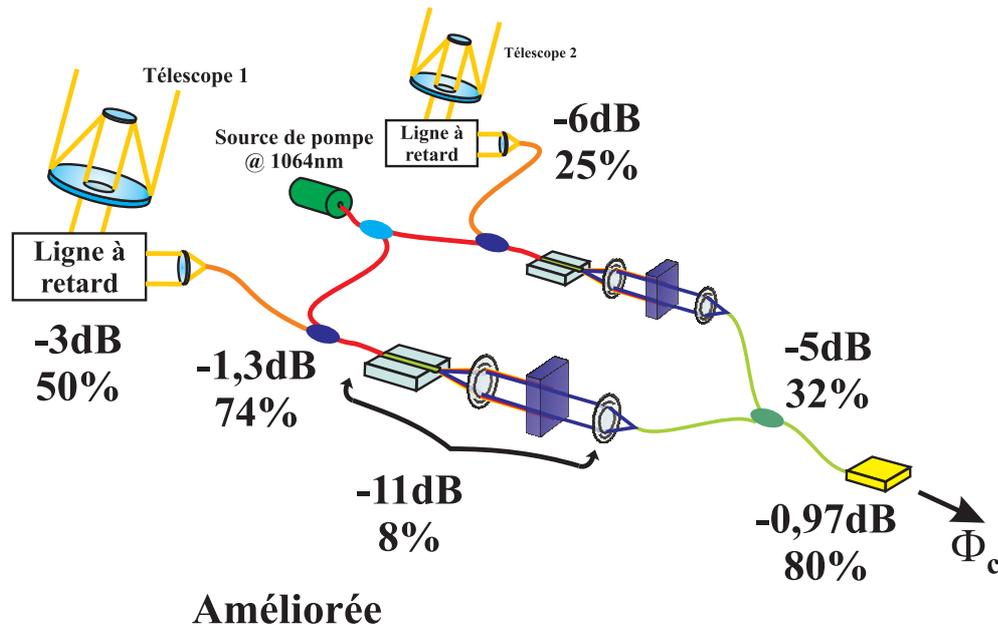


FIGURE 5.17 – Configuration de l'interféromètre à conversion de fréquence employant des éléments à faible pertes de transmission et un système de détection plus efficace.

Interféromètre en configuration *Prospective*

La configuration (*Prospective*), voir figure 5.18, de l'interféromètre à conversion de fréquence est une version améliorée employant un processus de conversion de fréquence dit *large bande*. Dans cette configuration, la conversion de fréquence n'est plus effectuée sur $0,3 \text{ nm}$ mais 3 nm . Cet interféromètre est encore en cours de développement par notre équipe de recherche. Le paramètre T_{bande} est amélioré d'un ordre de grandeur puisque la conversion de fréquence est effectuée sur une bande spectrale plus large.

Le tableau 5.3 résume les différentes valeurs de Φ en fonction des différents paramètres précédemment énoncés.

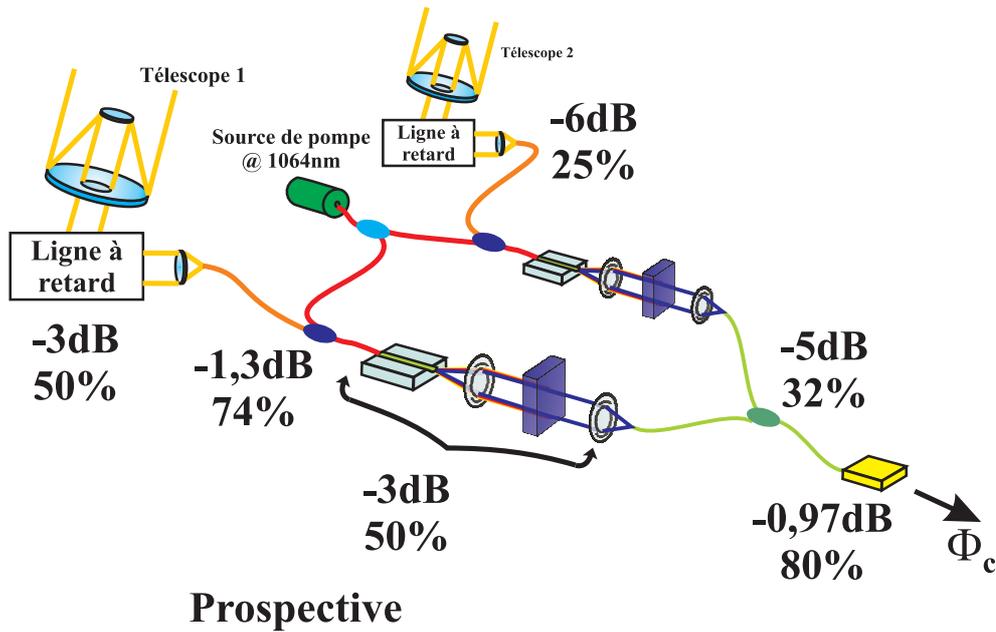


FIGURE 5.18 – Configuration de l’interféromètre à conversion de fréquence employant des éléments à faible pertes de transmission, un système de détection plus efficace et un processus de conversion de fréquence large bande en cours de développement par notre équipe de recherche.

TABLE 5.3 – Coefficients transmission des différents composants (optique et détection)

	Actuelle	Améliorée	Prospective
$\eta_{détection}$	0,6	0,8	0,8
$T_{coupleur}$	0,045	0,32	0,32
T_{banc}	0,014	0,08	0,5
T_{mux}	0,5	0,74	0,74
T_{lar}	0,5	0,5	0,5
T_{inj}	0,25	0,25	0,25
$\Delta\lambda[nm]$	0,3	0,3	3
$\Phi[fW]$	6240	80,44	8,04

5.5.2 Estimation de la magnitude limite accessible

Le tableau 5.5 indique les valeurs des magnitudes limites accessibles sur une portion de la bande H avec une version à deux voies de l’interféromètre à conversion de fréquence.

Nous pouvons observer que ces magnitudes sont élevées vis-à-vis des instruments actuellement en place. Par exemple, l’instrument AMBER fonctionnant avec le VLTI permet d’avoir accès à des magnitudes 7 en bande H [Eso11c]. De même pour l’instrument CLIMB et MIRC fonctionnant avec CHARA [NAO11], qui permettent respectivement d’avoir accès à des magnitudes 6 et 5. L’estimation que j’ai effectuée devra être complétée et validée en employant les nouveaux bancs

TABLE 5.4 – Différentes magnitudes limites accessibles avec un interféromètre à conversion de fréquence se basant sur les dimensions des télescopes du VLTI et CHARA.

	CHARA	VLTI
Actuelle	-2,6	2,0
Améliorée	2,2	6,7
Prospective	7,2	11,7

de conversion de fréquence.

5.5.3 Projet Aloha

La suite de la mission Aloha prévue pour 2012 est d'utiliser le CFHT en mode interférométrique. Cette configuration, décrite à la figure 5.19, suppose que le miroir monolithique de 3,6 m du CFHT est divisé en deux sous-pupilles de 1,45 m de diamètre. Cet instrument serait équivalent à deux télescopes espacés de 2,15 m, ce qui permettrait d'avoir une résolution angulaire limite de $0,7 \mu\text{rad}$ pour une longueur d'onde de $1,5 \mu\text{m}$.

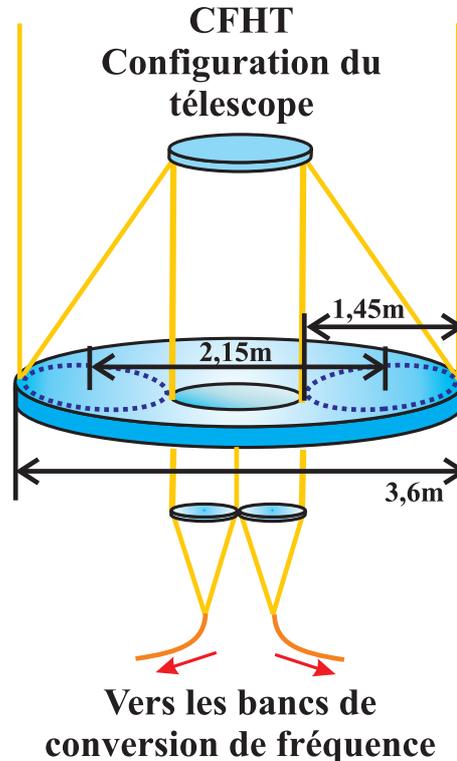


FIGURE 5.19 – Configuration du télescope CFHT permettant d'extraire un terme de contraste de franges.

TABLE 5.5 – Différentes magnitudes limites accessibles avec un interféromètre à conversion de fréquence employant le miroir primaire du CFHT.

	CFHT
Actuelle	-1,1
Améliorée	3,65
Prospective	8,65

J'ai effectué les mêmes estimations que précédemment pour déterminer la magnitude limite accessible. Cependant la configuration du CFHT permet d'employer deux miroirs primaires non obstrués en leur centre, d'où un coefficient T_{inj} d'environ 47%.

5.6 Conclusion

Ces estimations ont permis de définir un ordre de grandeur des magnitudes limites accessibles avec un interféromètre à conversion de fréquence fonctionnant sur deux voies. Les valeurs que j'ai obtenues montrent que le processus de conversion de fréquence, une fois amélioré, permettra d'atteindre des magnitudes élevées et donc des objets stellaires possédant un faible éclairement spectral. Ces résultats sont des estimations et nécessitent d'être prouvés expérimentalement afin d'être crédibles auprès de la communauté scientifique.

6

Conclusion générale

Au cours de ces trois années de recherche scientifique au sein du laboratoire Xlim, mon travail de doctorant a principalement porté sur l'utilisation d'un interféromètre à conversion de fréquence dédié à l'imagerie à haute résolution angulaire. Cet interféromètre novateur dans le monde de l'astronomie nécessite un développement expérimental rigoureux et méthodique afin de valider son intérêt auprès de la communauté scientifique.

Au début de ma thèse, je me suis familiarisé avec le banc expérimental issu d'une quinzaine d'années de recherche. Mon travail a commencé à la suite des résultats expérimentaux obtenus par Luis Del Rio. Ce dernier avait validé la conservation du contraste des franges d'interférence en employant un interféromètre à conversion de fréquence fonctionnant à deux voies.

Mon travail de thèse s'inscrit dans la continuité de ces résultats liés à l'analyse de la cohérence spatiale en employant un interféromètre à conversion de fréquence. Le bilan de mon travail de thèse peut être scindé en deux parties :

- mes premiers résultats expérimentaux portent sur l'acquisition des termes de clôture de phase avec l'interféromètre à conversion de fréquence. Pour cela, le banc expérimental a été adapté à la technique de clôture de phase en ajoutant une troisième voie interférométrique. Ces résultats ont permis de valider que la technique de clôture de phase est compatible avec l'utilisation d'un processus de conversion de fréquence. Les résultats que j'ai obtenus montrent la stabilité de l'acquisition de l'interféromètre à conversion de fréquence. En effet,

les écart-types des termes de clôture de phase observés avec l'interféromètre de référence et l'interféromètre à conversion de fréquence étaient respectivement de 5 mrad et 10 mrad, – j'ai ensuite mis en place une configuration visant à tester l'interféromètre à conversion de fréquence en régime de comptage de photons. Après avoir modifié le banc expérimental, j'ai pu faire l'acquisition des termes de contraste de franges et de clôture de phase pour différents niveaux de flux issus de la source optique observée. Les résultats présentés dans ce mémoire de thèse montrent clairement que l'acquisition des termes de contraste de franges est limitée par le *dark count* du détecteur visible employé. Le niveau de flux minimum permettant d'extraire ces termes de contraste était de 720 cps/s. L'écart-type pour ces mesures obtenues en régime de comptage de photons était de 11,6%. Pour les termes de clôture de phase, la limite de détection est liée au module du bispectre et au bruit de photons. Néanmoins pour des valeurs de clôture de phase proches de 0, les termes corrigés jusqu'à un niveau de 720 cps/s détecté dans le visible correspondent aux termes obtenus avec l'interféromètre de référence.

Ces résultats ont été obtenus malgré l'instabilité et l'inhomogénéité de température du système de régulation thermique de chaque PPLN. Ces problèmes étant incompatibles avec le contexte expérimental des interféromètres stellaires, notre équipe de recherche a décidé de mettre en place un nouveau module de conversion de fréquence. J'ai pu participer à la réalisation et à la mise en place de tests *in situ* du nouveau module de conversion de fréquence. La maîtrise technologique des bancs de conversion de fréquence est une étape essentielle avant la mise en place de la conversion de fréquence sur des sources optiques à large bande spectrale d'émission.

J'ai pu aussi estimer la magnitude en bande H accessible avec une configuration employant un interféromètre à conversion de fréquence à deux voies. Les résultats présentés montrent que des objets stellaires de fortes magnitudes pourraient être observés en améliorant notre configuration expérimentale. Certaines améliorations sont directement faisables puisque basées sur des éléments présents dans le commerce. Ces estimations doivent être validées expérimentalement afin d'être crédibles auprès de la communauté scientifique.

Un autre verrou technologique est lié à la mise en place de sources de pompe compatibles avec la conversion de fréquence large bande. En effet, dans le cadre de ma thèse, les sources optiques

observées étaient spectralement étroites afin de simplifier les contraintes expérimentales. Afin d'être cohérent vis-à-vis du domaine de l'instrumentation pour l'astrophysique, l'étude concernant l'utilisation d'un interféromètre à conversion de fréquence observant des sources spectrales à large bande spectrale d'émission doit être effectuée. J'ai eu l'occasion de participer à un projet portant sur la réalisation d'une source de pompe large bande au cours de mon stage de master de recherche et au cours d'une expérience décrite dans l'article [Gui10].

À l'heure actuelle, le nouveau module de conversion de fréquence a été dupliqué. Chaque banc de conversion de fréquence fournit des résultats correspondant au cahier des charges que nous avons fixé. Ces bancs de conversion de fréquence sont actuellement employés par les doctorants Jean-Thomas Gomes et Romain Baudoin.

Après ma thèse, j'emploierai l'un des nouveaux modules de conversion de fréquence afin de compléter la mission expérimentale à laquelle j'ai eu la chance de participer en juin 2010. Cette mission se déroulera dans un cadre exceptionnel à l'observatoire du CFHT, à Hawaii.

ANNEXES

Calculs du signal interférométrique

Dans le cas de l'expérience des trous d'Young, la somme des amplitudes complexes des ondes issues des trous T_1 et T_2 s'écrit :

$$A = A_1 \exp(j\varphi_1) + A_2 \exp(j\varphi_2) \quad (1)$$

avec A_i l'amplitude et φ_i la phase du flux optique i . En posant φ_1 comme origine des phases, 1 devient :

$$A = A_1 + A_2 \exp(j\varphi) \quad (2)$$

avec $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$. Pour l'expérience des trous d'Young φ est égal à $\frac{2\pi\delta(x)}{\lambda}$, avec $\delta(x)$ la différence de marche optique entre les ondes issues des trous et λ la longueur d'onde de la source optique. Les détecteurs fonctionnant dans les gammes de longueurs d'onde optiques ont accès au module carré de 2, ainsi, le signal détecté I_{tot} s'écrit :

$$I_{tot} = \left| A_1 + A_2 \exp(j\varphi) \right|^2 \quad (3)$$

Après développement de 3, I_{tot} s'écrit :

$$I_{tot} = A_1^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi) + A_2^2 \quad (4)$$

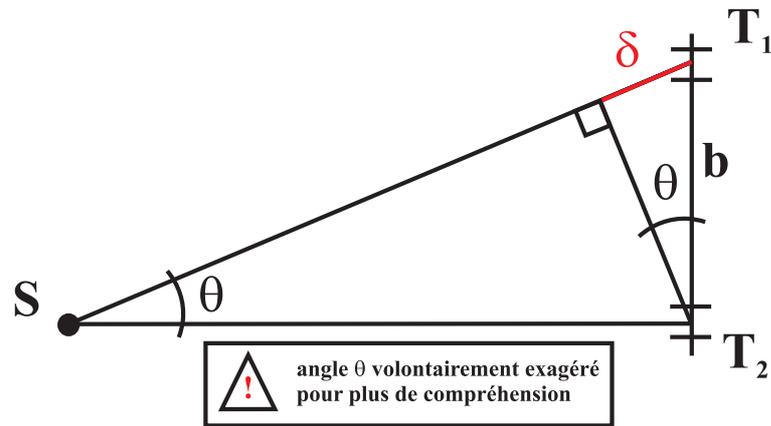


FIGURE 1 – Source optique ponctuelle S , située à l’infini et inclinée d’un angle θ . Les trous T_1 et T_2 espacés d’une longueur de base b collectent une partie du front d’onde plan émis par S . δ est la différence de marche optique entre les ondes issues de S .

En posant $I_i = A_i^2$, 4 peut être exprimée sous la forme :

$$I_{tot} = (I_1 + I_2) \left(1 + 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \cos(\varphi) \right) \quad (5)$$

Dans le cas où les ondes issues des trous ont la même amplitude, et donc le même éclairement ($I_1 = I_2 = I_0$), alors 5 devient :

$$I_{tot} = 2I_0(1 + \cos(\varphi)) \quad (6)$$

Le terme de phase φ

Dans la configuration d’Young, φ est égale à :

$$\varphi = \varphi_\theta + \varphi_{mod} \quad (7)$$

Le terme de phase φ_θ est dû à la différence de marche optique entre les ondes issues de la source optique inclinée d’un angle θ et arrivant sur les trous d’Young. D’après la figure 1 et en supposant

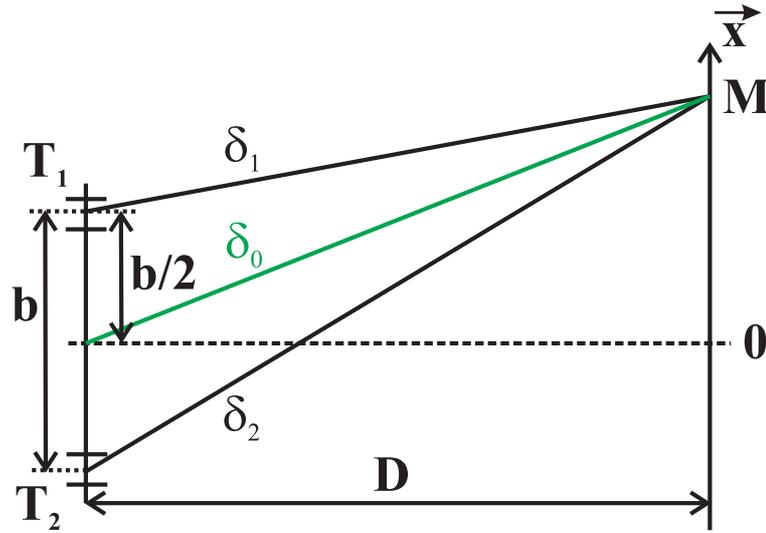


FIGURE 2 – Les ondes issues des fentes T_1 et T_2 se propagent jusqu'à un point M situé sur l'axe \vec{x} appartenant à l'écran. δ_i représente la distance entre un point i situé au niveau des trous et l'écran. b est la distance entre les trous et D la distance entre l'écran et les trous.

δ très petit devant b , la différence de phase φ_θ (induite par la différence de marche δ) vaut :

$$\varphi_\theta = \frac{2\pi}{\lambda}\theta b \quad (8)$$

D'après la figure 2, le déphasage entre les ondes issues de S_1 et S_2 , et arrivant en M vaut :

$$\varphi_{mod} = \frac{2\pi}{\lambda}(\delta_2 - \delta_1) \quad (9)$$

avec $\delta_2 - \delta_1$ la différence de marche entre les ondes issues des trous T_1 et T_2 . Dans un premier temps, écrivons l'expression numérique de δ_0 . x est la projection de δ_0 sur l'axe \vec{x} . D'après le théorème de Pythagore :

$$\delta_0 = \sqrt{D^2 + x^2} \quad (10)$$

$$(11)$$

En faisant l'hypothèse que $x \ll D$ et d'après la formule du développement limité au premier

ordre de $(1 + y)^m = 1 + my$ avec $y \ll 1$:

$$\delta_0 = D + \frac{x^2}{2D} \quad (12)$$

Suivant le même raisonnement, δ_1 et δ_2 s'exprime :

$$\delta_1 = D + \frac{(x - b/2)^2}{2D} \quad (13)$$

$$\delta_2 = D + \frac{(x + b/2)^2}{2D} \quad (14)$$

En reportant les expressions de δ_1 et δ_2 dans 9, alors :

$$\varphi_{mod} = \frac{2\pi bx}{\lambda D} \quad (15)$$

φ_{mod} est un terme de phase indépendant de la source optique.

Théorème de Zernike Van Cittert

Soit $O(\theta)$ la répartition angulaire en intensité d'une source optique spatialement étendue.

Dans la configuration d'Young, un élément de cette source a un éclairement égal à :

$$dI = 2O(\theta)d\theta(1 + \cos(\phi_i)) \quad (16)$$

avec :

$$\phi_i = \varphi_{mod} + \varphi_\theta \quad (17)$$

L'éclairement énergétique total est égale :

$$I_{tot} = \int_S 2O(\theta)(1 + \cos(\varphi_{mod} + \varphi_\theta))d\theta \quad (18)$$

Développons 18 :

$$I_{tot} = 2 \int_S O(\theta) d\theta + 2\Re \left\{ \int_S O(\theta) \exp(-j(\varphi_{mod} + \varphi_\theta)) d\theta \right\} \quad (19)$$

$$= 2 \int_S O(\theta) d\theta + 2\Re \left\{ \exp(-j\varphi_{mod}) \int_S O(\theta) \exp(-j\varphi_\theta) d\theta \right\} \quad (20)$$

En posant $\int O(\theta) d\theta = I_0$ et $O^n(\theta) = \frac{O(\theta)}{I_0}$ où O^n représente l'intensité spatiale normalisée, alors 20 devient :

$$I_{tot} = 2I_0 \left(1 + \Re \left\{ \exp(-j\varphi_{mod}) \int_S O^n(\theta) \exp(-j\frac{2\pi\theta b}{\lambda}) d\theta \right\} \right) \quad (21)$$

Le terme $\int O^n(\theta) \exp(-j2\pi\theta N) d\theta$ représente la transformée de Fourier de la distribution spatiale en intensité de la source. $N = b/\lambda$ est la fréquence spatiale. En posant :

$$V = \int O^n(\theta) \exp(-j2\pi\theta N) d\theta \quad (22)$$

V est une quantité complexe pouvant se mettre sous la forme :

$$V = C \exp(j\varphi) \quad (23)$$

En mettant 23 dans 21, l'expression de l'intensité totale peut s'écrire sous la forme :

$$I_{tot} = 2I_0 [1 + C \cos(\varphi_{mod} - \varphi)] \quad (24)$$

La visibilité des franges décrit l'évolution de l'éclairement I_{tot} en fonction du temps ou de l'espace. Pour l'équation 24, l'éclairement minimal est égale à $I_{min} = 2I_0(1 - C)$ et l'éclairement maximal vaut $I_{max} = 2I_0(1 + C)$, ainsi la visibilité des franges s'identifie à $|V| = C$. La relation entre la visibilité des franges $|V|$ et $O^n(\theta)$ s'appelle le théorème de Zernike Van Cittert :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = |V| \quad (25)$$

$$(26)$$

L'acquisition de I_{tot} (pour différentes fréquences spatiales) permet de remonter à l'information sur la répartition angulaire en intensité de la source optique après une opération de transformée de Fourier inverse.

Prise en compte du bruit de photons : Méthode de Wirnitzer

En régime de comptage de photons, le signal interférométrique, obtenu dans le domaine temporel peut être caractérisé par une trame temporelle $D(t)$:

$$D(t) = \sum_{j=1}^N \delta(t - t_j) \quad (27)$$

$$(28)$$

avec δ l'opérateur Dirac et N le nombre de photons.

Soit $\tilde{D}(\nu)$ la transformée de Fourier de $D(t)$:

$$\tilde{D}(\nu) = \int \sum_{j=1}^N \delta(t - t_j) \exp(-j2\pi\nu t) dt \quad (29)$$

$$= \sum_{j=1}^N \exp(-j2\pi\nu t_j) \quad (30)$$

Le bispectre est définie par :

$$\tilde{D}(\nu_{12}, \nu_{23}) = \tilde{D}(\nu_{12}) \tilde{D}(\nu_{23}) \tilde{D}(-\nu_{12} - \nu_{23}) \quad (31)$$

En mettant 30 dans 31 :

$$\begin{aligned} \tilde{D}(\nu_{12}, \nu_{23}) &= \sum_{j=1}^N \exp(-j2\pi\nu_{12}t_j) \sum_{k=1}^N \exp(-j2\pi\nu_{23}t_k) \sum_{l=1}^N \exp(-j2\pi(-\nu_{12} - \nu_{23})t_l) \\ &= \sum_{j,k,l} \exp\{-j2\pi[\nu_{12}(t_j - t_l) + \nu_{23}(t_k - t_l)]\} \end{aligned} \quad (32)$$

Intéressons nous plus particulièrement à la valeur moyenne de $\tilde{D}(\nu_{12}, \nu_{23})$, notée $E[\tilde{D}(\nu_{12}, \nu_{23})]$: D'après [Wir84], cette moyenne peut être estimée en prenant en compte : la probabilité de détection, le fait que les photons suivent une distribution du Poisson et que le signal final est

une statistique. $E \left[\tilde{D}(\nu_{12}, \nu_{23}) \right]$ s'écrit alors :

$$E \left[\tilde{D}(\nu_{12}, \nu_{23}) \right] = \bar{N} + \bar{N}^2 \left[\langle |\tilde{i}(\nu_{12})|^2 \rangle + \langle |\tilde{i}(\nu_{23})|^2 \rangle + \langle |\tilde{i}(-\nu_{12} - \nu_{23})|^2 \rangle \right] + \bar{N}^3 \langle \tilde{i}^{(3)}(\nu_{12}, \nu_{23}) \rangle \quad (33)$$

avec \bar{N} la valeur moyenne du nombre de photons et $\langle \rangle$ la valeur moyenne de $I(\nu)$ et $i(\nu)$ la valeur normalisée de $I(\nu)$. L'équation 33 montre que le bruit de photons perturbe l'acquisition du signal interférométrique. Notons que le terme $\langle |\tilde{i}(\nu_{ij})|^2 \rangle$ correspond à la valeur moyenne de la densité spectrale associée à la fréquence ν_{ij} .

D'après les résultats de Goodman et Belsher [Goo76], liés à l'intensité spectrale obtenue en régime de comptage de photons, $E \left[|\tilde{D}(\nu_{ij})|^2 \right]$ s'écrit :

$$E \left[|\tilde{D}(\nu_{ij})|^2 \right] = \bar{N} + \bar{N}^2 \langle |\tilde{i}(\nu_{ij})|^2 \rangle \quad (34)$$

L'expression 34 permet d'estimer un terme de contraste de franges non perturbé par le bruit de photons et associé à la fréquence ν_{ij} . En insérant 34 dans 33, alors :

$$\begin{aligned} E \left[\tilde{D}(\nu_{12}, \nu_{23}) \right] &= \bar{N} + E \left[|\tilde{D}(\nu_{12})|^2 \right] - \bar{N} + E \left[|\tilde{D}(\nu_{23})|^2 \right] \\ &\quad - \bar{N} + E \left[|\tilde{D}(-\nu_{12} - \nu_{23})|^2 \right] - \bar{N} + \bar{N}^3 \langle \tilde{i}^{(3)}(\nu_{12}, \nu_{23}) \rangle \end{aligned} \quad (35)$$

D'où :

$$\bar{N}^3 \langle \tilde{i}^{(3)}(\nu_{12}, \nu_{23}) \rangle = E \left[\tilde{D}(\nu_{12}, \nu_{23}) + |\tilde{D}(\nu_{12})|^2 + |\tilde{D}(\nu_{23})|^2 + |\tilde{D}(-\nu_{12} - \nu_{23})|^2 - 2\bar{N} \right] \quad (36)$$

L'expression de $\tilde{i}^{(3)}(\nu_{12}, \nu_{23})$ peut être estimée car l'ensemble des termes à droite de l'équation 36 sont accessibles expérimentalement. L'argument de $\tilde{i}^{(3)}(\nu_{12}, \nu_{23})$ permet d'avoir accès au terme de phase de bispectre, qui est équivalent au terme de clôture de phase.

Article paru dans revue à comité de lecture :

Auteurs : Julien Guillot, Damien Ceus, Sophie Brustlein, Louis Del Rio, Agnès Desfarges-Berthelemot, Vincent Kermene, Ludovic Grossard, Alessandro Tonello, Laurent Delage et François Reynaud.

Titre : *Widely tunable sum-frequency generation in PPLN waveguide pumped by a multi-wavelength Yb-doped fiber laser.*

Références : Optics. Comm., 2010, vol. 283, n°3, p. 442-446.

Conférence internationale :

ICSO 2010, International Conference on Space Optics. 4-8 october 2010, Rhodes Island, Greece.

HOW NONLINEAR OPTICS CAN MERGE INTERFEROMETRY FOR HIGH RESOLUTION IMAGING

Speaker: D. Ceus

Co-authors: F. Reynaud, A. Tonello, L. Delage, L. Grossard.
¹Xlim Département photonique, France.

I. INTRODUCTION

High resolution stellar interferometers are very powerful efficient instruments to get a better knowledge of our Universe through the spatial coherence analysis of the light. For this purpose, the optical fields collected by each telescope T_i are mixed together. From the interferometric pattern, two expected information called the contrast C_{ij} and the phase information φ_{ij} are extracted. These information lead to the V_{ij} , called the complex visibility, with $V_{ij}=C_{ij}\exp(j\varphi_{ij})$. For each telescope doublet T_iT_j , it is possible to get a complex visibility V_{ij} . The Zernike Van Cittert theorem gives a relationship between the intensity distribution of the object observed and the complex visibility. The combination of the acquired complex visibilities and a reconstruction algorithm allows imaging reconstruction.

To avoid lots of technical difficulties related to infrared optics (components transmission, thermal noises, thermal cooling...), our team proposes to explore the possibility of using nonlinear optical techniques. This is a promising alternative detection technique for detecting infrared optical signals. This way, we experimentally demonstrate that frequency conversion does not result in additional bias on the interferometric data supplied by a stellar interferometer.

In this presentation, we report on wavelength conversion of the light collected by each telescope from the infrared domain to the visible. The interferometric pattern is observed in the visible domain with our, so called, upconversion interferometer. Thereby, one can benefit from mature optical components mainly used in optical telecommunications (waveguide, coupler, multiplexer...) and efficient low-noise detection schemes up to the single-photon counting level.

II. TEST PRINCIPLES AND RESULTS

In this part we describe our experimental setup. First, we give a description of a high resolution angular interferometer, then our experimental configuration is described, and finally, we report on the experimental result achieved until nowadays.

A. Description

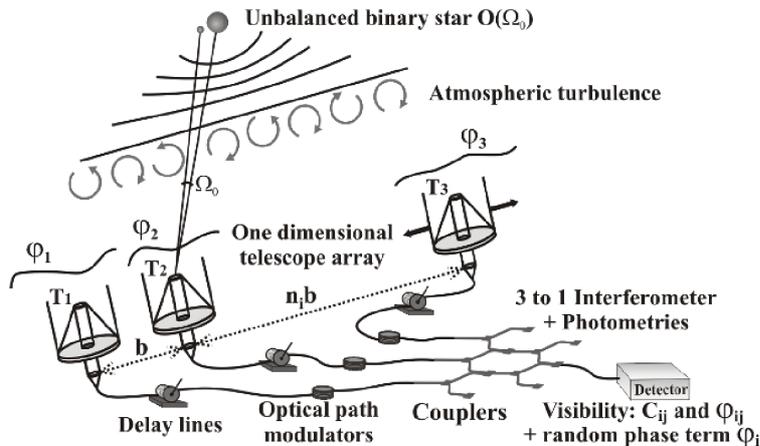


Fig. 1. Global scheme of a high resolution stellar interferometer.

Fig. 1 shows the principle of a one-dimension telescope array able to provide high resolution images for optical astronomy. The object under test have a spatial angular intensity distribution called $O(\Omega)$. The baseline T_1T_2 (i.e the distance between T_1 and T_2) is fixed and equal to b . The distance T_2T_3 can be set to $n_i b$ with n_i an integer. The Zernike Van Cittert theorem gives the relation between the theoretical complex visibility $V(n,b)$ and the spatial angular intensity distribution $O(\Omega)$:

$$V(n_i b) = 1/I \int_{\text{Object}} O(\Omega) \exp(2\pi j n_i b \Omega / \lambda_{IR}) d\Omega \quad (1)$$

where λ_{IR} is the mean wavelength of the analyzed radiation and I the total intensity emitted by the object. Equation (1) shows that the theoretical fringe visibility is equal to the spatial angular Fourier Transform of the spatial angular intensity distribution: $V(n,b) = (I/I_0)\tilde{O}(N_i)$ where $N_i = n_i b / \lambda_{IR}$ is the i -th spatial frequency. The complex visibility contains all the information needed for imaging reconstruction. To validate the conservation of the optical properties of the object under test, we laboratory demonstrated that the complex visibility remains unchanged after frequency conversion from infrared light to visible light. For this purpose, different experimental setups were achieved. The first one was dedicated to the conservation of the contrast [1]. The second experimental setup describes the use of the phase closure technique applied to our upconversion interferometer [2].

B. Experimental setup

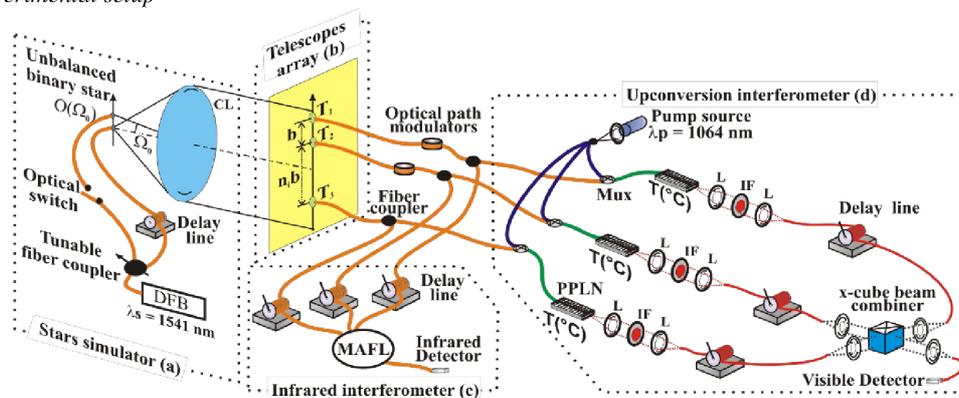


Fig. 2. Experimental setup of the upconversion interferometer test bench. DFB : Distributed Feed Back laser at 1541 nm, CL : Collimating Lens, $n_i b$ the baseline between a couple of telescopes $T_i T_j$ with n_i an integer, Mux : allows the combination of the signals at 1541 nm and 1064 nm, PPLN : Periodically Poled Niobate Lithium, MAFL : Multi-Aperture Fiber Linked Interferometer, $T(^{\circ}C)$: temperature controller, IF : Interference Filter at $\lambda = 630 \text{ nm} \pm 20 \text{ nm}$, L : Lens. The delay lines are used for precision optical path length control in the infrared and visible interferometers.

In our test-bench, the object to be imaged was an unbalanced laboratory binary star. For this purpose, a 1 to 2 fiber coupler with a μ adjustable splitting ratio allowed to route the optical light emitted by a distributed feed back laser (DFB) ($\lambda_{IR} = 1541 \text{ nm}$). The two fiber outputs acted as point-like sources spaced by $27.9 \mu\text{m}$. The first coupler output was used directly as point-like source. To ensure the spatial incoherence of this binary star, a fiber delay line of 500 m length was inserted in the second path, to induce an optical path difference longer than the 100 m coherence length of the DFB laser. The two fiber-ends were placed in the focal plane of a collimating lens with a 1900 mm focal length and a 190 mm diameter. The resulting characteristics of our laboratory object corresponded to a binary star with an $\Omega_0 = 14.7 \mu\text{rad}$ angular separation and an adjustable intensity ratio (μ). Each telescope T_i was composed of an achromatic doublet ($f = 10 \text{ mm}$). $T_1 T_2$ was fixed and spaced by a $b = 16 \text{ mm}$ separation. T_3 was moved by steps equal to $n_i b$.

The optical fields, picked at each telescope focus, fed single mode optical fibers used as interferometric arms. Different optical path modulations have been applied on each interferometric arm in order to display the interferometric signal in the time domain. The Fourier Transform of this interferometric signal was composed of three frequencies related to the three couples of telescopes. On each arm, a fiber coupler allowed to send 90% of the optical beam to our upconversion interferometer. The remaining 10% are routed to a classical infrared interferometer previously developed by our team for the Multi Aperture Fiber Linked Interferometer (MAFL) project [3] (bottom left Fig.2). Due to its demonstrated accuracy and calibration, the MAFL has been used as a reference in this experimental work.

In the upconversion interferometer, the nonlinear frequency conversion was performed in each interferometric arm using PPLN waveguides with an $11.3 \mu\text{m}$ poling periodicity.

In about 40 mm long Ti-indiffused waveguides the signal radiation was mixed with a narrow-band pump at 1064 nm in order to generate a sum frequency signal at nearly 630 nm . Each upconverted signal passed through an interference filter to block residual pump radiation and then fed a single mode fiber at 630 nm . In each arm, the optical fields were combined together with a double beam splitter in an X configuration (X-cube). This device had 4 inputs and 4 outputs. In our experimental configuration, it had been used as a symmetrical 3 to 1 coupler

for the visible radiation mixing. This massive component was very stable over time and allowed to get our data with a good accuracy. The beam out-going from the X-cube was sent to a silicon avalanche photodiode. The raw data were analyzed to extract phase closures and contrasts. In a first stage, the two interferometers were calibrated with a point-like source. In such a configuration, the contrasts and the phase closure are theoretically equal to 1 and 0 respectively. For this purpose, one of the two “stars” had been switched off. The very small instrumental offset on phase closure was corrected for both interferometers in order to get visible and infrared calibrated measurements.

C. Contrast conservation

The expression of the contrast for a binary star could be derived as:

$$C_{ij} = \sqrt{\left[1 + \mu \cos\left(\frac{n_i b}{\lambda} \cdot \theta_0\right)\right]^2 + \left[\mu \sin\left(\frac{n_i b}{\lambda} \cdot \theta_0\right)\right]^2}$$

As we can see, C_{ij} is a function of the baseline $n_i b$, which is defined as the distance between two telescopes T_i and T_j . C_{ij} is obtained with our upconversion interferometer. For this purpose, the tunable fiber coupler is adjusted to get an equilibrated binary star. Then, we used different configurations of the telescope array to extract the contrast from the interferometric signal. Fig.3 represents the C_{ij} as a function of the normalized baseline. Dot line plots the theoretical data, the crosses plot the infrared data, and diamonds the visible one. As we can see, there is a very good agreement between all the data, and we check the conservation of the contrast using our optical interferometer.

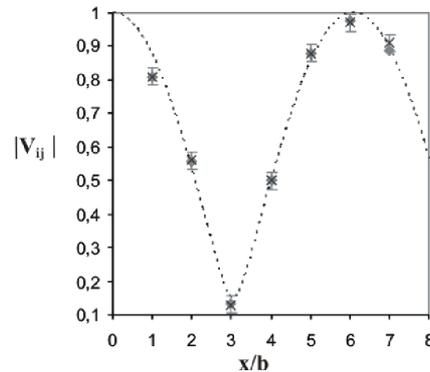


Fig. 3. Experimentally measured fringe contrast obtained from the upconversion (diamonds) and from the infrared interferometer (crosses).

D. Phase information conservation

In a second stage, we had to check the conservation of the phase information by using our upconversion interferometer. Unfortunately, atmospheric turbulence and/or instrument instabilities (particularly in space mission) induce random phase shifts on the visibility function. Consequently, a direct measurement of the phase of the complex visibility, φ_{ij} , is quite impossible. To overcome this limitation, Jennison proposed the use of the phase closure technique [4]. The phase closure term is theoretically unaffected by atmospheric turbulences or instruments instabilities, and allows image reconstruction [5]. This technique can be implemented only with a three (or more) arm interferometer. The theoretical expression of the phase closure for a three-telescope-array is derived as:

$$\Phi = \arctan\left[\frac{\mu \sin\left(\frac{n_1 b}{\lambda} \cdot \theta_0\right)}{1 + \mu \cos\left(\frac{n_1 b}{\lambda} \cdot \theta_0\right)}\right] + \arctan\left[\frac{\mu \sin\left(\frac{n_2 b}{\lambda} \cdot \theta_0\right)}{1 + \mu \cos\left(\frac{n_2 b}{\lambda} \cdot \theta_0\right)}\right] + \arctan\left[\frac{\mu \sin\left(\frac{n_3 b}{\lambda} \cdot \theta_0\right)}{1 + \mu \cos\left(\frac{n_3 b}{\lambda} \cdot \theta_0\right)}\right]$$

With $n_1 b$ the baseline between $T_1 T_2$, $n_2 b$ linked to $T_2 T_3$ and $n_3 b$ to $T_1 T_3$. We can see that Φ is a function of the photometric ratio of the binary star μ , which depends on the source tuneable fibre coupler. After the same calibration used before to get the contrast, we recorded the phase closure term for different values of μ (variable binary star). These measurements were compared with simulated data and with the infrared reference interferometer as shown in Fig.4 (next page). The following curve reports the phase closure as function of the μ

parameter. Dot line is the theoretical data, plus plots the infrared data, and crosses the visible one. The error bars are not plotted for an easier comprehension, but they are less than 25 mrad . As we can see there is a very good agreement between all the data. This demonstrates the conservation of the phase information, through the phase closure term, using our optical interferometer.

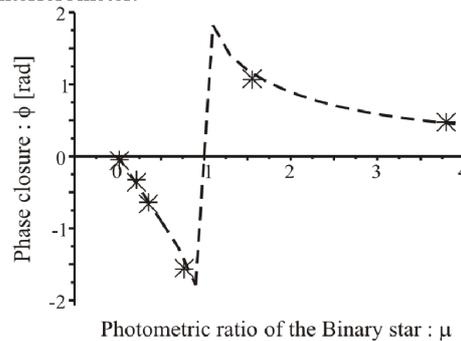


Fig. 4. Phase closure measurements as function of μ with a telescope array configuration $n_1=1$, $n_2=2$ and $n_3=3$. + plots the infrared data, and X the visible one. Dash line reports the theoretical simulation data.

Fig. 5 gives an overview of our experimental setup used for both contrast and phase closure retrieving after a stage of frequency conversion from infrared to visible wavelength.

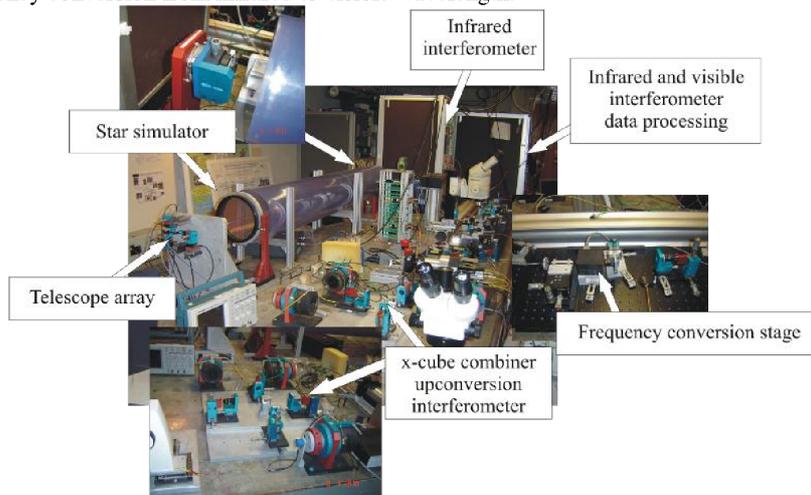


Fig. 5. Overview of the experimental setup.

III. PROSPECTS

The next step of our experimental investigation will be to operate our upconversion interferometer for aperture synthesis (acquisition of both phase and contrast information) at low power levels, down to the photon counting regime. We also plan to broaden the spectral bandwidth and to improve our conversion efficiency.

REFERENCES

- [1] S. Brutlein, L. Del Rio, A. Tonello, L. Delage, F. Reynaud, "Laboratory Demonstration of an infrared-to-visible up-conversion interferometer for spatial coherence analysis," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 100 pp.153903-1-153903-4, April 2008.
- [2] D. Ceus, A. Tonello, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann and W. Sohler, "Phase Closure Retrieval in an Infrared-to-Visible Upconversion Interferometer for High Resolution Astronomical Imaging", submitted for publication in PRL.
- [3] S. Olivier *et al.* "MAFL experiment: development of photonic devices for a space-based multiaperture fiber-linked interferometer", *Appl. Opt.*, pp. 46:834, February 2007.
- [4] R. C. Jennison *et al.* *R. Astron. Soc.*, 3:276, February 1958.
- [5] G. Huss, F. Reynaud, and L. Delage. "All guided three-arm interferometer for stellar interferometry" *Opt. Commun.*, 196:55, September 2001.

Bibliographie

- [Abb76] M. M. ABBAS, T. KOSTIUK et K. W. OGILVIE. *Infrared upconversion for astronomical applications*. Applied optics, 1976, vol. 15, p. 961-970.
- [Alb04] M. A. ALBOTA et F. N. C. WONG. *Efficient single-photon counting at 1.55 μm by means of frequency upconversion*. Optics Letters, 2004, vol. 29, n° 13, p. 1449-1451.
- [Aye88] G. R. AYERS, M. J. NORTHCOTT et J. C. DAINTY. *Knox-Thompson and triple-correlation imaging through atmospheric turbulence*. J. Opt. Soc. Am. A, 1988, vol. 5, n° 7, p. 963-985.
- [Bou11] L. BOUYERON, F. REYNAUD (dir). *Optimisation et cophasage d'un dispositif d'imagerie directe à haute résolution angulaire par synthèse d'ouverture optique : l'hypertélescope temporel*. 190 p. Thèse de doctorat, sciences. Limoges : Université de Limoges, 2011.
- [Boy77] R. W. BOYD. *An infrared upconverter for astronomical imaging*. Applied Physics Letters, 1977, vol. 31, p. 440-442.
- [Boy08] R. W. BOYD. *Nonlinear Optics, Third Edition*. USA, Academic Press, 2008. 640 p.
- [Bru08] S. BRUSTLEIN, L. DEL RIO, A. TONELLO [et al.]. *Laboratory Demonstration of an Infrared-to-Visible Up-Conversion Interferometer for Spatial Coherence Analysis*. Phys. Rev. Lett., 2008, vol. 100, p. 153903.1-153903.4.
- [Cou98] V. COUDÉ DU FORESTO. *The FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer*. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 1998, vol. 3350, p. 856-863.
- [Cou00] V. COUDÉ DU FORESTO. *Using single-mode fibers to monitor fast Strehl ratio fluctu-*

- tuations Application to a 3.6 m telescope corrected by adaptive optics.* Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 2000, vol. 145, p. 305-310.
- [Del08] L. DEL RIO, M. RIBIERE, L. DELAGE [et al.]. *First demonstration of a temporal coherence analysis through a parametric interferometer.* Optics Communications, 2008, vol. 281, p. 2722-2726.
- [Rio09] L. DEL RIO, F. REYNAUD (dir). *Utilisation d'un processus d'optique non linéaire en somme de fréquences dans le cadre de l'optique cohérente appliquée à l'imagerie à haute résolution.* 123 p. Thèse de doctorat, sciences. Limoges : Université de Limoges, 2009.
- [Del99] L. DELAGE, F. REYNAUD et E. THIEBAUT. *Imaging laboratory tests on a fiber linked telescope array.* Optics Communications, 1999, vol. 160, p. 27-32.
- [Del00a] L. DELAGE, F. REYNAUD et A. LANNES. *A laboratory imaging stellar interferometer with fiber links.* Applied Optics, 2000, vol. 39, p. 6406-6420.
- [Del00b] L. DELAGE et F. REYNAUD. *Analysis and control of polarization effects on phase closure and image acquisition in a fibre-linked three-telescope stellar interferometer.* J. Opt. A : Pure Appl. Opt., 2000, vol. 2, p. 1-7.
- [Den06] L. H. DENG, X. M. GAO, Z. S. CAO [et al.]. *Improvement to Sellmeier equation for periodically poled LiNbO₃ crystal using mid-infrared difference-frequency generation.* Optics Communications, 2006, vol. 268, p. 110-114.
- [Fiz68] A.H. FIZEAU. *Prix Bordin : rapport sur le concours de l'année 1867.* Compte rendu Acad. des Sciences, 1868, vol. 66, p. 932-934.
- [Fra61] P. A. FRANKEN, A. E. HILL, C. W. PETERS [et al.]. *Generation of Optical Harmonics.* Physical Review Letters, 1961, vol. 7, p. 118.
- [Fro81] C. FROEHLY. *Science importance of high angular resolution at infrared and optical wavelengths.* Proc. ESO conf., 1981.
- [Gai01] M. GAI, D. BONINO, L. CORCIONE [et al.]. *Fringe tracking for VLTI and LBT.* J. of It. Astron. Soc. Memorie del la Società Astronomica Italiana, 2003, vol. 74, p. 130.
- [Goo76] J. W. GOODMAN et J. F. BELSHER. *Photon limited images and their restoration.* ARPA Order No. 2646, Technical Rep. RADC-TR-76-50, New-York, 1976.

-
- [Gui10] J. GUILLOT, D. CEUS, S. BRUSTLEIN [et al.]. *Widely tunable sum-frequency generation in PPLN waveguide pumped by a multi-wavelength Yb-doped fiber laser*. Optics. Comm., 2010, vol. 283, n°3, p. 442-446.
- [Han56] R. HANBURRY BROWN et R. Q. TWISS. *A Test of a New Type of Stellar Interferometer on Sirius*. Nature, 1956, vol. 178, p. 1046-1048.
- [Hus01] G. HUSS, F. REYNAUD et L. DELAGE. *An all guided three-arm interferometer for stellar interferometry*. Opt. Commun., 2001, vol. 196, p. 55-62.
- [Hus05] G. HUSS, P. LEPROUX, F. REYNAUD [et al.]. *Spatial filtering efficiency of single-mode optical fibers for stellar interferometry applications : phenomenological and numerical study*. Optics Communications, 2005, vol. 244, p. 209-217.
- [Iye07] M. IYE, H. KAROJI, H. ANDO [et al.]. *Current Performance and On-Going Improvements of the 8.2 m Subaru Telescope*. Astron. Soc. Jap., 2004, vol. 56, p. 381-397.
- [Jen58] R. C. JENNISON. *A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent*. R. Astron. Soc., 1958, vol. 3, p. 276-284.
- [Lab75] A. LABEYRIE. *Interference fringes obtained on Vega with two optical telescopes*. Astrophysical Journal, 1975, vol. 196, p. 71-75.
- [Law76] P. R. LAWSON. *Selected papers on long baseline stellar interferometry*. SPIE Milestones Series, 1976.
- [LeB06] J.-B. LEBOUQUIN, P. LABEYE, F. MALBET [et al.]. *Integrated optics for astronomical interferometry VI. Coupling the light of the VLTI in K band*. Astronomy and Astrophysics, 2006, vol. 450, p. 1259-1264.
- [Lei03] C. LEINERT, U. GRASER, F. PRZYGOGGA, L. B. F. M. WATERS [et al.]. *MIDI : The 10 μm instrument on the VLTI*. Astrophys. and Space Science, 2003, vol. 286, p. 73-83.
- [Lon02] E. LONGUETEAU, F. REYNAUD (dir). *Synthèse d'ouverture à trois télescopes : Études et caractérisations des sources d'erreurs sur les données interférométriques*. 187 p. Thèse de doctorat, sciences. Limoges : Université de Limoges, 2002.
- [Lon03] E. LONGUETEAU, L. DELAGE et F. REYNAUD. *Validation of photon noise correc-*

- tion using the OAST stellar interferometer breadboard.* Optics Communications, 2003, vol. 217, n° 1-6, p. 75-83.
- [Mar96] J.-M. MARIOTTI, V. COUDE DU FORESTO, G. PERRIN [*et al.*]. *Interferometric connection of large ground-based telescopes.* Astronomy and Astrophysics, 1996, Suppl. Ser. 116, p. 381-393.
- [Mau11] S. MAURUGEON, B. BUREAU, C. BOUSSARD-PLEDEL [*et al.*]. *Selenium modified GeTe₄ based glasses optical fibers for far-infrared sensing.* Optical Materials, 2011, vol. 33, p. 660-663.
- [Nik05] D. N. NIKOGOSYAN. *Nonlinear optical crystals.* USA, Springer, 2005, 427 p.
- [Oli06] S. OLIVIER, L. DELAGE, F. REYNAUD. *MAFL experiment : development of photonic devices for a space-based multiaperture fiber-linked interferometer.* Applied Optics, 2007, vol. 46, n° 6, p. 834-844.
- [Oli07] S. OLIVIER, F. REYNAUD (dir). *Utilisation de dispositifs d'optique guidée pour des applications en imagerie haute résolution.* Thèse de doctorat, sciences. Limoges : Université de Limoges, 2007.
- [Pan06] H. PAN, H. DONG, H. ZENG [*et al.*]. *Efficient and stable single-photon counting at 1.55 μm by intracavity frequency upconversion.* Optics Letters, 2006, vol. 31, n° 6, p. 793-795.
- [Pat07] F. PATRU, D. MOURARD, O. LARDIERE [*et al.*]. *Optimization of the direct imaging properties of an optical fibered long baseline interferometer.* Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2007, vol. 376, n°3, p. 1047-2007.
- [Pat08] F. PATRU, D. MOURARD, J.M. CLAUSSE [*et al.*]. *First results from a laboratory hypertelescope using single-mode fibers.* Astronomy and Astrophysics, 2008, vol. 477, p. 345-352.
- [Per03] G. PERRIN, *Subtracting the photon noise bias from single-mode optical interferometer visibilities.* Astronomy and Astrophysics, 2003, vol. 398, n° 1, p. 385-390.
- [Per06] G. PERRIN, J. WOILLEZ, O. LAI [*et al.*]. *Interferometric coupling of the Keck telescopes with single-mode fibers.* Science, 2006, vol. 13, p. 194.
- [Pet07] R. G. PETROV, F. MALBET, G. WEIGELT [*et al.*]. *AMBER, the near-infrared spectro-interferometric three-telescope VLTI instrument.* Astron. Astrophys., 2007, vol. 12, p. 1-12.

-
- [Shi06] V.S. SHIRYAEV, C. BOUSSARD-PLEDEL, P. HOUIZOT [et al.]. *Single-mode infrared fibers based on TeAsSe glass system*. Materials Science and Engineering B, 2006, vol. 127, p. 138-143.
- [Sim96] L. M. SIMOHAMED, L. DELAGE et F. REYNAUD. *An optical fibre delay line with a 318 mm stroke*. Pure Appl. Opt., 1996, vol. 5, p. 1005-1009.
- [Sim99] L. M. SIMOHAMED, F. REYNAUD (dir). *Ligne à retard métrique utilisant l'étirement de fibres optiques en silice. Application à l'interférométrie stellaire*. Thèse de doctorat, sciences, Limoges : Université de Limoges, 1999.
- [Tat08] E. TATULLI, P. MEGE et A. CHELLI. *Single-Mode versus multimode interferometry : a performance study*. Astronomy and Astrophysics, 2004, vol. 418, n°3, p. 1179-1186.
- [Tem06] G. TEMPORÃO, S. TANZILLI, H. ZBINDEN [et al.]. *Mid-infrared single-photon counting*. Optics Letters, 2006, Vol. 31, n° 8, p. 1094-1096.
- [Tou09] M. TOURNIER, O. ALIBART, F. DOUTRE [et al.]. *Up-conversion detectors at 1550 nm for quantum communication : review and recent advances*. EAS Publications Series, 2009, vol. 37, p. 311-339.
- [Ver05] S. VERGNOLE, F. REYNAUD (dir). *Nouveaux interféromètres large bande pour l'imagerie à haute résolution : interféromètre fibré hectométrique ; utilisation des Fibres à Cristaux Photoniques*. 218 p. Thèse de doctorat, sciences. Limoges : Université de Limoges, 2005.
- [Wir84] B. WIRNITZER, *Bispectral analysis at low light levels and astronomical speckle masking*. J. Opt. Soc. Am. A, 1985, vol. 2, n° 1, p. 14-21.
- [Wit04] M. WITTKOWSKI, P. KERVELLA, R. ARSENAULT [et al.]. *VLT/VINCI observations of the nucleus of NGC 1068 using the adaptive optics system MACAO*. Astron. Astrophys., 2004, vol. 3, L39-L42.
- [Wiz00] P. WIZINOWICH, D. S. ACTON, C. SHELTON [et al.]. *First light adaptive optics images from the Keck II telescope : a new era of high angular resolution imagery*. Publ. Astron. Soc. Pac., 2000, vol. 112, p. 315-319.

Sites internet :

- [Cha11a] Georgia State University, *The Center for High Angular Resolution Astronomy* [en ligne]. Disponible sur : <http://www.chara.gsu.edu/CHARA/> (consulté le 30.07.2011).
- [ESO11a] ESO, *The European Extremely Large Telescope* [en ligne]. Disponible sur : <http://www.eso.org/public/teles-instr/e-elt.html> (consulté le 20.07.2011).
- [Eso11b] ESO, *The Very Large Telescope Interferometer* [en ligne]. Disponible sur : <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/telescopes/vlti/> (consulté le 30.07.2011).
- [Eso11c] ESO, *AMBER Instrument Description* [en ligne]. Disponible sur : <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/amber/inst/> (consulté le 28.07.2011).
- [Iki10] Observatoire de Paris Lesia, *Premières franges sur le ciel avec 'OHANA IKI* [en ligne]. Disponible sur : <http://www.lesia.obspm.fr/Premieres-franges-sur-le-ciel-avec.html> (consulté le 01.08.11).
- [Isi11] The University of California at Berkeley, *The Infrared Spatial Interferometer Array* [en ligne]. Disponible sur : <http://isi.ssl.berkeley.edu/index.htm> (consulté le 30.07.2011).
- [NAO11] National Optical Astronomy Observatory, *Community Access to the CHARA Interferometer on Mt. Wilson* [en ligne]. Disponible sur : <http://www.noao.edu/gateway/chara/> (consulté le 28.07.2011).
- [Nav11] U.S. Naval Observatory, the Naval Research Laboratory, and Lowell Observatory, *The Very Large Telescope Interferometer* [en ligne]. Disponible sur : <http://ftp.lowell.edu/npoi/> (consulté le 30.07.2011).
- [Pas11] R. PASCHOTTA, *Quasi-phase Matching* [en ligne]. Disponible sur : http://www.rp-photonics.com/quasi_phase_matching.html (consulté le 15.08.2011).

Résumé

La très haute résolution angulaire accessible avec les réseaux de télescopes actuels combinée à la fiabilité des mesures permet une amélioration constante des modèles décrivant l'évolution de l'Univers et de ses constituants. Cette thèse décrit un nouvel instrument, appelé interféromètre à conversion de fréquence, dédiée à l'imagerie astronomique par analyse de la cohérence spatiale d'une source. Cet instrument propose l'utilisation d'un processus de somme de fréquences convertissant la fréquence des ondes optiques collectées à 1542 nm, par chaque télescope, vers le visible à 630 nm. Cette conversion de fréquence est réalisée au moyen d'un cristal non linéaire (PPLN) et d'une source laser intense à 1064 nm. Un chapitre introductif présente le contexte expérimental et théorique de la thèse. Le deuxième chapitre est consacré à la démonstration expérimentale de la conservation du terme de phase en employant un interféromètre à conversion de fréquence combiné à la technique de clôture de phase. Le troisième chapitre porte sur le niveau de flux minimal détectable avec l'interféromètre à conversion de fréquence. Cette étude a été menée jusqu'en régime de comptage de photons et met en avant les limites concernant l'acquisition des termes de contraste de franges d'interférences et de clôture de phase. La dernière partie concerne les études en cours et la possibilité de réalisations expérimentales sur site. Ce chapitre donne une estimation de la magnitude limite accessible avec différentes configurations instrumentales basées sur l'utilisation d'un interféromètre à conversion de fréquence.

Mots-clés : Somme de fréquences, interféromètre à conversion de fréquence, cohérence spatiale, PPLN, régime de comptage de photons, magnitude limite

Abstract

The very high angular resolution accessible with a telescope array, combined with the reliable measurements allows a constant improvement of models describing the evolution of the Universe and its constituents. This thesis describes a new instrument, called the upconversion interferometer, dedicated to the spatial coherence analysis of an optical target. This instrument introduces the use of the sum frequency generation to convert the frequency of the collected waves at 1542 nm, by each telescope, to the visible at 630 nm. This frequency conversion is realized thanks to a non-linear crystal (PPLN) and a high power laser at 1064 nm. An introductory chapter presents the experimental and theoretical context of the thesis. The second chapter is dedicated to the experimental demonstration of the conservation of the phase term using the upconversion interferometer combined to the phase closure technique. The third chapter is dedicated to the minimal flux level detectable with the upconversion interferometer. This study has been done down-to the photon counting level and highlight the limits of the acquisition of the fringes contrast and the phase closure terms. The last part deals with the study in progress and the possible realizations on the sky. This chapter gives an estimation of the limit magnitude reachable with different instrumentals configurations based on the use of an upconversion interferometer.

Keywords: Sum-frequency generation, upconversion interferometer, spatial coherence, PPLN, photon counting detection, magnitude limit

