

UNIVERSITÉ DE LIMOGES

École doctorale Sciences - Technologie - Santé  
Faculté des Sciences et Techniques

Année : 2009

Thèse N° 14-2009

**THÈSE**

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université de Limoges**

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Présentée et soutenue par

**Louis DEL RIO**

le 17 juin 2009

**Utilisation d'un processus d'optique non linéaire en  
somme de fréquences dans le cadre de l'optique  
cohérente appliquée à l'imagerie haute résolution**

Directeur de Thèse : François REYNAUD

**Composition du jury**

*Président :*

Sébastien TANZILLI      Chargé de Recherche, LPMC, Université Nice Sophia Antipolis

*Rapporteurs :*

Guy PERRIN              Astronome, LESIA, Observatoire de Paris

Jacques BERTHON        Chef du service Optique, Centre National d'Etudes Spatiales, Toulouse

*Examineur :*

Alessandro TONELLO    Maître de Conférences, XLIM, Limoges

*Directeur de thèse :*

François REYNAUD      Professeur, XLIM, Limoges

*Co-Encadrant de thèse :*

Laurent DELAGE        Professeur, XLIM, Limoges



UNIVERSITÉ DE LIMOGES

École doctorale Sciences - Technologie - Santé  
Faculté des Sciences et Techniques

Année : 2009

Thèse N° 14-2009

**THÈSE**

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université de Limoges**

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Présentée et soutenue par

**Louis DEL RIO**

le 17 juin 2009

**Utilisation d'un processus d'optique non linéaire en  
somme de fréquences dans le cadre de l'optique  
cohérente appliquée à l'imagerie haute résolution**

Directeur de Thèse : François REYNAUD

**Composition du jury**

*Président :*

Sébastien TANZILLI      Chargé de Recherche, LPMC, Université Nice Sophia Antipolis

*Rapporteurs :*

Guy PERRIN              Astronome, LESIA, Observatoire de Paris

Jacques BERTHON        Chef du service Optique, Centre National d'Etudes Spatiales, Toulouse

*Examineur :*

Alessandro TONELLO    Maître de Conférences, XLIM, Limoges

*Directeur de thèse :*

François REYNAUD      Professeur, XLIM, Limoges

*Co-Encadrant de thèse :*

Laurent DELAGE        Professeur, XLIM, Limoges



## Remerciements

Je ne suis pas une personne aux grandes et longues phrases de remerciements mais mes sentiments y sont de tout coeur et mes premiers mots vont à Mathieu Valtas pour m'avoir mis en contact avec le laboratoire Xlim de Limoges.

Un grand merci à mes encadrants François Reynaud et Laurent Delage pour m'avoir permis de réaliser une très belle thèse ainsi que pour l'encadrement, la bonne ambiance et j'en passe. Merci à Alessandro Tonello et Sophie Brustlein et Serge Olivier qui ont travaillé avec moi et je n'oublie pas Alain Dexet picasso de la pièce mécanique sans lequel beaucoup de mes expériences n'auraient pas pu être faites.

Je voudrais remercier quelques personnes que je n'ai pas eu la chance de connaître mais qui par leurs travaux au sein du laboratoire ont permis directement ou indirectement la réalisation de ma thèse et, ou de ce manuscrit : Sébastien Vergnole, Maxime Ribière, Guillaume Huss, Emmanuel Longueteau.

Merci à mon jury de thèse, Guy Perrin et Jacques Berton rapporteurs de ce manuscrit et à Sébastien Tanzilli président du jury pour la première fois.

J'ai une pensée très spéciale pour mes amis thésards Serge Olivier, Nicolas Delhotte, Sébastien Killburger , Amro Kabarra, Momo Houssini, Rodrigo Ponce, Bastien Viale, Fabien Barrière et David Mardivirin.

Un petit retour aux sources s'impose, merci à Raphaël Hiraboure, Guy Seres, Ange et Alex Baron, Numa Hernandez, Jean François Testini ainsi que Delphine Boix et Cécile Mion merci d'être qui vous êtes !

Merci à Patricia et Michelle pour avoir corrigé le présent manuscrit.

Un grand agradecimiento a mi familia, la mama Pilar , mi hermano querido Ricardo y a mi sobrino Jules . Os quiero mucho .

Et ne l'oublions pas, merci à la science !!!

P.S : je demande un grand pardon aux personnes que j'ai pu oublier.



*Entre,  
Ce que je pense,  
Ce que je veux dire,  
Ce que je crois dire,  
Ce que je dis,  
Ce que vous avez envie d'entendre,  
Ce que vous entendez,  
Ce que vous comprenez...  
Il y a dix possibilités qu'on ait des difficultés à communiquer.  
Mais essayons quand même...*

*Bernard Werber, Extrait de l'Encyclopédie du savoir relatif et absolu*



# Table des matières

<b>Table des figures</b>	<b>IX</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>XI</b>
<b>Glossaire</b>	<b>1</b>
<b>Introduction Générale</b>	<b>3</b>
<b>I Rappels théoriques</b>	<b>5</b>
<b>1 La conversion par somme de fréquences</b>	<b>7</b>
1.1 Théorie électromagnétique . . . . .	8
1.1.1 La somme de fréquences . . . . .	9
1.1.2 L'accord de phase par biréfringence . . . . .	10
1.1.3 Rendement à l'accord de phase . . . . .	11
1.1.4 Le quasi accord de phase . . . . .	13
1.2 PPLN : le niobate de lithium polarisé périodiquement . . . . .	15
1.2.1 Propriétés optiques non linéaires du cristal $LiNbO_3$ . . . . .	15
1.2.2 Le PPLN en optique guidée . . . . .	16
1.2.3 L'effet photoréfractif . . . . .	17
<b>2 L'interférométrie optique</b>	<b>19</b>
2.1 Principe de l'interférométrie . . . . .	19
2.1.1 Interféromètre à deux voies . . . . .	19
2.1.2 La cohérence temporelle . . . . .	21
2.1.3 La cohérence spatiale . . . . .	25
2.2 Des interféromètres classiques aux interféromètres fibrés . . . . .	29
2.2.1 Cahier des charges relatif à la réalisation d'un interféromètre fibré . . . . .	30
2.2.2 Paramètres à maîtriser sur un interféromètre fibré . . . . .	30
2.3 Les composants fibrés . . . . .	31
2.3.1 Les bras fibrés de l'interféromètre . . . . .	31
2.3.2 Le modulateur de chemin optique . . . . .	32
2.3.3 La ligne à retard fibrée . . . . .	34

2.4	Récapitulatif technologique d'un interféromètre fibré . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Les méthodes d'imagerie optique par analyse de cohérence</b>	<b>39</b>
3.1	Les problèmes liés à la résolution des images . . . . .	39
3.2	L'interféromètre classique . . . . .	40
3.3	L'interférométrie d'intensité . . . . .	41
3.4	La détection hétérodyne . . . . .	41
3.5	Une nouvelle solution : l'interféromètre paramétrique . . . . .	42

**II Démonstration expérimentale du transfert des propriétés optiques du théorème de Wiener Kintchine par somme de fréquences 45**

<b>4</b>	<b>Contexte de l'étude</b>	<b>47</b>
4.1	Introduction . . . . .	47
4.2	Cahier des charges . . . . .	47
4.3	Le dispositif expérimental et description des différents éléments du montage interférométrique	50
4.3.1	L'injection . . . . .	50
4.3.2	La conversion et le filtrage spectral . . . . .	52
4.3.3	Mélange cohérent du signal converti . . . . .	53
<b>5</b>	<b>Démonstration expérimentale du transfert des propriétés de cohérence temporelle lors d'une conversion paramétrique par somme de fréquences</b>	<b>57</b>
5.1	Démonstration théorique . . . . .	57
5.1.1	Cas d'une source de spectre large dans le domaine infrarouge . . . . .	58
5.1.2	Cas de la somme de fréquences . . . . .	58
5.2	Les premières franges d'interférences résultant d'une somme de fréquences . . . . .	60
5.3	Transfert de la modulation de phase différentielle par somme de fréquences . . . . .	61
5.3.1	Principe . . . . .	61
5.3.2	Résultats expérimentaux . . . . .	62
5.4	Transfert de la longueur de battement d'un doublet infrarouge par somme de fréquences . . . . .	62
5.4.1	Rappel . . . . .	62
5.4.2	Principe de l'expérience : . . . . .	64
5.4.3	Résultats expérimentaux : . . . . .	64
5.5	Conclusion, perspectives et applications . . . . .	66
5.6	Publication : First demonstration of a temporal coherence analysis through a parametric interferometer . . . . .	67

**III Démonstration expérimentale du transfert des propriétés de cohérence spatiale par somme de fréquences 77**

<b>6</b>	<b>Introduction et contexte de l'étude</b>	<b>79</b>
----------	--	-----------

6.1	Introduction . . . . .	79
6.2	Interférométrie stellaire et l'héritage du laboratoire . . . . .	79
6.2.1	Interférométrie stellaire . . . . .	79
6.2.2	Héritage du laboratoire . . . . .	80
6.2.3	Le banc de conversion paramétrique . . . . .	82
6.3	Principe de l'expérience et présentation des différents composants . . . . .	89
<b>7</b>	<b>Analyse expérimentale</b>	<b>101</b>
7.1	Démonstration théorique . . . . .	101
7.2	Sources d'erreur sur les données interférométriques . . . . .	103
7.2.1	Les sources d'erreurs maîtrisées . . . . .	103
7.2.2	Le protocole expérimental de mesure . . . . .	104
7.3	Résultats expérimentaux du transfert des propriétés spatiales d'un simulateur d'étoile binaire par somme de fréquences . . . . .	105
7.4	Conclusion . . . . .	107
7.5	Publication : An upconversion interferometer for spatial coherence analysis : First experimental demonstration . . . . .	108
	<b>Conclusion Générale</b>	<b>113</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>115</b>



# Table des figures

1.1	Principe de la conversion paramétrique . . . . .	7
1.2	Evolution de l'indice optique d'un matériau en fonction de la pulsation . . . . .	10
1.3	Biréfringence de type I et II . . . . .	11
1.4	Réalisation de la méthode dite de polarisation périodique . . . . .	13
1.5	Principe du quasi accord de phase . . . . .	14
1.6	Structure cristalline du niobate de lithium . . . . .	15
1.7	Evolution de la puissance en fonction de la longueur de cohérence . . . . .	16
1.8	Photographie et schéma des guides d'ondes du PPLN fournis par l'université de Paderborn (Allemagne) . . . . .	17
2.1	Principe de l'interférométrie stellaire à deux télescopes . . . . .	19
2.2	Représentation de l'expérience des trous de Young . . . . .	20
2.3	Schéma d'un interféromètre de Young avec une modulation temporelle de chemin optique . . . . .	21
2.4	Exemple de distribution de densité spectrale d'énergie . . . . .	22
2.5	Train d'onde . . . . .	22
2.6	Simulation informatique d'une source polychromatique . . . . .	23
2.7	Schéma d'un interféromètre de Michelson . . . . .	24
2.8	Simulation informatique d'une source monochromatique étendue spatialement . . . . .	26
2.9	Interféromètre astronomique . . . . .	28
2.10	Simulation du contraste pour des valeurs expérimentales correspondant au dispositif de la figure 6.11 . . . . .	29
2.11	Principe de la fibre optique . . . . .	32
2.12	Principe de la modulation temporelle de chemin optique et de l'observation des interférogrammes en fonction du temps. . . . .	33
2.13	Photographie d'un modulateur de chemin optique . . . . .	33
2.14	Principe de la génération de franges temporelles dans un interféromètre fibré à deux bras . . . . .	34
2.15	Photographie d'une ligne à retard fibrée . . . . .	34
2.16	Principe de l'utilisation combinée de la ligne à retard fibrée et du modulateur temporel de chemin optique . . . . .	35
2.17	Fonctions instrumentales d'un interféromètre fibré . . . . .	37
3.1	Principe de l'interférométrie directe . . . . .	40
3.2	Principe de l'interférométrie d'intensité . . . . .	41
3.3	Principe de l'interférométrie hétérodyne . . . . .	42
3.4	Principe de l'interférométrie par la technique de conversion paramétrique . . . . .	43
3.5	Principe de l'interférométrie avec la technologie de transposition en fréquence, compatible avec "la méthode directe" . . . . .	44
4.1	Schéma du banc de conversion . . . . .	49
4.2	Acceptance spectrale des PPLN de type volumique . . . . .	49
4.3	Montage interférométrique par somme de fréquences . . . . .	51
4.4	Système d'injection des signaux infrarouges "source" et "pompe" . . . . .	52
4.5	Conversion paramétrique et injection dans les deux voies de l'interféromètre . . . . .	53

4.6	Description de l'interféromètre visible . . . . .	54
4.7	Montage interférométrique par somme de fréquences et photographie des différents composants . . . . .	55
5.1	Les premières franges obtenues par conversion paramétrique . . . . .	60
5.2	Schéma montrant la conversion différentielle de la modulation de phase . . . . .	61
5.3	Résultats expérimentaux du transfert différentielle de la modulation de phase . . . . .	62
5.4	Principe théorique de l'expérience du transfert de la longueur de battement . . . . .	63
5.5	Résultats expérimentaux de l'expérience du transfert de la longueur de battement . . . . .	65
5.6	Photographie du télescope CFHT et du spectromètre espadon . . . . .	66
6.1	Dispositif expérimental du projet OAST2 . . . . .	81
6.2	Photographie du composant d'optique intégrée MAFL . . . . .	82
6.3	Photographie et schéma des guides d'ondes du PPLN fourni par l'université de Paderborn (Allemagne) . . . . .	83
6.4	Mode d'emploi du guide PPLN pour déterminer le profil spatial de l'onde convertie . . . . .	84
6.5	Mode d'emploi du guide PPLN pour déterminer la température de travail à $1.55\mu m$ . . . . .	85
6.6	Acceptance spectrale du PPLN . . . . .	85
6.7	Echantillon Pb704z et Pb699z . . . . .	86
6.8	Schéma du banc de conversion . . . . .	87
6.9	Rendement de conversion du PPLN noté pb704z, il est à noter que le rendement du PPLN pb682z est à peu près identique . . . . .	88
6.10	Photographie du banc de conversion . . . . .	89
6.11	Représentation de l'expérience . . . . .	90
6.12	Bobine fibrée . . . . .	91
6.13	Le signal observé à la sortie de l'interféromètre Mach Zehnder . . . . .	91
6.14	Elargissement spectral de la source . . . . .	92
6.15	Principe de décorrélation de la source DFB . . . . .	92
6.16	Décorrélation du signal source alimentant le V-groove à la sortie de l'interféromètre Mach Zehnder . . . . .	93
6.17	Le réseau de télescopes . . . . .	94
6.18	Vue de face du V-Groove . . . . .	94
6.19	Flux recolté aux niveaux des télescopes . . . . .	95
6.20	Schéma simplifié de la fonction MAFL utilisée sur l'interféromètre "direct" (partie IR) . . . . .	96
6.21	Schéma de l'interféromètre paramétrique . . . . .	97
6.22	Rapport de détection signal converti sur bruit, donnée expérimentale correspondante . . . . .	97
6.23	Schéma de l'expérience avec les photographies des composants . . . . .	98
6.24	Vue d'ensemble du dispositif expérimental . . . . .	99
7.1	Schéma simplifié du montage expérimental et les premières franges obtenues après conversion . . . . .	101
7.2	Le diagramme de pointage des deux sources doivent être les mêmes . . . . .	105
7.3	Résultat expérimental . . . . .	106
7.4	Tableau des mesures : . . . . .	106

# Liste des tableaux

3.1	Récapitulatif des diverses techniques interférométriques . . . . .	44
5.1	Récapitulatif des valeurs obtenues par ajustement . . . . .	64
6.1	Récapitulatif des technologies utilisées dans le laboratoire . . . . .	82
6.2	Caractérisation du rendement du PPLN pb704z . . . . .	88
7.1	Données expérimentales . . . . .	105



# Glossaire

**DDM** : Différence de marche.

**DFB** : Distributed FeedBack laser. Diode laser avec une fine largeur spectrale.

**FC/APC** : Type de connecteur de fibres optiques pour lequel la surface du coeur de la fibre fait un angle de  $8^\circ$  par rapport à celle d'un connecteur de type FC/PC.

**Interféromètre direct** : Interféromètre travaillant à la longueur d'émission de la source à  $1.55\mu m$ .

**Interféromètre paramétrique** : Interféromètre ayant un banc de conversion sur chaque bras.

**IR** : Infrarouge.

**ISTROG** : Interféromètre Stellaire à Transport et Recombinaison en Optique Guidée. Premier interféromètre intégralement en optique guidée et intégrée conçu et réalisé au sein du laboratoire XLIM.

**LAR** : Ligne A Retard.

**MAFL** : Multi Aperture Fiber Linked interferometer. Composant d'optique intégré utilisé dans la seconde partie de ce travail de thèse.

**OAST** : Optical Aperture Synthesis Technologies 1 et 2. Projets d'interféromètre de laboratoire de l'ESA, mené au sein de l'IRCOM (laboratoire intégré dans XLIM).

**OHANA** : Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy. Projet d'interféromètre reliant les télescopes installés sur le sommet Mauna Kea, à Hawaï.

**ON** : Ouverture Numérique. Angle maximum d'injection d'un faisceau dans une fibre optique.

**PPLN** : Niobate de lithium ( $LiNbO_3$ ) polarisation périodique.

**PZT** : Matériau de la famille des céramiques ferroélectriques qui, une fois polarisé, possède des propriétés piezo-électriques.

**QAP** : Quasi Accord de Phase.

**RSB ou NSR** : Rapport signal sur bruit.

**Signal pompe** : Signal de forte amplitude à  $1.06\mu m$  pour réaliser la somme de fréquences.

**Signal source** : Signal à  $1.55\mu m$  à convertir par somme de fréquences.

**SLED** : Superluminescent Light Emitting Diode. Diode laser présentant un large spectre.

**V-Groove** : Composant permettant de porter deux ou plusieurs fibres optiques côte à côte, dans notre cas, deux fibres distantes de  $127\mu m$  (diamètre de la gaine optique).

**VI** : Virtual Instrument : logiciel obtenu après programmation sous le logiciel LabView.



# Introduction Générale

Les fondements des principes d'imagerie par analyse de la cohérence ont été définis bien avant que les éléments modernes d'optique tels que les lasers, les fibres optiques et les techniques de traitement du signal électronique ne soient apparus. Dans ce cadre de l'imagerie optique haute résolution en astronomie, grâce aux technologies disponibles dès les années 1970, A. Labeyrie a fait fructifier l'idée initiale proposée par Fresnel et testée initialement par Michelson. Quelques années plus tard, l'utilisation des fibres optiques proposée par C. Froehly a été testée sur le ciel par l'équipe de Meudon [For92] et a amené une amélioration significative grâce à de nombreuses études réalisées notamment au sein de notre équipe.

Dans la diversité des apports de l'optique moderne, le domaine de l'optique non linéaire n'avait que très peu été envisagé dans le contexte de l'imagerie haute résolution par analyse de cohérence. Seuls quelques essais avaient été menés et toujours dans un contexte de simple conversion d'énergie.

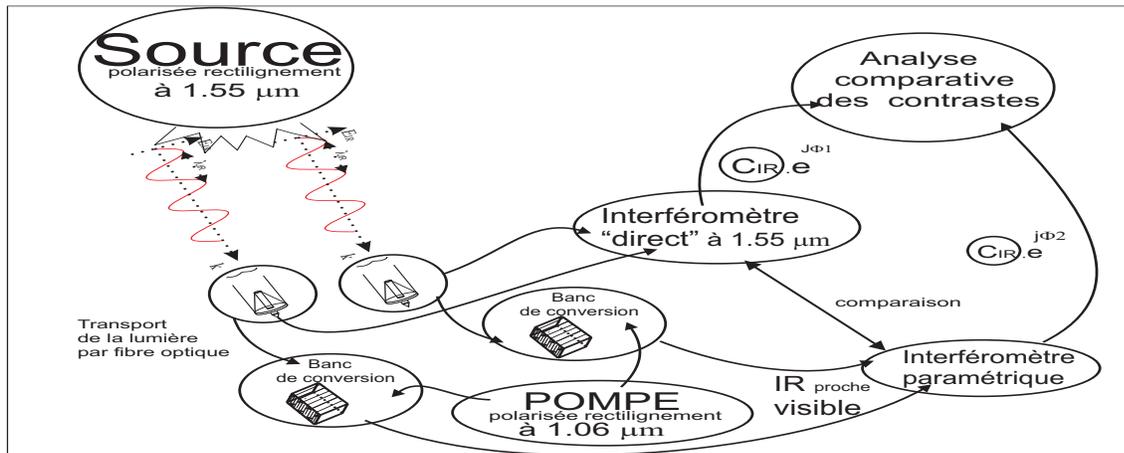
Le travail présenté dans cette thèse tend à faire un premier pas vers l'utilisation de l'optique non linéaire dans ce contexte interférométrique de la synthèse d'ouverture en astronomie optique. Au sein de notre institut de recherche, F. Reynaud et L. Delage se sont spécialisés depuis plusieurs dizaines d'années dans les techniques interférométriques utilisant des dispositifs d'optique guidée et intégrée pour des applications dans le domaine astronomique.

D'autre part, notre équipe possède un axe de recherche dans le domaine de l'optique non linéaire. C'est dans ce contexte que l'idée leur est venue d'utiliser les effets non linéaires en somme de fréquences dans un interféromètre fibré appliqué au domaine de l'astronomie. L'objectif principal de ce travail consiste à caractériser expérimentalement un phénomène d'interférence de signaux infrarouges en transférant les caractéristiques vers le signal converti dans le domaine visible afin de mesurer la cohérence temporelle puis spatiale des sources par analyse des signaux convertis. De nombreuses difficultés devront être surmontées pour maîtriser simultanément :

- les effets non linéaires (efficacité de conversion, stabilité)
- les effets liés à la cohérence (dispersion, polarisation, égalité des chemins optiques)

De ce fait, nous avons opté pour une situation minimisant au maximum les contraintes sur la recombinaison interférométrique. Grâce à des sources quasi-monochromatiques à très grande longueur de cohérence, toute dégradation du contraste observable d'un point de vue temporel sera imputable au processus non linéaire. De même, l'utilisation d'interféromètres guidés monomodes garantit une optimisation des paramètres spatiaux permettant de voir l'influence du phénomène non linéaire sur l'analyse de la cohérence d'un point de vue spatial.

Dans la pratique, nous allons donc effectuer nos expériences dans la configuration suivante. Nous allons utiliser un rayonnement à convertir (appelé par la suite "source") à  $1,55 \mu\text{m}$  et mélanger celui-ci avec un laser de « pompe » à  $1,064 \mu\text{m}$  dans un cristal non linéaire PPLN de type massif ou guide d'onde afin d'être converti à une longueur d'onde de 632 nm. Cette opération est effectuée en entrée des deux voies d'un interféromètre fibré. Les signaux convertis sont ensuite recombinaisonnés, mélangés et comparés aux résultats obtenus par un interféromètre monté en parallèle et travaillant directement à la longueur d'émission de la "source".



De façon plus générale, l'objectif de cette étude préliminaire est de mettre à profit la haute performance des processus de conversion paramétrique en somme de fréquences pour étudier un nouveau champ de recherche dans le domaine du traitement du signal en optique via le développement d'un interféromètre paramétrique. C'est un long processus de développement qui attend l'équipe et cette thèse est la première qui commence à répondre à la question pragmatique :

Peut-on utiliser la conversion paramétrique en somme de fréquences dans un contexte d'analyse cohérente ?

La première étape aura pour objectif de démontrer que la conversion de longueur d'onde préserve la cohérence temporelle de la lumière. Il convient, en effet, de rappeler que si les convertisseurs de longueur d'onde ont été souvent proposés pour la conversion des signaux dans les fibres optiques, ces études avaient pour objet le transfert de la puissance d'une longueur d'onde infrarouge vers une onde visible sans se soucier du transfert de la cohérence. Le principal objectif consistera à augmenter l'efficacité de détection en utilisant des détecteurs silicium très performants dans le visible pour analyser des rayonnements infrarouges. Le point clef de cette méthode réside dans l'efficacité de conversion entre les deux domaines spectraux. L'originalité de nos expériences sera donc un regard simultané sur l'efficacité de conversion et la qualité du transfert des propriétés de cohérence du rayonnement. D'un point de vue théorique, nous allons tester la robustesse du théorème de Wiener-khintchine à ce type de transposition spectrale.

Le deuxième volet de cette étude aura pour objet de tester la compatibilité entre la conversion paramétrique en somme de fréquences et le principe d'imagerie à haute résolution par analyse de la cohérence spatiale. Une maquette en laboratoire sera réalisée avec pour objectif l'application du théorème de Zernike Van Cittert afin d'obtenir des mesures de visibilités complexes qui fournissent des informations indirectes sur la morphologie de l'objet observé. Les signaux optiques provenant de la source se situeront dans la bande spectrale du proche infrarouge et seront transposés dans le domaine visible grâce à des composants non linéaires de type PPLN et une source laser YAG de forte puissance. La détection pourra alors être effectuée efficacement au moyen de détecteurs silicium performants. Cette étude, initiée en proche infrarouge, a pour but de valider la méthode dans un environnement expérimental réaliste et disponible actuellement. A long terme nous nous tournerons vers le domaine thermique pour lequel les enjeux astronomiques sont considérables. Nous pouvons citer par exemple la détection de vie sur des planètes hors de notre système solaire (Exoplanètes).

**Première partie**

**Rappels théoriques**



# Chapitre 1

## La conversion par somme de fréquences

La conversion de fréquences est apparue dans les années 1960 juste après l'invention de la technologie du laser par Maiman. En effet, l'émission de nouvelles ondes lorsqu'une onde électromagnétique traverse un milieu, par effet non linéaire n'est possible que par l'incidence d'un rayonnement initial de forte puissance [Fra61]. Dans un laser, l'énergie est concentrée sur un mode spatial ce qui assure une densité de fluence élevée propice aux effets non linéaires ainsi que d'autres propriétés telles que la cohérence, un très haut degré de monochromaticité et une grande flexibilité directionnelle. La génération de nouvelles fréquences dépend aussi de différents paramètres autres que la nature des rayonnements incidents sur la matière, à savoir : la nature du matériau non linéaire et son aptitude à générer des ondes à certaines fréquences et les techniques d'accord de phase permettant un bon transfert d'énergie entre les ondes. Ces points seront détaillés dans ce chapitre.

La conversion paramétrique est un processus non linéaire de mélange à trois ondes. Une onde dite source et une onde plus intense dite pompe se propagent dans un milieu le plus souvent constitué d'un diélectrique soumis à un champ électrique variable. Le milieu peut être considéré dans ce cas de figure comme une assemblée de dipôles oscillant autour de leur position d'équilibre. Sous certaines conditions de température, polarisation, intensité du champ, ces dipôles peuvent rayonner de façon cohérente pour créer une troisième onde qui vérifie le principe de conservation d'énergie. Pour notre application en somme de fréquences, le principe de conservation d'énergie se traduit par l'équation :

$$\hbar\omega_{vis} = \hbar\omega_p + \hbar\omega_{IR}$$

Nous adopterons par la suite les conventions d'écriture suivantes :

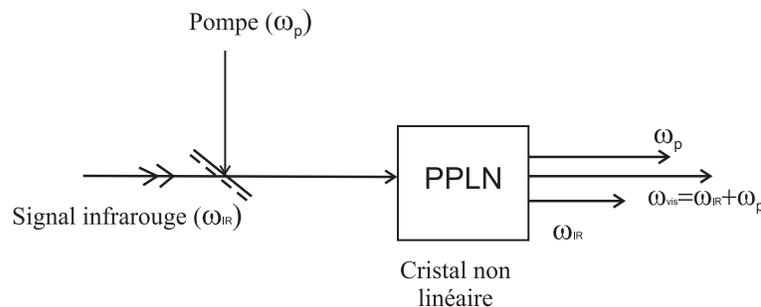


FIGURE 1.1 – Principe de la conversion paramétrique

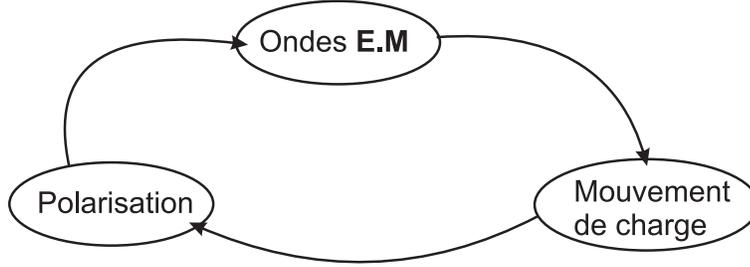
- Le rayonnement infrarouge source à convertir à  $\lambda_{IR} = 1.55\mu\text{m}$  sera noté IR et aura pour pulsation  $\omega_{IR}$  et une fréquence  $\nu_{IR}$
- le rayonnement à la pulsation  $\omega_p$  ou la fréquence à  $\nu_p$  sera appelé rayonnement de pompe à  $\lambda_p = 1.06\mu\text{m}$  et sera noté : p
- le rayonnement à la pulsation  $\omega_{vis}$  ou la fréquence à  $\nu_{vis}$  est le rayonnement résultant de la somme des deux fréquences précédentes, et il sera appelé rayonnement converti, noté : vis

- le PPLN : Niobate de lithium polarisé périodiquement, il sera le matériau utilisé pour la somme de fréquences.

## 1.1 Théorie électromagnétique

Pour une bonne compréhension des phénomènes décrits dans la suite de ce manuscrit, je rappelle ici quelques bases fondamentales de l'optique non linéaire concernant la transposition en fréquences [Cha97, San99].

La réponse du milieu à une excitation apportée par un champ électromagnétique s'appelle la polarisation.



En optique linéaire (pour de faibles puissances optiques), la relation entre le champ électrique (excitation) et la polarisation (réponse) s'écrit :  $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$  où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide, et  $\chi$  la susceptibilité diélectrique du matériau. Cette relation montre bien la linéarité entre l'excitation produite par le champ électrique et la réponse du matériau correspondant. Si les puissances mises en jeu par l'excitation sont plus importantes, on peut développer la polarisation en série de Taylor :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 [\chi^{(2)}] \vec{E}^2 + \epsilon_0 [\chi^{(3)}] \vec{E}^3 + \dots = \epsilon_0 \chi_{(1)} \vec{E} + \vec{P}_{NL} \quad (1.1)$$

où  $[\chi^{(2)}]$  et  $[\chi^{(3)}]$  sont les tenseurs de susceptibilité d'ordre 2 et 3.

En partant des équations de Maxwell dans un milieu transparent non magnétique, et en tenant compte des polarisations linéaires et non linéaires de l'équation 1.1, on en déduit l'équation d'évolution d'une onde suivant une dimension de propagation portée par l'axe  $z$ ,

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (1.2)$$

où  $v$  représente la vitesse de l'onde se propageant dans le matériau,  $\vec{P}_{NL}$  indique la polarisation non linéaire, d'ordre strictement supérieur à 1 dans l'équation 1.1 et  $\mu_0$  est la permittivité magnétique du vide. Pour un milieu linéaire le second membre de l'équation est nul.

### Ondes planes couplées par effet non linéaire

Considérons maintenant la propagation de trois ondes planes dans un milieu transparent non linéaire se propageant selon l'axe  $z$  avec des pulsations et des vecteurs d'onde respectifs  $(\omega_{IR}, k_{IR})$ ,  $(\omega_p, k_p)$  et  $(\omega_{vis}, k_{vis})$ . Une solution à l'équation 1.2 peut être écrite par rapport aux pulsations respectives sous la forme :

$$\vec{E}^{\omega_{IR}}(z; t) = \frac{1}{2} [\vec{E}_z^{\omega_{IR}} \cdot e^{j \cdot (k_{IR} z - \omega_{IR} t)} + \vec{E}_z^{\omega_{IR}} \cdot e^{-j \cdot (k_{IR} z - \omega_{IR} t)}] \quad (1.3)$$

$$\vec{E}^{\omega_p}(z; t) = \frac{1}{2} [\vec{E}_z^{\omega_p} \cdot e^{j \cdot (k_p z - \omega_p t)} + \vec{E}_z^{\omega_p} \cdot e^{-j \cdot (k_p z - \omega_p t)}] \quad (1.4)$$

$$\vec{E}^{\omega_{vis}}(z; t) = \frac{1}{2} [\vec{E}_z^{\omega_{vis}} \cdot e^{j \cdot (k_{vis} z - \omega_{vis} t)} + \vec{E}_z^{\omega_{vis}} \cdot e^{-j \cdot (k_{vis} z - \omega_{vis} t)}] \quad (1.5)$$

De nombreuses fréquences nouvelles peuvent être engendrées. Nous considérerons que la direction de propagation assure la formation d'une nouvelle onde à la pulsation  $\omega_{vis}$  si et seulement si :  $\omega_{vis} = \omega_p + \omega_{IR}$ . En remplaçant les solutions de l'équation 1.3 à 1.5 dans l'équation d'évolution d'une onde 1.2, les seuls termes sources que nous considérons seront alors :

$$\mu_0 \frac{\partial^2 (E_z^{\omega_{IR}} E_z^{\omega_p} \cdot e^{j \cdot ((k_{IR} + k_p)z - (\omega_{IR} + \omega_p)t)})}{\partial t^2} + c.c \quad (1.6)$$

$$\mu_0 \frac{\partial^2 (\tilde{E}_z^{\omega_{vis}} \tilde{E}_z^{\omega_p} \cdot e^{j \cdot ((k_{vis} - k_p)z - (\omega_{vis} - \omega_p)t)})}{\partial t^2} + c.c \quad (1.7)$$

$$\mu_0 \frac{\partial^2 (E_z^{\omega_{IR}} \tilde{E}_z^{\omega_{vis}} \cdot e^{j \cdot ((k_{IR} - k_{vis})z - (\omega_{vis} - \omega_{IR})t)})}{\partial t^2} + c.c \quad (1.8)$$

Nous allons rechercher les lois de variation selon  $z$  des amplitudes des ondes,  $E_z^{\omega_{IR}}$ ,  $E_z^{\omega_p}$  et  $E_z^{\omega_{vis}}$ .

Dans ce calcul il est nécessaire d'appliquer l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable (pour simplifier l'expression des équations différentielles) : *l'enveloppe varie lentement sur une période optique  $T_{opt} = \frac{2\pi}{\omega}$ . Cette hypothèse traduit la différence d'échelle des variations spatiales entre les variations ultra rapides de l'onde lors de la traversée du cristal et les variations plus lentes de son amplitude.* Ce qui amène à négliger la dérivée seconde de l'amplitude du champ électrique dans l'ensemble des équations.

$$\left| \frac{\partial^2 E_z^{\omega_i}}{\partial z^2} \right| \ll k_i \frac{\partial E_z^{\omega_i}}{\partial z}$$

Ecrivons l'équation qui décrit l'évolution  $E_z^{\omega_{IR}}$ , nous en déduirons les autres par permutation. On désigne par  $d$  l'élément du tenseur susceptibilité non linéaire du matériau selon l'axe  $z$  qui couple  $\tilde{E}_z^{\omega_p}$  avec  $\tilde{E}_z^{\omega_{vis}}$ , et  $\epsilon_{IR}\mu_0 = \frac{1}{v^2}$

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}^{\omega_{IR}}(z;t)}{\partial z^2} - \epsilon_{IR} \cdot \mu_0 \frac{\partial^2 \tilde{E}^{\omega_{IR}}(z;t)}{\partial t^2} = \mu_0 \cdot d \cdot \frac{\partial^2 (\tilde{E}_z^{\omega_{vis}} \tilde{E}_z^{\omega_p} \cdot e^{j \cdot (k_{vis} - k_p)z - (\omega_{vis} - \omega_p)t}) + c.c}{\partial t^2} \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}^{\omega_{IR}}(z;t)}{\partial z^2} \cong \frac{1}{2} \cdot \left[ -k_{IR}^2 \cdot \tilde{E}_z^{\omega_{IR}} + 2 \cdot j \cdot k_{IR} \cdot \frac{\partial \tilde{E}_z^{\omega_{IR}}}{\partial z} \right] \cdot e^{j \cdot (k_{IR}z - \omega_{IR}t)} + c.c$$

En remplaçant  $\omega_{vis} - \omega_p$  par  $\omega_{IR}$  et en effectuant l'opération  $\frac{\partial}{\partial t} = j \cdot \omega_i$  dans l'équation 1.9, il vient que :

$$\begin{aligned} & \left( \frac{1}{2} \cdot \left[ -k_{IR}^2 \cdot \tilde{E}_z^{\omega_{IR}} + 2 \cdot j \cdot k_{IR} \cdot \frac{\partial \tilde{E}_z^{\omega_{IR}}}{\partial z} \right] \cdot e^{j \cdot (k_{IR}z - \omega_{IR}t)} + c.c \right) + \omega_{IR}^2 \cdot \epsilon_{IR} \cdot \mu_0 \left( \frac{\tilde{E}_z^{\omega_{IR}}}{2} \cdot e^{j \cdot (k_{IR}z - \omega_{IR}t)} + c.c \right) \\ & = - \left( \frac{\omega_{IR}^2 \cdot d \cdot \mu_0}{2} \tilde{E}_z^{\omega_{vis}} \tilde{E}_z^{\omega_p} \cdot e^{j \cdot (k_{vis} - k_p)z - (\omega_{IR}t)} + c.c \right) \end{aligned}$$

comme  $\omega_{IR}^2 \cdot \epsilon_{IR} \cdot \mu_0 = k_{IR}^2$  la formule se simplifie en :

$$\frac{\partial \tilde{E}_z^{\omega_{IR}}}{\partial z} = j \cdot \frac{d\omega_{IR}}{2} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_{IR}}} \tilde{E}_z^{\omega_{vis}} \tilde{E}_z^{\omega_p} \cdot e^{-j \cdot (k_{vis} - k_p - k_{IR})z} \quad (1.10)$$

Il est ainsi possible d'effectuer une analyse semblable pour les deux ondes  $\tilde{E}_z^{\omega_p}$  et  $\tilde{E}_z^{\omega_{vis}}$

### 1.1.1 Le mélange à trois ondes : la somme de fréquences

Lorsque trois ondes de fréquences différentes  $\omega_{IR}$ ,  $\omega_p$  et  $\omega_{vis}$  se propagent dans un milieu non linéaire, les champs qui leurs sont associés se déduisent par permutation (par rapport à l'équation 1.10). Elles s'écrivent alors :

$$\frac{\partial \tilde{E}_z^{\omega_{IR}}}{\partial z} = j \cdot \frac{d\omega_{IR}}{2} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_{IR}}} \tilde{E}_z^{\omega_{vis}} \tilde{E}_z^{\omega_p} \cdot e^{j \cdot (k_{vis} - k_p - k_{IR})z} \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_z^{\omega_p}}{\partial z} = -j \cdot \frac{d\omega_p}{2} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_p}} \cdot \tilde{E}_z^{\omega_{IR}} \tilde{E}_z^{\omega_{vis}} \cdot e^{j(k_{vis} - k_p - k_{IR})z} \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_z^{\omega_{vis}}}{\partial z} = j \cdot \frac{d\omega_{vis}}{2} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_{vis}}} \cdot \tilde{E}_z^{\omega_{IR}} \tilde{E}_z^{\omega_p} \cdot e^{j(-k_{vis} + k_p + k_{IR})z} \quad (1.13)$$

Les équations 1.11 à 1.13 décrivent l'interaction de trois ondes dont les fréquences obéissent à la relation  $\omega_{vis} = \omega_{IR} + \omega_p$  et qui sont couplées entre elles par le coefficient non linéaire d.

Le désaccord de phase est défini par le terme  $k_{vis} - k_p - k_{IR}$  figurant dans les arguments des exponentielles complexes. Physiquement, ce terme exprime la condition nécessaire pour que les champs rayonnés par les N dipôles du matériau non linéaire interfèrent de façon constructive afin que le déphasage dû à la propagation décrit par le vecteur d'onde  $k_{vis}$  compense exactement la différence de phase entre les dipôles liée à la propagation des ondes incidentes, décrites par les vecteurs d'ondes  $k_p$  et  $k_{IR}$ .

En d'autres termes, il faut que ces vecteurs d'ondes vérifient :

$$\vec{k}_{vis} = \vec{k}_p + \vec{k}_{IR} \quad (1.14)$$

pour avoir le rendement de conversion le plus efficace possible.

L'équation 1.14 est appelée plus communément condition d'accord de phase. Elle peut s'écrire aussi, en fonction des fréquences et des indices du matériau sous la forme :

$$n(\omega_{vis})\omega_{vis} = n(\omega_p)\omega_p + n(\omega_{IR})\omega_{IR} \quad (1.15)$$

Cette équation n'est pas facilement compatible avec la conservation de l'énergie (fig : 1.2) :

$$\hbar\omega_{vis} = \hbar\omega_{IR} + \hbar\omega_p \quad (1.16)$$

L'équation 1.16 nous montre la provenance du processus de la somme de fréquences lors du mélange à 3 ondes dans un cristal non linéaire (fig : 1.1). La conservation de l'énergie traduit le fait qu'un photon à  $\omega_{IR}$  et un photon à  $\omega_p$  fusionnent pour donner finalement un photon à  $\omega_{vis}$ .

Etudions maintenant deux méthodes expérimentales favorisant le processus non linéaire de somme de fréquences.

### 1.1.2 L'accord de phase par biréfringence

Les milieux non linéaires dans lesquels se propagent les ondes sont dispersifs. L'équation 1.15 ne peut être satisfaite que pour des matériaux biréfringents dans lesquels la lumière se propage de façon anisotrope.

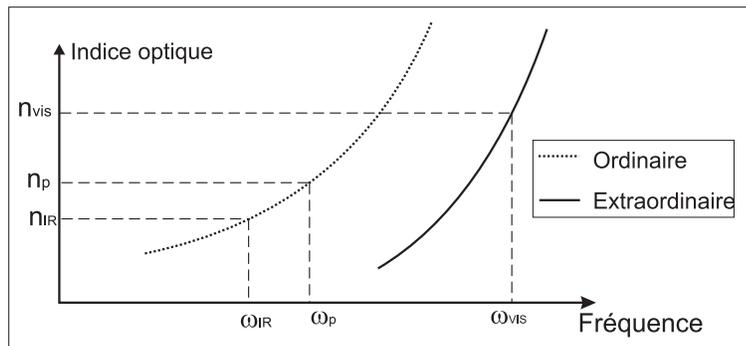


FIGURE 1.2 – Evolution de l'indice optique d'un matériau en fonction de la pulsation

En effet, pour pouvoir annuler l'effet du désaccord de phase, il faut utiliser des ondes qui ont des polarisations et se propagent à des vitesses de phases différentes. Une solution à ce type de problème consiste donc à utiliser la biréfringence du matériau pour obtenir l'accord de phase.

Une méthode expérimentale, pour vérifier la relation 1.15 malgré la dispersion chromatique d'un milieu non linéaire, consiste à respecter les configurations de polarisation suivantes (prenons l'exemple d'un cristal uniaxe dit négatif, l'indice ordinaire noté  $o$  est supérieur à l'indice extraordinaire noté  $e$ ) :

**Type I** : c'est la configuration où la source infrarouge (IR) et la pompe (p) ont des polarisations colinéaires et perpendiculaires à l'onde convertie (vis) :  $o + o \rightarrow e$

**Type II** : c'est la configuration où la polarisation de l'onde convertie (vis) et l'onde infrarouge (IR) ou pompe (p) sont perpendiculaires aux polarisations des ondes infrarouges ou pompe :  $o + e \rightarrow e$

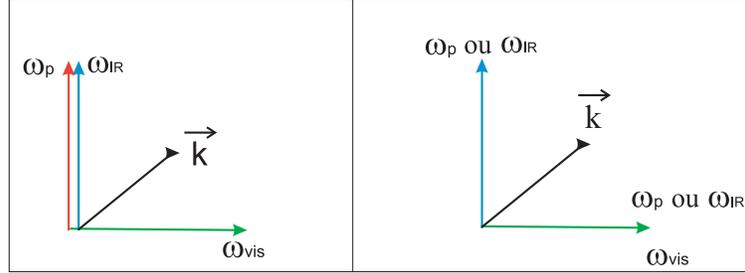


FIGURE 1.3 – A gauche la biréfringence de type I, à droite la biréfringence de type II

L'inconvénient de cette technique d'accord de phase par biréfringence réside dans la difficulté à pouvoir profiter simultanément du coefficient non linéaire de conversion du cristal le plus élevé et de la condition d'accord de phase. En effet, il est impossible de satisfaire simultanément les deux paramètres que sont :

- le choix de la direction de propagation pour obtenir l'indice de réfraction souhaitable pour l'accord de phase
- et la direction de propagation des ondes permettant de profiter du coefficient non linéaire de conversion le plus élevé.

### 1.1.3 Rendement énergétique de la conversion paramétrique à l'accord de phase

Evaluons l'effet du terme d'accord de phase sur le rendement de la conversion paramétrique. Pour ce faire, reprenons les équations couplées 1.11 à 1.13 :

$$\frac{\partial \tilde{E}_z^{\omega_{IR}}}{\partial z} = j \cdot \frac{d\omega_{IR}}{2} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_{IR}}} \cdot \tilde{E}_z^{\omega_{vis}} \tilde{E}_z^{\omega_p} \cdot e^{j \cdot (k_{vis} - k_p - k_{IR})z} \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_z^{\omega_p}}{\partial z} = -j \cdot \frac{d\omega_p}{2} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_p}} \cdot \tilde{E}_z^{\omega_{IR}} \tilde{E}_z^{\omega_{vis}} \cdot e^{j \cdot (k_{vis} - k_p - k_{IR})z} \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_z^{\omega_{vis}}}{\partial z} = j \cdot \frac{d\omega_{vis}}{2} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_{vis}}} \cdot \tilde{E}_z^{\omega_{IR}} \tilde{E}_z^{\omega_p} \cdot e^{j \cdot (-k_{vis} + k_p + k_{IR})z} \quad (1.19)$$

Nous nous placerons dans le cas où le signal converti reste faible devant le signal IR dont on admettra qu'il garde une intensité constante ( $|\tilde{E}_z^{\omega_{IR}}|^2$ ).

Si on intègre à présent l'équation 1.19 en faisant l'hypothèse qu'il n'y a pas de photons à la pulsation  $\omega_{vis}$  au début du cristal et que l'intensité de la pompe est constante sur toute la longueur du matériau (notée  $l$ ), l'intensité du signal converti s'écrit :

$$\tilde{E}_l^{\omega_{vis}} = j \cdot \frac{d\omega_{vis}}{2} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_{vis}}} \cdot \tilde{E}^{\omega_{IR}} \tilde{E}^{\omega_p} \cdot \left[ \frac{e^{-j \cdot (k_{vis} - k_p - k_{IR})l} - 1}{-j \cdot (k_{vis} - k_p - k_{IR})} \right] \text{ en posant } k_{vis} - k_p - k_{IR} = \Delta k$$

$$I_{vis}(l) \sim I_{IR} \cdot I_p \cdot l^2 \left( \text{sinc}^2 \left( \frac{\Delta k l}{2} \right) \right) \quad (1.20)$$

La puissance du champ converti  $I_{vis}$  est proportionnelle au carré du sinus cardinal de  $\frac{\Delta k l}{2}$ . Le processus de conversion est maximal pour  $\Delta k = 0 \rightarrow \text{sinc}^2(0) = 1$  et correspond à une synchronisation en phase des ondes générées à la fréquence somme.

**Calcul du rendement sans négliger l'atténuation de l'onde IR à convertir**

On peut résoudre le système d'équation 1.11 à 1.13 sans approximation, de façon à tenir compte de l'atténuation du faisceau IR à mesure qu'il se convertit dans le visible.

Pour simplifier les formules, on supposera que l'accord de phase est parfait  $\Delta k = 0$  et que la pompe reste constante. Les conditions limites sont les suivantes :  $\tilde{A}_{vis}(0) = 0$  et  $\tilde{A}_{IR}(0) = A_0$  (à l'entrée du cristal, il n'y a pas de photon converti et le signal IR est maximal). Réalisons le changement d'écriture :

$$A_i = \tilde{E}^{\omega_i} \cdot \sqrt{\frac{n_i}{\omega_i}} \quad \text{et} \quad \kappa = \frac{d}{2} \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \omega_{IR} \cdot \omega_p \cdot \omega_{vis}}{\epsilon_0 \cdot n_{IR} \cdot n_p \cdot n_{vis}}} \quad (1.21)$$

avec  $i$  correspondant à IR, ou  $p$  ou  $vis$ .

Les équations 1.11 et 1.13 se réécrivent :

$$\frac{\partial \tilde{A}_{IR}}{\partial z} = -j\kappa \tilde{A}_{vis} \tilde{A}_p \Rightarrow \frac{\partial^2 \tilde{A}_{IR}}{\partial z^2} = -\kappa^2 \tilde{A}_{IR} |\tilde{A}_p|^2 \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}_{vis}}{\partial z} = -j\kappa \tilde{A}_{IR} \tilde{A}_p \Rightarrow \frac{\partial^2 \tilde{A}_{vis}}{\partial z^2} = -\kappa^2 \tilde{A}_{vis} |\tilde{A}_p|^2 \quad (1.23)$$

En appliquant les conditions limites :

$$A_{IR} \sim \cos(\kappa |\tilde{A}_p| z) \Rightarrow I_{IR}(z) \sim \cos^2(\kappa |\tilde{A}_p| z) \quad (1.24)$$

$$A_{vis} \sim \sin(\kappa |\tilde{A}_p| z) \Rightarrow I_{vis}(z) \sim \sin^2(\kappa |\tilde{A}_p| z) \quad (1.25)$$

Le rendement de la conversion paramétrique se déduit des deux équations précédentes :

$$\eta = \frac{I_{vis}(l)}{I_{IR}(0)} \sim \sin^2(\kappa |\tilde{A}_p| l) \quad (1.26)$$

où  $l$  est la longueur du cristal.

Il est possible de faire un développement limité de l'expression du rendement lorsque la longueur du cristal est petite (dans notre cas de figure, la conception du Niobate de lithium n'excède pas les 5 cm de longueur), la puissance de la pompe est supposée constante. On se limite au premier membre du terme en  $\sin^2$ , on obtient la forme simplifiée suivante :

$$\eta \sim \kappa^2 |\tilde{A}_p|^2 l^2 \quad (1.27)$$

Cette équation nous montre les paramètres sur lesquels agir pour augmenter le rendement de conversion :

- la longueur du cristal,
- la puissance de la pompe (en s'assurant d'être dans l'approximation linéaire sinon l'approximation 1.27 est fautive)
- le coefficient non linéaire du matériau inclus dans la constante  $\kappa$ .

**Remarque :** Dans de nombreuses publications, le rendement de conversion est défini comme étant le rapport entre le nombre de photons convertis (visible) et le nombre de photons sources (infrarouge). Cette quantité, appelée efficacité quantique, est égale à :

$$\eta_{ph} = \frac{\frac{P_{vis}}{\omega_{vis}}}{\frac{P_{IR}}{\omega_{IR}}} = \frac{N_{vis}}{N_{IR}} \quad (1.28)$$

Tout au long du manuscrit lorsque je parlerai de rendement de conversion, il faudra se rappeler que c'est un rendement en terme de puissance.

$$\eta_{puis} = \frac{P_{vis}}{P_{IR}} \Rightarrow \eta_{puis} = \eta_{ph} \frac{\lambda_{IR}}{\lambda_{vis}} \quad (1.29)$$

### 1.1.4 Le quasi accord de phase

Avec certains matériaux, il est impossible de réaliser une conversion paramétrique par accord de phase (biréfringence, etc...). C'est le cas notamment des matériaux non-linéaires comme le niobate de lithium.

A défaut d'annuler exactement le désaccord de phase  $\Delta k$ , il est parfois possible de le remettre à zéro périodiquement afin de garder les ondes en phase : c'est le principe du quasi-accord de phase.

Une méthode dite de polarisation périodique (voir fig : 1.4) consiste à inverser périodiquement les domaines ferroélectriques du matériau. En l'utilisant, on peut compenser le déphasage accumulé entre chaque onde (source, pompe et signal converti) au cours de la propagation afin de réaliser un équivalent de l'accord de phase. L'inversion de la non linéarité s'obtient en appliquant un champ électrique intense lors de la fabrication du matériau, de manière à orienter alternativement le sens des domaines ferroélectriques du cristal.

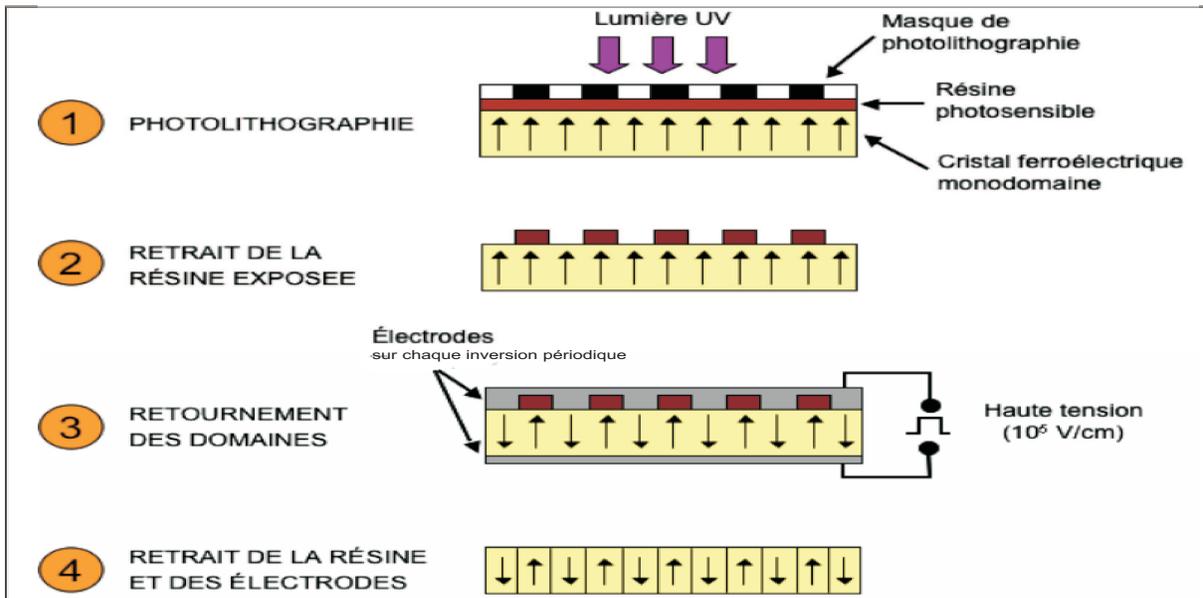


FIGURE 1.4 – Réalisation de la méthode dite de polarisation périodique (Wikipédia)

La notion de quasi accord de phase fut développée en 1962 [Arm62]. Elle s'appuie sur la dispersion des indices en fonction de la longueur d'onde. Les ondes source et pompe n'ont pas la même vitesse de propagation que l'onde convertie par somme de fréquences dans le cristal. L'onde source infrarouge et l'onde pompe se propagent librement avec une vitesse de phase  $c/n(\omega_{IR})$  et  $c/n(\omega_p)$  tandis que la polarisation non linéaire engendrée par la somme de fréquences se propage, forcée par les deux ondes incidentes, à une vitesse de phase :  $c/n(\omega_p) + c/n(\omega_{IR})$ . Cette différence de vitesse de phase est responsable d'un déphasage. Lorsque le déphasage atteint la valeur de  $\pi$ , (ou en terme de distance, une longueur notée  $L_c$ ) des interférences destructrices apparaissent entre l'onde harmonique générée et la polarisation forcée, le processus de conversion d'énergie s'inverse.

L'intérêt de la polarisation périodique est de produire une alternance cyclique tout au long du cristal correspondant à une accumulation de déphasage de  $\pi$  constructive. Cet effet des non linéarités neutralise les effets du désaccord de phase :

$$\Delta k - \frac{\pi}{L_c} = 0$$

Le quasi accord de phase présente plusieurs avantages majeurs :

- la possibilité d'exploiter les très forts coefficients non linéaires des cristaux.
- la possibilité de convertir des bandes spectrales de quelques nanomètres [Bor94] [Miz94].
- facilité d'utilisation et grande flexibilité au niveau de la conception du cristal.
- Il n'est plus nécessaire d'avoir des ondes de polarisations croisées.
- suppression du décalage spatial entre les ondes (walk-off).

## Principe du Quasi Accord de Phase

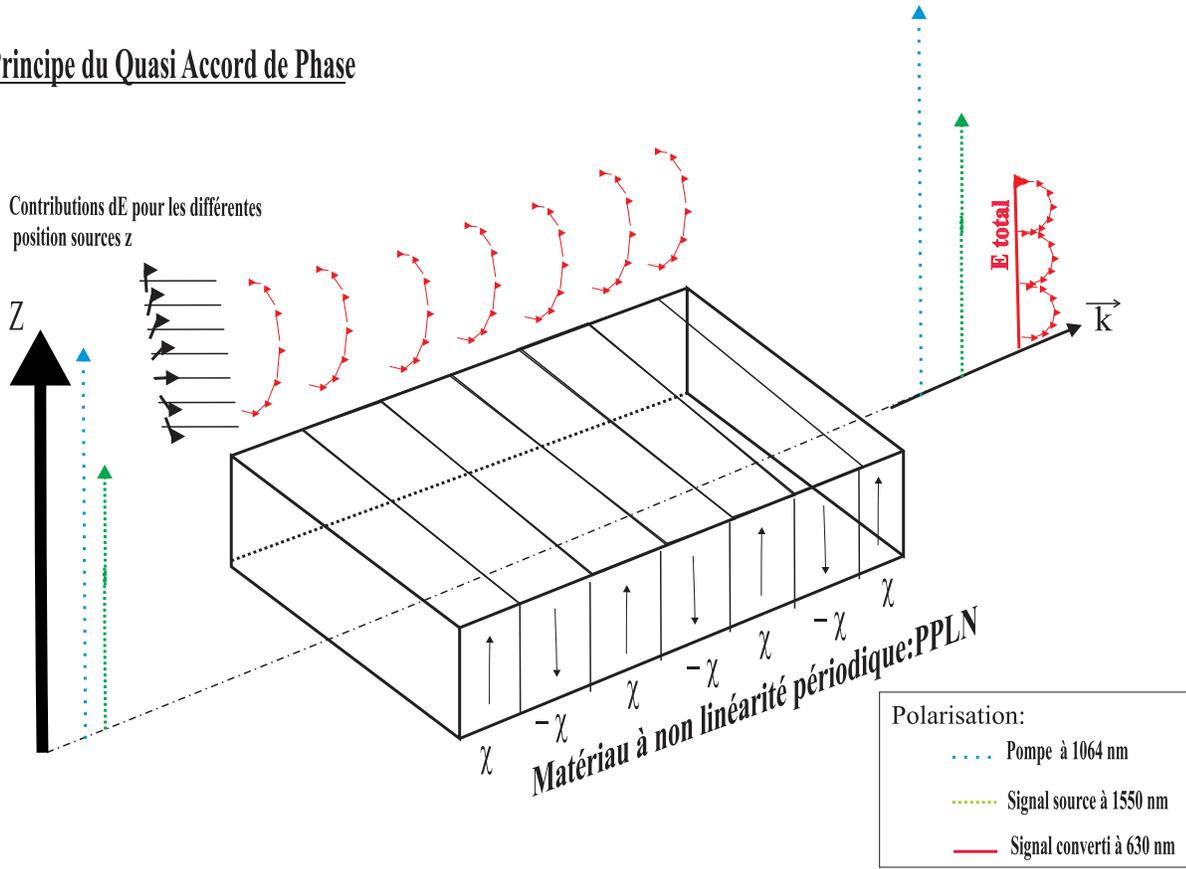


FIGURE 1.5 – Principe du quasi accord de phase

### Application

On considère les amplitudes sources et pompes constantes tout le long du cristal non linéaire,  $d$  correspond au coefficient du tenseur de susceptibilité  $\chi_{(2)}$  selon l'axe  $z$ .

Soit  $m$  le nombre d'inversion périodique de longueur  $L_c$ , avec  $L_c$  la longueur d'inversion périodique égale à  $\frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\pi}{k_{IR} + k_p - k_{vis}}$  et  $l$  la longueur du cristal égal à  $m \cdot L_c$ . Il est possible d'obtenir des interactions globalement constructives en inversant périodiquement le signe de la susceptibilité non linéaire à chaque longueur de cohérence.  $d$  correspond au coefficient du tenseur de susceptibilité  $\chi_{(2)}$  selon l'axe  $z$ .

$$\frac{d\tilde{E}_z^{vis}}{dz} \sim j \cdot d \cdot \tilde{E}_z^{IR} \cdot \tilde{E}_z^p \cdot e^{-j \cdot \Delta k z} \quad (1.30)$$

La somme des polarisations élémentaires non-linéaires s'exprime suivant l'axe  $z$  sous la forme :

$$\begin{aligned} \tilde{E}_z^{vis} &\sim j \int_0^l d \cdot \tilde{E}_z^{IR} \cdot \tilde{E}_z^p \cdot e^{-j \cdot \Delta k z} dz \Rightarrow \tilde{E}_z^{vis} \sim j \left( \int_0^{L_c} d \cdot \tilde{E}_z^{IR} \cdot \tilde{E}_z^p \cdot e^{-j \cdot \Delta k z} dz \right. \\ &\quad \left. + \dots + \int_{(m-1)L_c}^{mL_c} (-1)^m d \cdot \tilde{E}_z^{IR}(z) \cdot \tilde{E}_z^p(z) \cdot e^{-j \cdot \Delta k z} dz \right) \\ \tilde{E}_z^{vis} &\sim \frac{(-2m) \cdot d \cdot L_c}{\pi} \tilde{E}_z^{IR} \cdot \tilde{E}_z^p \Rightarrow \tilde{E}_z^{vis} \sim \frac{2 \cdot d \cdot l}{\pi} \tilde{E}_z^{IR} \cdot \tilde{E}_z^p \quad (1.31) \end{aligned}$$

Il a été démontré [Rus82] que le quasi accord de phase (dans notre exemple à l'ordre  $q=1$ ) peut être traité comme un accord de phase parfait sur un cristal de même longueur, mais ayant un coefficient réduit d'un facteur

en champ de  $\frac{2}{\pi}$  (c'est le simple rapport entre le diamètre du cercle et un demi cercle). Avec la méthode du quasi accord de phase, nous pouvons utiliser n'importe quel coefficient non linéaire du matériau. Malgré une baisse d'efficacité due au Q.A.P., ce coefficient est largement supérieur au coefficient utilisable en accord de phase par biréfringence car la longueur du cristal peut être relativement grande.

## 1.2 Description du cristal non linéaire utilisé : le PPLN, niobate de lithium polarisé périodiquement ( $LiNbO_3$ )

Ce matériau inorganique couramment utilisé en optique à cause de ses forts coefficients non linéaires [Nik05], est un excellent matériau pour la fabrication de composants d'optique guidée. Ces deux éléments seront très utiles dans le cadre de nos expériences.

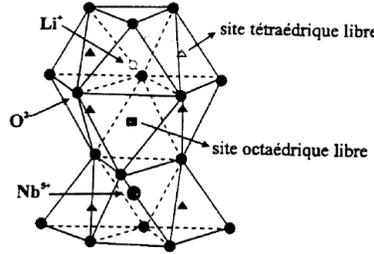


FIGURE 1.6 – Structure cristalline du niobate de lithium

### 1.2.1 Propriétés optiques non linéaires du cristal $LiNbO_3$

Le cristal de niobate de lithium est un cristal biréfringent uniaxe négatif (l'indice ordinaire est supérieur à l'indice extraordinaire  $n_o > n_e$ ). Sa biréfringence dépendant fortement de la température, un ajustement précis de celle-ci permet de contrôler la longueur d'onde de conversion favorisant le quasi accord de phase. Le niobate de lithium possède une plage de transparence allant de 300 à 5000 nm [Nik05] avec des coefficients non linéaires élevés, cependant son seuil de destruction est relativement bas.

La susceptibilité non linéaire d'ordre 2 du niobate de lithium est donnée par un tenseur qui sous sa forme contractée (en projetant le tenseur sur les axes principaux du cristal) s'écrit :

$$\chi_{i,j,k}^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

$$\tilde{P}_i^{(2)}(\omega_i) = \epsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{i,j,k}^{(2)} \tilde{E}_j(\omega_j) \tilde{E}_k(\omega_k) \quad (1.33)$$

Le coefficient  $d_{33} \sim 30$  [pm/V] à 1560 nm [Lie07] étant très élevé, nous chercherons à le favoriser en contrôlant la polarisation des champs source et pompe injectés à l'entrée du cristal (direction appelée z par convention). A la sortie du PPLN, nous obtiendrons une onde convertie parallèle aux ondes incidentes.

#### Application pour le niobate de lithium

Après le calcul intégral (eq : 1.31), en remplaçant  $\chi_{(2)}$  par sa valeur  $d_{33}$  (dans notre exemple ce sera d par  $d_{33}$ ), il vient :

$$I_i^{vis} \sim \left( \frac{2 \cdot d_{33} l}{\pi} \right)^2 \cdot I_i^{IR} \cdot I_p \quad (1.34)$$

Ainsi lorsqu'il y a Quasi Accord de Phase, plus le cristal est long et plus l'efficacité de conversion est bonne si toutefois les deux champs incidents se recouvrent bien sur tout le matériau (la longueur de fabrication du cristal est limitée classiquement à 5 cm pour des raisons techniques) .

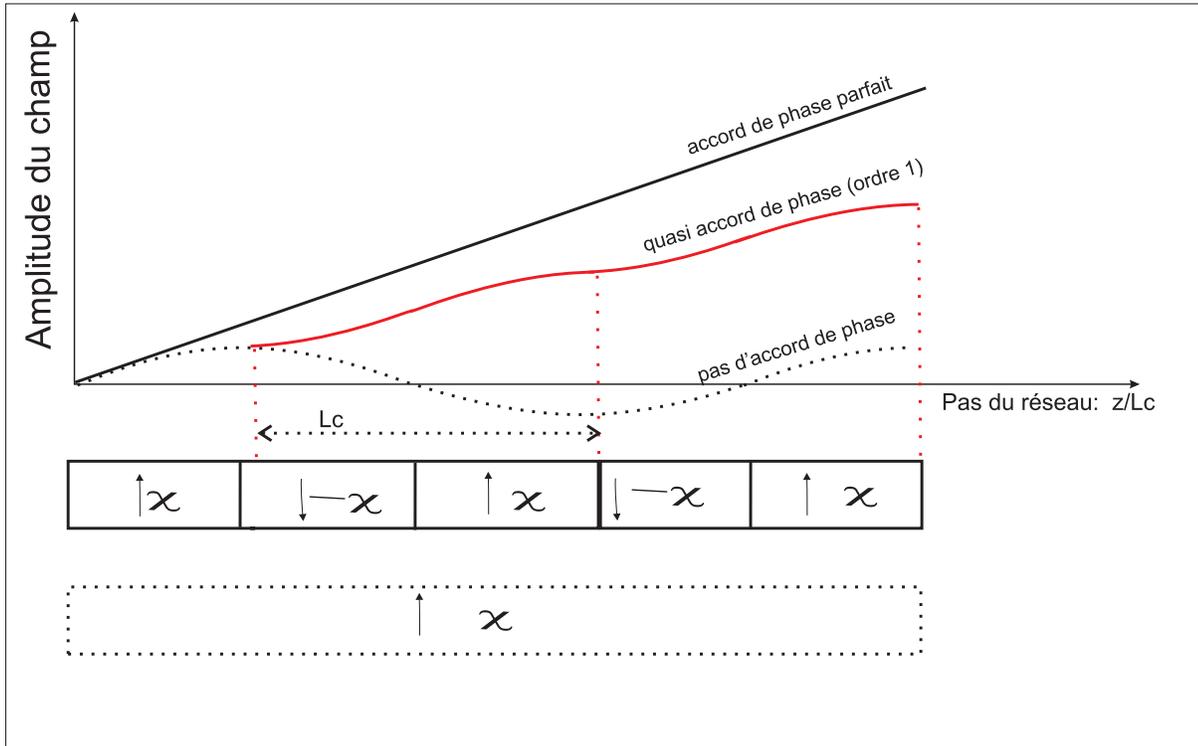


FIGURE 1.7 – Evolution de la puissance en fonction de la longueur de cohérence

### 1.2.2 Le PPLN en optique guidée

Le PPLN est un excellent matériau pour la fabrication de guide d'ondes optiques. Les matériaux de type guides d'ondes sont obtenus de cette manière, on dépose du titane sur la surface du cristal, cela permet d'en modifier l'indice après un long processus de réalisation et donc de guider et focaliser les champs sur toute la longueur du cristal.

Les guides d'ondes du PPLN permettent de focaliser les ondes sur une surface plus faible que dans le cas des matériaux massifs, et d'avoir une grande longueur d'interaction (égale à la longueur du cristal).

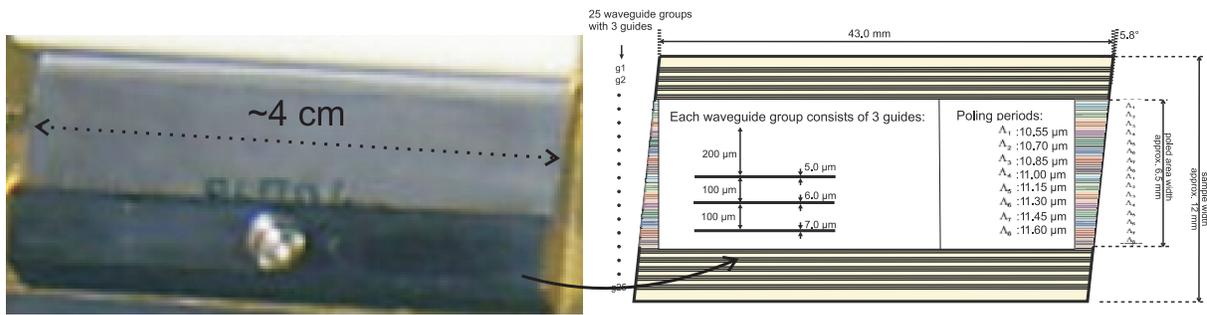


FIGURE 1.8 – Exemple de PPLN guidé fourni par l’université de Paderborn (Allemagne) : le cristal se compose de huit pas de réseaux différents allant de 10.55 à 11.60 $\mu\text{m}$  par pas de 0.15 $\mu\text{m}$ . Le pas du réseau étant la longueur d’inversion de la susceptibilité diélectrique. Sur chaque pas, nous avons le choix de trois guides d’ondes de diamètres différents 5, 6, 7 $\mu\text{m}$

Le guide d’ondes optiques a considérablement augmenté le taux de conversion en fréquence. Ceci a permis de faire de la conversion en régime de comptage de photons [Rou04]. C’est ce type de cristal que nous utiliserons en partie :III lors de la démonstration expérimentale des propriétés du théorème de Zernike Van Cittert par somme de fréquences, car nous aurons alors un flux "source" très faible, de l’ordre du nanowatt, à convertir.

Le PPLN guidé sera fourni par l’équipe de W. Sohler et H. Herrmann de l’Université de PADERBORN en Allemagne. Ce cristal a la particularité de garder un profil spatial unimodal aux longueurs d’ondes 1.55, 1.06 et 0.63 $\mu\text{m}$ , nécessaire à notre application interférométrique.

### 1.2.3 L’effet photoréfractif

L’effet photoréfractif est un effet statistique qui modifie localement l’indice de réfraction d’un milieu (noté  $n$ ). Il dépend des paramètres le caractérisant tels que la température, la pression, ou l’intensité de l’onde lumineuse incidente qui l’éclaire. En conséquence, le faisceau lumineux de forte puissance modifie lui-même les conditions de sa propagation ce qui provoque une modification du profil spatial (qui dépend de  $n$ ) de l’onde convertie. De plus la température, elle aussi modifie les conditions de QAP à 1.55 $\mu\text{m}$ .

Voici ce qui se passe : les porteurs excités passent dans la bande de conduction du matériau (ou dans la bande de valence s’il s’agit de trous) et se déplacent. Ils migrent sous les effets combinés de la diffusion, de leur entraînement par le champ électrique local ou par l’effet photovoltaïque, qui privilégie certaines directions de migration même en l’absence de champ électrique. La compétition entre ces différents mécanismes de migration des porteurs joue un rôle déterminant sur le comportement de l’effet photoréfractif.

De par leur migration, les porteurs de charge arrivent dans les zones moins éclairées du matériau où ils sont piégés. Il faut noter que l’origine de ces pièges ainsi que des centres donneurs n’est pas toujours bien déterminée. La distribution non uniforme de charge qui résulte de la migration des porteurs crée un champ électrique, appelé le champ de charge d’espace, qui induit une modification de l’indice de réfraction du milieu par effet électro optique linéaire, aussi appelé aussi effet Pockels.

Pour s’affranchir de cet effet photoréfractif, il faut augmenter la température exercée sur le cristal pour que les porteurs de charges soient diffusés uniformément dans toutes des directions.



## Chapitre 2

# L'interférométrie optique

### 2.1 Principe de l'interférométrie

L'interférométrie est une méthode de mesure qui exploite les interférences intervenant entre plusieurs ondes cohérentes entre elles. Elle est utilisée en astronomie, son avantage est de permettre une résolution équivalente à celle d'un miroir de diamètre équivalent à l'écart entre les instruments combinés. Un interféromètre constitué de seulement deux télescopes ne forme pas d'image. Son fonctionnement est assez différent d'un télescope classique. Pour chaque position du couple de télescopes, le contraste des franges d'interférence donne accès à la mesure d'un point de la transformée de Fourier de l'objet observé. En ayant un bon a priori sur ce que l'on regarde, le contraste des franges d'interférences permet alors d'obtenir des informations quantitatives sur l'objet ; par exemple, la taille de l'objet ou sur la séparation angulaire entre deux étoiles si c'est une binaire.

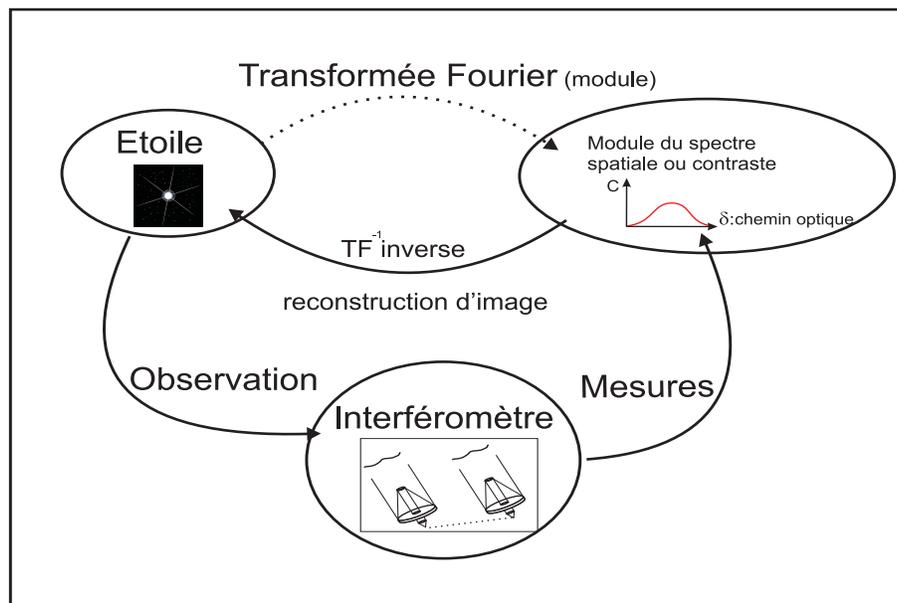


FIGURE 2.1 – Principe de l'interférométrie stellaire à deux télescopes

#### 2.1.1 Interféromètre à deux voies

Pour une bonne compréhension des phénomènes décrits par la suite, je rappelle ici quelques bases fondamentales de l'interférométrie optique classique dans le cadre de l'imagerie haute résolution en astronomie [Per96].

Prenons l'exemple de l'expérience des trous de Young appliquée à l'astronomie [You04].

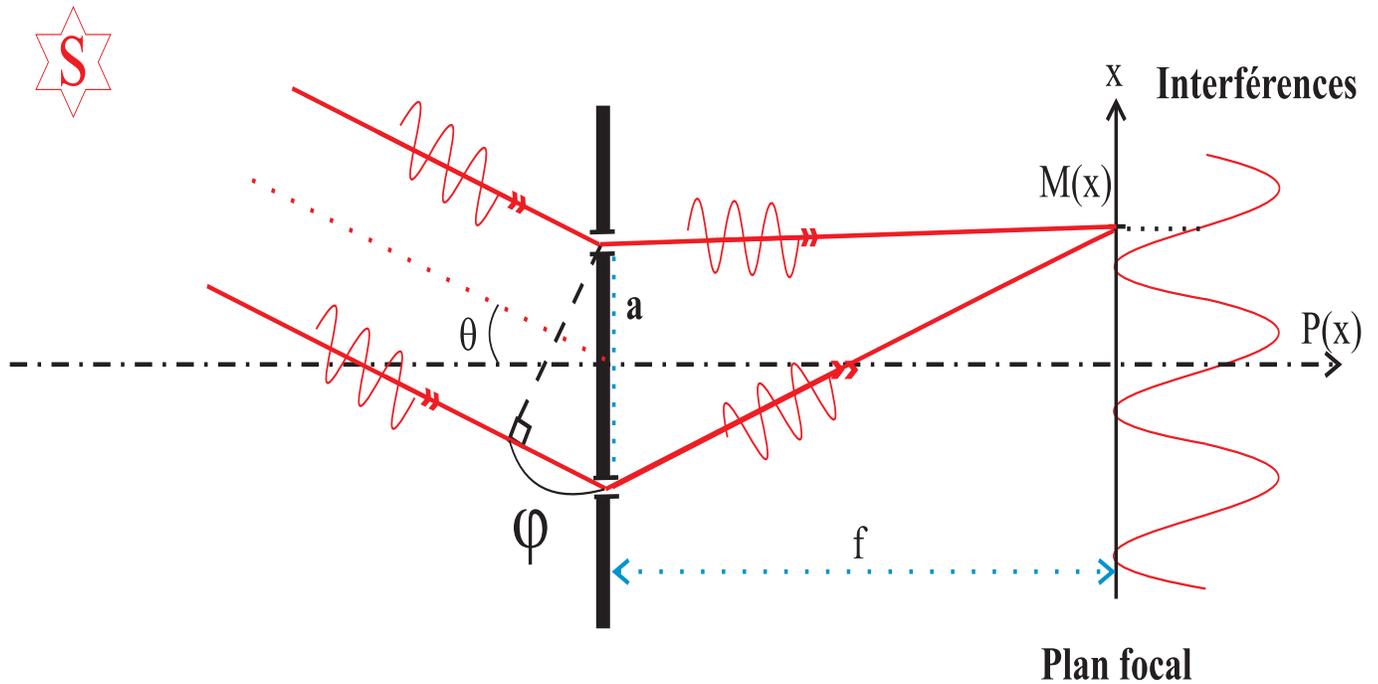


FIGURE 2.2 – Représentation de l'expérience des trous de Young

L'objet observé est situé à très grande distance des deux ouvertures et vu sous l'angle  $\theta$  par rapport à l'axe de symétrie (fig : 2.2). Considérons un objet ponctuel, monochromatique et d'intensité uniforme égale à  $I_0$  dans les deux bras de l'interféromètre. On observe alors des franges d'interférence au niveau du plan focal ( $X$ ). L'éclairement total s'écrit :

$$I_{tot} = 2I_0 \cdot (1 + \cos(\phi)) \text{ où } \phi = \varphi + \varphi_{mod} \quad (2.1)$$

où  $\varphi$  est le déphasage engendré en amont des ouvertures et  $\varphi_{mod}$  en aval.

Dans cet exemple, la source étant très éloignée du dispositif interférométrique, la phase en amont des ouvertures peut être écrite sous la forme :  $\varphi = 2\pi \frac{\theta a}{\lambda}$  où  $\theta$  est la direction de l'objet observé par rapport à l'axe de symétrie,  $a$  la distance entre les deux ouvertures (également appelée base) et  $\lambda$  la longueur d'onde de travail.

$\varphi_{mod}$  représente un terme de modulation de phase entre les deux ondes après leur passage à travers les deux ouvertures. Cette modulation permet une observation du système de franges en fonction d'une variable d'espace ou de temps suivant la configuration expérimentale.

- Dans le cas d'une modulation spatiale (fig : 2.2), la différence de marche entre les deux chemins optiques évolue d'un point à l'autre du plan d'observation. L'observation devant être faite sur un écran ou avec une caméra CCD.
- Dans le cas d'une modulation temporelle (§ : 2.3.2), la différence de marche entre les deux ondes évolue en fonction du temps pour un point d'observation donné et permet donc l'utilisation d'un détecteur monopixel.

Pour caractériser un système de franges d'interférences, on mesure son contraste qui est défini par :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.2)$$

Dans le cas d'une source ponctuelle, monochromatique et de même amplitude au niveau des deux ouvertures, le contraste sera théoriquement égal à 1 si l'instrument est parfait.

### 2.1.2 La cohérence temporelle

Considérons à présent le dispositif suivant (fig : 2.3) où nous observons une source polychromatique pour un angle  $\theta = 0$ .

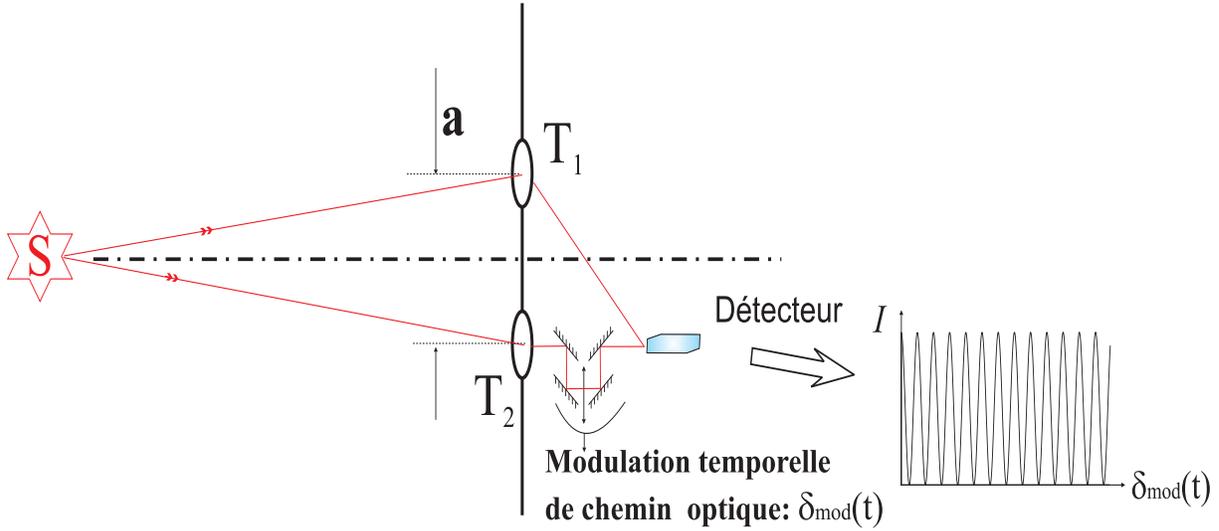


FIGURE 2.3 – Schéma d'un interféromètre de Young analysant une source supposée ponctuelle. Le déphasage qui se crée en aval des ouvertures est par exemple une modulation temporelle. Les franges d'interférences varient en fonction de la différence de marche  $\delta(t)$  et sont observées à l'aide d'un détecteur monopixel.

Le déphasage entre les deux voies de l'interféromètre devient :

$$\phi = \phi_{mod} = 2\pi \frac{\delta_{mod}}{\lambda_i} = 2\pi \nu_i \tau_{mod} \text{ avec } \tau_{mod} = \delta_{mod}/c \quad (2.3)$$

Si  $\delta_{mod} \neq 0$  alors la différence de phase au niveau du détecteur dépend de la fréquence de l'onde considérée. De ce fait, il va être possible de réaliser une analyse spectrale.

Considérons une contribution spectrale élémentaire de la source lumineuse de fréquence  $\nu_i$ , de largeur  $d\nu_i$  et de distribution spectrale d'intensité  $B(\nu_i)$ . Au niveau du détecteur, cet éclairement élémentaire s'écrit :

$$dI_{tot}(\tau) = 2B(\nu_i) \cdot (1 + \cos(2\pi \cdot \nu_i \cdot \tau)) d\nu_i \quad (2.4)$$

En faisant la somme incohérente de toutes les contributions spectrales élémentaires, on obtient :

$$I_{tot}(\tau) = \int_{spectre} 2B(\nu_i) \cdot (1 + \cos(2\pi \cdot \nu_i \cdot \tau)) d\nu_i \quad (2.5)$$

Dès que  $\tau$  devient important, l'ensemble des interférogrammes se superpose de façon désordonnée conduisant à un brouillage du fait de la différence de phase  $\phi$  dépendante de la fréquence. Cependant, pour une valeur de  $\tau$  non nulle, si le spectre est suffisamment étroit, le brouillage des franges n'est pas complet et l'interférogramme modulé en amplitude reste observable. Prenons l'exemple d'un spectre rectangulaire de largeur à mi-hauteur  $\Delta\nu$ . La différence maximale de phase sur ce spectre est de  $\Delta\phi(\Delta\nu) = 2\pi\Delta\nu \cdot \tau$ . L'interférogramme résultant ne sera pas brouillé à la condition que la variation de phase  $\Delta\phi$  soit négligeable devant  $2\pi$  :

$$\Delta\phi(\Delta\nu) \ll 2\pi \Leftrightarrow \tau \ll 1/\Delta\nu$$

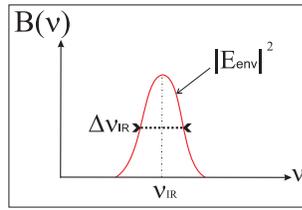


FIGURE 2.4 – Exemple de distribution de densité spectrale d'énergie

On définit ainsi le temps de cohérence par  $\tau_c = 1/\Delta\nu$ . D'après ce qui précède, la cohérence temporelle d'une onde est liée à la largeur spectrale de la source. On définit donc le temps de cohérence de la source comme inversement proportionnel à sa largeur spectrale. Le temps de cohérence correspond à la durée pendant laquelle on peut prédire que la phase d'une onde restera raisonnablement stable (ou corrélée) en un point donné de l'espace (fig : 2.5). La longueur de cohérence est définie alors sous la forme suivante :

$$L_c = c\tau_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (2.6)$$

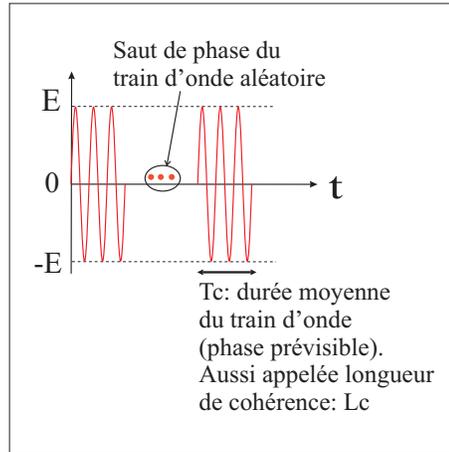


FIGURE 2.5 – Les sources réelles génèrent des ondes dont l'étendue spatiale et temporelle sont finies, plus communément appelées des trains d'onde

### Le théorème de Wiener khintchine

Revenons à l'équation 2.5, l'éclairement reçu par le détecteur s'écrit :

$$I_{tot}(\tau) = \int_{source}^{spectre} 2 \left( B(\nu_i) + B(\nu_i) \cos(2\pi \cdot \nu_i \cdot \tau) \right) d\nu_i \quad (2.7)$$

En posant  $I_0 = \int_{source}^{spectre} B(\nu_i) d\nu_i$ , l'équation 2.7 s'écrit :

$$I_{tot}(\tau) = 2I_0 \cdot \left( 1 + \frac{\int_0^{+\infty} B(\nu_i) \cdot \cos(2\pi\nu_i \cdot \tau) d\nu_i}{I_0} \right) \quad (2.8)$$

$$I_{tot}(\tau) = 2I_0 \cdot \left( 1 + \frac{\Re \left( \int_{-\infty}^{+\infty} B(\nu_i) \cdot e^{-j \cdot 2\pi\nu_i \cdot \tau} d\nu_i \right)}{I_0} \right) \quad (2.9)$$

$TF[B(v_i)] = \int_{-\infty}^{+\infty} B(v_i) \cdot e^{-j \cdot 2\pi v_i \cdot \tau} dv_i$  est la transformée de Fourier de la distribution d'intensité spectrale de la source.

$$I_{tot}(\tau) = 2I_0 \cdot \left( 1 + \frac{\Re e(TF[B(v_i)])}{I_0} \right) \quad (2.10)$$

$$I_{tot}(\tau) = 2I_0 \cdot \left( 1 + \frac{|TF[B(v_i)]|}{I_0} \cdot \cos(\arg(TF[B(v_i)])) \right) \quad (2.11)$$

On peut retrouver dans cette expression le contraste des franges d'interférence :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{|TF[B(v_i)]|}{I_0} = |TF[B^N(v_i)]| \quad (2.12)$$

Cette relation est connue sous le nom de théorème de Wiener khintchine. Le module de la distribution spectrale d'énergie normalisée d'une source ( $B^N(v_i)$ ) est égal au contraste des franges d'interférence.

Plus généralement, la visibilité complexe des franges est définie comme la transformée de Fourier de la distribution spectrale normalisée de l'intensité de la source :

$$\tilde{V} \propto TF[B(v)] \quad (2.13)$$

### Exemple

La figure 2.6 montre une simulation d'un interférogramme polychromatique :

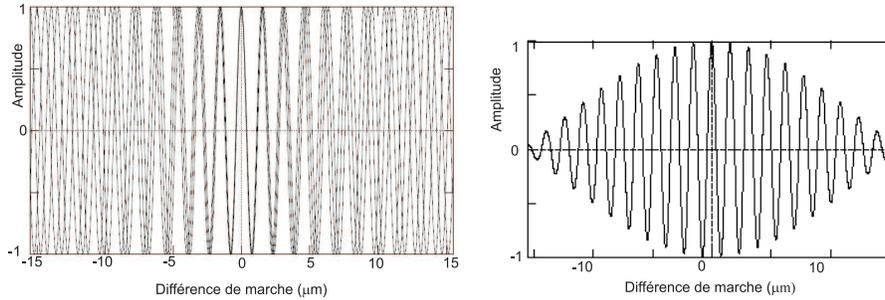


FIGURE 2.6 – Simulation de source polychromatique : à gauche l'interférogramme large bande centré et normalisé ; à droite la sommation de toutes les composantes spectrales

L'illustration ci-dessus utilise la somme de trois interférogrammes monochromatiques :

$$\begin{aligned} I_{tot} &= I_{v_0} + I_{v_1} + I_{v_2} \\ &= 2I_0 \cdot \left[ 3 + \cos(2\pi \cdot v_0 \cdot \tau_{mod}) + \cos(2\pi \cdot v_1 \cdot \tau_{mod}) + \cos(2\pi \cdot v_2 \cdot \tau_{mod}) \right] \end{aligned}$$

Les longueurs d'onde utilisées pour faire cette simulation sont  $\lambda_0 = 1500nm$ ,  $\lambda_1 = 1550nm$  et  $\lambda_2 = 1600nm$ .

$\tau_{mod}$  est le temps de modulation (la différence de marche est égal à  $c \cdot \tau_{mod}$ ). La distribution spectrale d'intensité normalisée de la source s'écrit :

$$B(v) = \delta(v - v_0) + \delta(v - v_1) + \delta(v - v_2) \quad (2.14)$$

$\delta$  représente ici la distribution de Dirac. Ecrivons les distributions spectrales normalisées des sources centrées sur  $\lambda_0 = 1550nm \rightarrow v_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ , en faisant un changement de repère  $\phi = v - v_0$  et en posant  $v' = \frac{c}{50 \cdot 10^{-9}}$  nous obtenons :

$$B(\phi) = \delta(\phi) + \delta(\phi - v') + \delta(\phi + v') \quad (2.15)$$

$$TF[B(\phi)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \delta(\phi) + \delta(\phi - v') + \delta(\phi + v') \right) \cdot e^{-j \cdot 2\pi(\phi - v_0)\tau_{mod}} d\phi = (4 \cdot \cos^2(\pi v' \tau_{mod}) - 1) \cdot e^{-j \cdot 2\pi v_0 \tau_{mod}} \quad (2.16)$$

En appliquant le théorème de Wiener khintchine et en définissant  $I_0 = \int B(v)dv$ , nous avons :

$$I_{tot}(\tau_{mod}) = 2I_0 \left( 3 + |TF[B(\phi)]| \cos(\arg(TF[B^N(\phi)])) \right) \quad (2.17)$$

$$I_{tot}(\tau_{mod}) = 6I_0 \left( 1 + \frac{|4 \cdot \cos^2(\pi v' \tau_{mod}) - 1|}{3} \cos(2\pi v_0 \tau_{mod}) \right) \quad (2.18)$$

Donc, les franges d'interférence ont une pulsation de  $2\pi v_0$  et une enveloppe modulée par un  $\cos^2$  (voir fig :2.6)

### Application de l'analyse de cohérence temporelle (théorème de Wiener khintchine) : la spectrométrie par transformation de Fourier

La spectroscopie par transformation de Fourier fait partie des avancées majeures en instrumentation scientifique de la seconde moitié du XX siècle [Pic07]. Cette recherche fondamentale de méthodologie instrumentale a été motivée initialement par le besoin d'explorer le domaine infrarouge quasiment en friche. Ce domaine est la zone des transitions optiques intenses qui, observées en émission ou en absorption, permettent de comprendre la matière sous ses formes les plus diverses (atomes, molécules, gaz, liquide, ou solide). Aujourd'hui, cette méthode couvre la totalité de la gamme spectrale s'étendant de l'infrarouge lointain à l'ultraviolet.

Les domaines d'application de la spectroscopie de Fourier sont à l'heure actuelle très variés. Les spectromètres, presque toujours sous la forme optique d'un interféromètre de Michelson, équipent aussi bien les laboratoires de recherche fondamentale que les chaînes de production industrielle. On les trouve sous forme de nano-objets (MEMS) ou d'appareils longs de 10 mètres. Embarqués sur des satellites, avions, ballons, ou au sol, ils mesurent les spectres du fond du ciel, du milieu interstellaire, des atmosphères d'étoiles, de l'atmosphère terrestre (trou d'ozone;...). Dans le cadre de la mission Cassini Huygens, des spectromètres de Fourier mesurent actuellement, au terme d'un voyage interplanétaire de 7 années, l'émission infrarouge de Saturne, de ses anneaux et de sa lune, Titan.

### Principe de la spectrométrie par transformation de Fourier

La détermination expérimentale du contraste mesuré à partir des franges d'interférences permet d'avoir des informations sur la fonction  $B(v)$  qui est la distribution spectrale de la source étudiée. La détermination de  $B(v)$  d'une source réelle en est grandement facilitée, puisque l'argument de la  $TF[B(v)]$  est pair et vaut 0 ou  $\pi$ .

Considérons le dispositif expérimental suivant (fig : 2.7) :

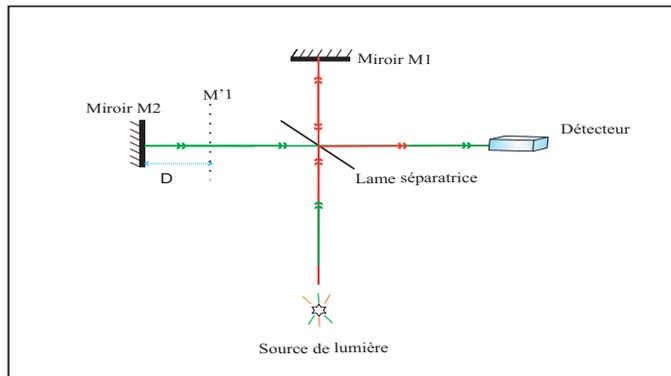


FIGURE 2.7 – Schéma d'un interféromètre de Michelson

La source à étudier émet un faisceau sur une lame semi-transparente sous un angle de 45 degré. Le faisceau réfléchi par la lame se scinde en deux. Un faisceau est envoyé vers le miroir mobile  $M_2$  qui le renvoie vers la lame puis transmis par la lame. L'autre faisceau transmis pointe vers le miroir fixe  $M_1$  ensuite il est réfléchi vers la lame. Les deux faisceaux se superposent alors, et le détecteur nous montre des interférences. L'intensité au niveau du détecteur s'exprime en fonction du déplacement du miroir  $M_2$  par rapport à la position du miroir virtuel  $M_1'$  correspondant à une différence de marche nulle :

Nous étudions une source ayant une distribution spectrale  $B(\nu)$  quelconque :

$$I(\tau) = 2 \int_0^{+\infty} B(\nu) \left(1 + \cos(2\pi\nu\tau)\right) d\nu \quad (2.19)$$

En appliquant le théorème de Wiener khintchine nous obtenons :

$$I(\tau) = 2 \int_0^{+\infty} B(\nu) d\nu + 2 \cdot \Re e \int_{-\infty}^{+\infty} B(\nu) e^{-j \cdot 2\pi\nu\tau} d\nu \quad (2.20)$$

$$I(\tau) = 2(I_0 + TF[B(\nu)]) \quad (2.21)$$

$$TF^{-1}(I(\tau)) = 2\delta(\nu) \cdot I_0 + TF^{-1}TF[B(\nu)] = 2\delta(\nu) \cdot I_0 + B(\nu) \quad (2.22)$$

Avec  $\delta$  la distribution de Dirac.  $B(\nu)$  est réelle et alors :

$$TF^{-1}(I(\tau)) = 2I_0\delta(\nu) + B(\nu) \quad (2.23)$$

La spectroscopie par transformée de Fourier fournit la possibilité de faire un spectre grâce à un interféromètre à large plage de variation de chemin optique, c'est le cas par exemple du IASI au CNES (interféromètre atmosphérique de sondage infrarouge, pour une meilleure prévision climatique placé sur le satellite météorologique européen MetOp-A, qui a été lancé le 19 octobre 2006).

### 2.1.3 La cohérence spatiale

#### Le théorème de Zernike Van Cittert

Nous pouvons extrapoler de la même manière sur l'aspect spatial avec des interféromètres à division de front d'onde observant une source monochromatique. Pour simplifier les équations, nous nous intéresserons au cas unidimensionnel (fig : 2.2). Soit  $O(\theta)$  la distribution angulaire d'intensité de la source. En supposant que  $\varphi_{mod}$  est indépendant de  $\theta$  et que les flux optiques sont équilibrés sur les deux voies de l'interféromètre alors l'éclairement reçu par le détecteur s'écrit :

$$I_{tot} = \int_{objet} 2 \left( O(\theta) + O(\theta) \cos(\varphi_0 + \varphi_{mod}) \right) d\theta \quad (2.24)$$

En posant  $I_0 = \int_{objet} O(\theta) d\theta$  et  $\varphi_0 = 2\pi \frac{\theta a}{\lambda}$  l'équation 2.24 s'écrit :

$$I_{tot} = 2I_0 \cdot \left( 1 + \frac{\int_{objet} O(\theta) \cdot \cos(2\pi \frac{\theta a}{\lambda} + \varphi_{mod}) d\theta}{I_0} \right) \quad (2.25)$$

$TF[O(\theta)] = \int_{objet} O(\theta) \cdot e^{-j \cdot 2\pi\theta a/\lambda} d\theta$  est la transformée de Fourier de la distribution angulaire d'intensité de la source.

$$I_{tot} = 2I_0 \cdot \left( 1 + \frac{\Re e \left\{ e^{j \cdot \varphi_{mod}} \cdot TF[O(\theta)] \right\}}{I_0} \right) \quad (2.26)$$

$$I_{tot} = 2I_0 \cdot \left( 1 + \frac{|TF[O(\theta)]|}{I_0} \cdot \cos(\arg(TF[O(\theta)] + \varphi_{mod}) \right) \quad (2.27)$$

On peut retrouver l'expression du contraste des franges d'interférence :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{|TF[O(\theta)]|}{I_0} = |TF[O^N(\theta)]| \quad (2.28)$$

Plus généralement, la visibilité complexe des franges est égale à la transformée de Fourier de la distribution angulaire (ou spatiale) normalisée de la source observée :

$$\tilde{V} \propto \frac{|TF[O(\theta)]|}{I_0} \quad (2.29)$$

Cette relation est connue sous le nom de théorème de Zernike Van Cittert : "le module de la transformée de Fourier de la distribution spatiale normalisée d'une source est égal au contraste des franges d'interférences". La détermination expérimentale de  $C$  à partir des franges d'interférence permet de connaître le module de la transformée de Fourier de l'objet et d'obtenir ainsi des informations sur ce dernier. En astronomie cette technique est utilisée dans le cadre d'instruments utilisant la technique de synthèse d'ouverture. La mesure de la phase est beaucoup plus délicate et fait appel à la technique de clotûre de phase.

### Exemple

Revenons au dispositif des trous de Young (fig : 2.2), nous avons maintenant une source monochromatique étendue spatialement et incohérente ;  $a$  est la distance qui sépare les deux ouvertures,  $\theta_i$  est l'angle de la source par rapport au milieu de la base. Chacun des points de la source est vu par les ouvertures sous un angle  $\theta$  et donne des interférogrammes de même périodicité mais déphasés par rapport aux autres. L'interférogramme résultant sera la superposition des éclaircissements de tous ces interférogrammes élémentaires :

$$I_{tot}(\theta) = \int_{objet} B(\theta_i) \cdot \left(1 + \cos\left(2\pi \cdot \frac{a}{\lambda} \cdot \theta_i + \varphi_{mod}\right)\right) d\theta_i \quad (2.30)$$

Comme dans le cas de la cohérence temporelle, pour ne pas avoir de brouillage de l'interférogramme résultant, il est nécessaire que sur l'ensemble des contributions, la variation du déphasage  $2\pi \frac{\theta_i a}{\lambda}$  soit très inférieure à  $2\pi$ . Ceci se traduit par :

$$\frac{\theta_i a}{\lambda} \ll 1 \quad (2.31)$$

La figure 2.8 montre un exemple d'interférogramme obtenu avec une source monochromatique étendue spatialement [Ver05].

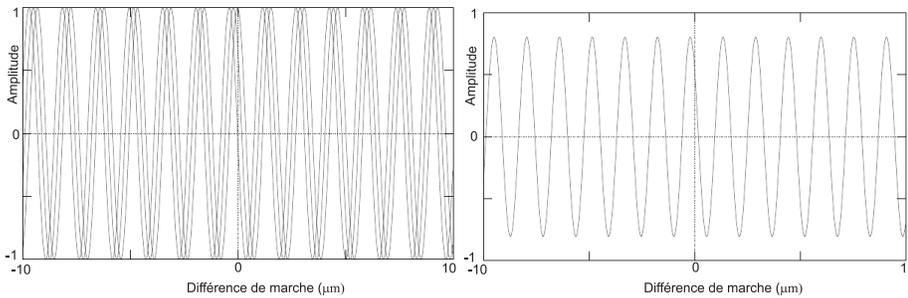


FIGURE 2.8 – A gauche l'interférogramme de différents point sources. A droite la sommation des différentes contributions.

Dans ce cas, trois interférogrammes émanant de trois points différents de la source sont additionnés :

$$I_{tot} = I_{\theta_0} + I_{\theta_1} + I_{\theta_2} = 2I_0 \cdot \left[ 3 + \cos\left(2\pi\frac{\theta_0\mathbf{a}}{\lambda} + \varphi_{mod}\right) + \cos\left(2\pi\frac{\theta_1\mathbf{a}}{\lambda} + \varphi_{mod}\right) + \cos\left(2\pi\frac{\theta_2\mathbf{a}}{\lambda} + \varphi_{mod}\right) \right]$$

Les graphes correspondent à une source émettant à 1550nm. Les trois points de la source ont une amplitude égale et ont respectivement des déphasages, de 0,  $\pi/8$  et  $\pi/4$  radian. La distribution angulaire normalisée de la source s'écrit :

$$O(\theta) = \delta(\theta - \theta_0) + \delta(\theta - \theta_1) + \delta(\theta - \theta_2) \quad (2.32)$$

Avec  $\theta_0 = 0$ ,  $\theta_1 = \frac{\lambda}{16\mathbf{a}}$  et  $\theta_2 = \frac{\lambda}{8\mathbf{a}}$ . Nous effectuons un changement de repère en posant  $\phi = \theta - \theta_1$

$$B(\phi) = \delta(\phi + \theta_1) + \delta(\phi) + \delta(\phi - \theta_1) \quad (2.33)$$

$$TF[B(\phi)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \delta(\phi + \theta_1) + \delta(\phi) + \delta(\phi - \theta_1) \right) \cdot e^{-j \cdot (2\pi\frac{\mathbf{a}}{\lambda}(\phi + \theta_1) + \varphi_{mod})} d\phi \quad (2.34)$$

$$TF[B(\phi)] = e^{-j \cdot (2\pi\frac{\mathbf{a}}{\lambda}\theta_1 + \varphi_{mod})} \cdot \left( 1 + \cos\left(2\pi\frac{\mathbf{a}\theta_1}{\lambda}\right) \right) \quad (2.35)$$

En appliquant le théorème de Zernike et Van Cittert et en définissant  $I_0 = \int B(\phi)d\phi$ , nous avons :

$$I_{tot}(\varphi_{mod}) = 2I_0 \left( 3 + |TF[B(\phi)]| \cos(\arg(TF[B(\phi)]) + \varphi_{mod}) \right) \quad (2.36)$$

$$I_{tot}(\varphi_{mod}) = 6I_0 \left( 1 + \frac{|1 + \cos(2\pi\frac{\mathbf{a}\theta_1}{\lambda})|}{3} \cdot \cos(\varphi_{mod} + \arg(TF[B(\phi)])) \right) \quad (2.37)$$

Les franges d'interférences ont une phase égale à  $\varphi_{mod} + \arg(TF[B(\phi)])$  et une enveloppe constante (voir fig :2.8)

### Application du théorème de Zernike et Van Cittert : imagerie par synthèse d'ouverture

La synthèse d'ouverture est un procédé d'interférométrie stellaire qui permet de regrouper les champs optiques issus d'un ensemble de télescopes pour produire une image qui a la même résolution angulaire que celle qu'aurait eu un télescope mesurant la taille de l'ensemble tout entier. Pour chaque base (distance entre télescopes), l'interféromètre produit un signal associé à la composante échantillonnée de la transformée de Fourier de la distribution spatiale (ou angulaire) de la luminosité de l'objet observé. L'image de l'objet est obtenue à partir de ces différentes mesures et étapes de reconstruction.

La figure 2.9 montre le principe d'un interféromètre stellaire à deux voies.

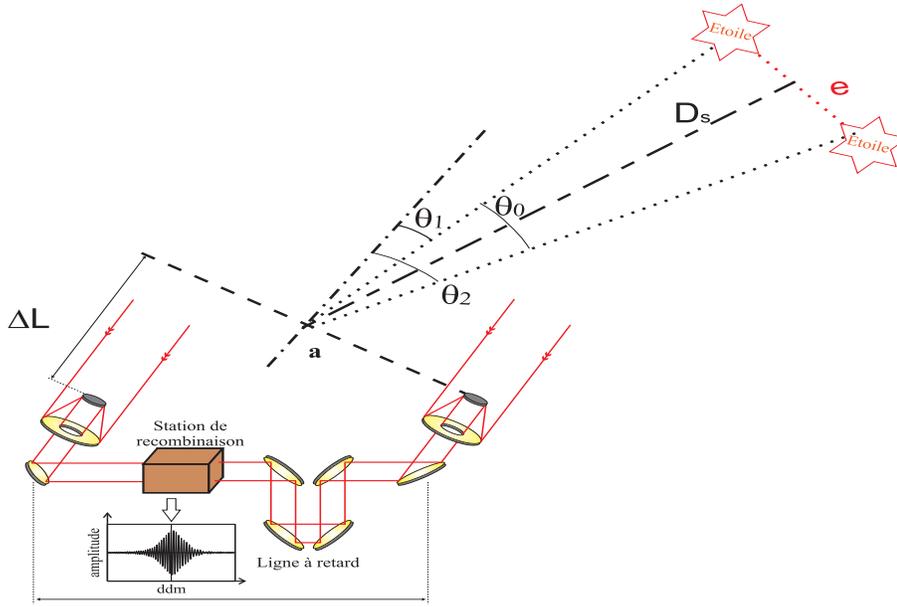


FIGURE 2.9 – Les deux télescopes pointent la même binaire. La ligne à retard permet de compenser la différence de chemin  $\Delta L$  afin que la différence de marche soit inférieure à la longueur de cohérence. En faisant varier la base  $\mathbf{a}$ , il est possible d'accéder au module du spectre spatial de la source observée.

La technique de synthèse d'ouverture [Fiz68] permet aux astronomes de mesurer par exemple la distance entre une étoile binaire (deux étoiles orbitant autour de leur centre de gravité commun) en appliquant le théorème de Zernike et Van Cittert. Si l'on considère que l'étoile binaire observée est composée de deux sources ponctuelles de même longueur d'onde et de même amplitude avec une distribution d'intensité angulaire normalisée, qui dépend de l'angle d'observation  $\theta$  :

$$O^N(\theta) = \delta(\theta - \theta_1) + \delta(\theta - \theta_2)$$

Le théorème de Zernike Van Cittert permet de déduire le contraste (module de la transformée de Fourier de la distribution angulaire) :

$$C = |TF[O^N(\theta)]| = \left| \cos\left(\pi \cdot \frac{\mathbf{a} \cdot (\theta_2 - \theta_1)}{\lambda_{IR}}\right) \right| = \left| \cos\left(\pi \cdot \frac{\mathbf{a} \cdot \theta_0}{\lambda_{IR}}\right) \right| \text{ avec } \theta_0 = \theta_2 - \theta_1$$

Lorsque l'on augmente la base de l'instrument interférométrique ( $\mathbf{a}$  la distance qui sépare les deux axes de visée des télescopes de l'interféromètre), le contraste des franges observé varie. Il est possible d'en déduire la distance qui sépare les deux étoiles. La première annulation du contraste est réalisée pour une valeur notée  $a_1$  :

$$\pi \frac{\theta_0 \cdot a_1}{\lambda_{IR}} = \frac{\pi}{2} \text{ avec } \theta_0 = \frac{e}{D_s}; \Rightarrow e = \frac{D_s \cdot \lambda_{IR}}{2a_1} \quad (2.38)$$

$e$  étant la distance entre les deux étoiles de la binaire et  $D_s$  la distance de la binaire par rapport à l'interféromètre (fig : 2.9).

Avec cette technique, A. Labeyrie [Lab75] et ses collaborateurs ont étudié en 1975 la variation de la distance qui sépare les deux composantes de l'étoile Capella (la Chèvre) dans la constellation du Cocher, au cours d'une révolution complète de 104 jours de l'une des composantes autour de l'autre.

### Application dans le cadre de l'expérience du § : 7.3 menée dans le laboratoire

<b>a</b>	16 mm	distance entre télescope multiple de <b>a</b>
$\lambda_{IR}$	1,54 $\mu\text{m}$	longueur d'onde
$D_s$	1,942 m	distance de la binaire par rapport à l'interféromètre
$\mu$	1	rapport de flux entre les deux sources
<b>e</b>	???	binaire $\sim$ distance entre les deux fibres du Vgroove (c'est la valeur à chercher)

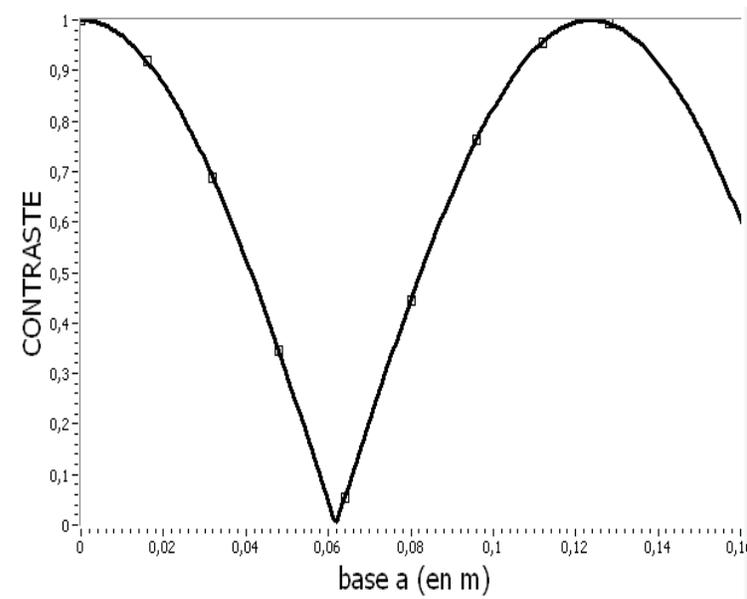


FIGURE 2.10 – Simulation du contraste pour des valeurs correspondant au dispositif de la figure 6.11 ;  $\square$  les points de mesure des bases multiples de  $a=16$  mm. La première annulation du contraste est réalisée pour une valeur  $a_1$  égale à 0.062 m, on peut en déduire la valeur de  $e \Rightarrow e = 2.45 \mu\text{m}$

## 2.2 Des interféromètres classiques aux interféromètres fibrés

*Dans cette partie, j'aborde succinctement le cheminement "intellectuel" permettant d'utiliser les fibres optiques dans le domaine de l'interférométrie et ses apports technologiques [Ver05].*

L'idée d'utiliser des fibres optiques en interférométrie astronomique revient à Claude Froehly en 1981 [Fro81]. Un peu plus tard, les travaux de Shaklan et Roddier [Sha87],[Sha88] ont montré que l'utilisation des fibres optiques pour l'interférométrie longue base était possible.

Considérons les atouts des fibres optiques entrant dans la composition d'un interféromètre en optique guidée :

- Tout d'abord le filtrage spatial que procurent les fibres [Hus05]. La visibilité des franges d'interférence dépend du recouvrement spatial des faisceaux qui peut être perturbé par des effets extérieurs comme par exemple les effets de turbulence atmosphérique. La fibre optique unimodale permet d'effectuer un filtrage spatial de très bonne qualité. Les fluctuations spatiales sont transformées en fluctuations de flux lumineux qui sont faciles à contrôler en dérivant une partie du flux pour réaliser un contrôle photométrique.
- Ensuite elles permettent une plus grande souplesse d'utilisation dans la mise en œuvre et la transmission optique en comparaison des systèmes utilisant un grand nombre de miroirs.
- De plus il existe des fibres optiques à maintien de polarisation. Elles permettent de contrôler la polarisation tout le long du trajet dans la fibre.
- Enfin, une simplicité de connexions avec des composants d'optique intégrée ou guidée.

En revanche, les fibres optiques sont très sensibles à leur environnement et peuvent introduire des effets différentiels de polarisation et de dispersion chromatique. Il est nécessaire de :

- compenser des effets à la fois thermiques et mécaniques par un dispositif de métrologie ;
- contrôler les effets de polarisation et de dispersion chromatique différentielles.

Le groupe animé actuellement par François Reynaud et Laurent Delage au sein du département photonique du laboratoire Xlim, commença il y a 20 ans à développer différents constituants de base pour la construction d'un interféromètre intégralement en optique guidée tels que :

- les lignes à retard fibrées et les modulateurs de chemins optiques [Sim99a].
- Les bancs d'imagerie comme le projet OAST2 (Optical Aperture Synthesis Technologies ) traitant de la faisabilité d'un interféromètre stellaire fibré par synthèse d'ouverture (la partie recombinaison des champs restait en optique volumique) [Lon02b, Del98].
- Dans la continuité, le projet ISTROG (Interféromètre Stellaire à Transport et Recombinaison en Optique Guidée) dont le but était de comparer les performances de la recombinaison faite par une cascade de coupleurs fibrés et par un composant d'optique intégrée dans un interféromètre à deux puis trois bras [Hus01].
- Ou le projet MAFL (Multi Aperture Fiber Linked interferometer) concernant la définition et le développement d'un module central regroupant en un seul et même composant d'optique intégrée, une station de recombinaison des champs optiques [Oli07b].

D'autres thèses ont d'ailleurs été soutenues sur la thématique de l'utilisation de l'optique guidée pour l'interférométrie au sein de l'équipe [Sag03, Lon02b, Ver05], au cours de ces dernières années. Ce laboratoire a donc acquis une grande expérience dans ce domaine.

### 2.2.1 Cahier des charges relatif à la réalisation d'un interféromètre fibré

Quel est le cahier des charges à respecter pour pouvoir utiliser des fibres optiques dans le domaine de l'interférométrie ?

- Dans une application interférométrique, la cohérence de la lumière doit être conservée.
- Dans un interféromètre, si l'état de polarisation des champs interférant n'est plus contrôlé, l'étalonnage du contraste des franges d'interférence n'est plus possible.
- En interférométrie, une attention toute particulière doit être accordée à la dispersion chromatique différentielle.
- Le diagramme d'antenne, l'influence de la directivité d'une antenne élémentaire (téléscope plus fibres optiques) sont des paramètres à prendre à compte lors des mesures de contraste.

### 2.2.2 Paramètres à maîtriser sur un interféromètre fibré

*La grande difficulté dans les expériences d'interférométrie est d'optimiser au mieux le contraste des franges et de les maintenir stables.*

Dans le cas où la source a un éclairement au niveau du détecteur qui s'exprime sous la forme (eq :2.39) :

$$I = (I_1 + I_2) \cdot (1 + C \cdot \cos \phi) \quad (2.39)$$

où  $I_i$  est le niveau d'éclairement des champs sur chacune des deux voies de l'interféromètre et  $C$  le contraste des franges interférences, le contraste peut se décomposer (en supposant une décorrélation des différents effets) sous la forme :

$$C = C_{instrumental} \cdot C_{photométrique} \cdot C_{objet} \cdot C_{diag\ antenne} \quad (2.40)$$

De plus en supposant que les défauts dûs à l'instrument sont décorrélés, il est alors possible de faire l'approximation :

$$C_{instrumental} = C_{spatial} \cdot C_{polarisation} \cdot C_{dispersion} \cdot C_{objet} \cdot C_{diag\ antenne} \quad (2.41)$$

Dans le cas d'une source ponctuelle, nous pouvons écrire que :

$$C = C_{spatial} \cdot C_{polarisation} \cdot C_{photométrique} \cdot C_{dispersion} \cdot C_{diag\ antenne} \quad (2.42)$$

Ceci montre que le contraste peut être dégradé par les paramètres suivants, la polarisation, la dispersion, le profil spatial de l'onde et la photométrie. Il faut impérativement les maîtriser dans un interféromètre fibré. Il convient donc de prendre les précautions expérimentales suivantes :

- $C_{spatial}$  : en prenant une fibre unimodale dans l'ensemble de l'interféromètre, les effets dûs à un mauvais recouvrement des champs seront filtrés puis convertis en variation d'amplitude des ondes. Ainsi  $C_{spatial} = 1$ .
- $C_{dispersion}$  : dans le cadre de nos expériences nous ne travaillerons qu'avec des sources considérées comme monochromatiques. Ainsi nous n'aurons pas d'effet lié à la dispersion,  $C_{dispersion} = 1$ .  
Remarque : pour les applications en astronomie, les faibles niveaux de puissance des sources observées imposent de travailler avec de larges bandes spectrales. L'utilisation des fibres optiques unimodales en silice dans ce domaine requiert donc une étude précise des effets différentiels de dispersion chromatique.
- $C_{photométrique}$  : ce facteur est lié à la différence de flux lumineux sur les deux bras ( $I_1$  et  $I_2$ ) de l'interféromètre. En mesurant le flux sur chacune des deux sorties photométriques nous pourrions normaliser le signal interférométrique et donc effectuer une correction photométrique du contraste.
- $C_{polarisation}$  : ce terme est lié aux effets différentiels de polarisation. Pour les fibres optiques à maintien de polarisation, il faut faire attention au niveau des connexions, les axes neutres des guides peuvent ne pas être rigoureusement alignés, ce qui entraînerait des couplages entre modes propres de polarisation se répercutant sur le contraste. Un soin particulier devra être apporté lors de la recherche et de l'alignement des axes neutres afin de limiter la dégradation du contraste.
- $C_{diag\ antenne}$  : le diagramme d'antenne est la densité angulaire (angle solide) de puissance normalisée, c'est donc le flux normalisé émis par l'antenne lorsque la fibre est alimentée. Il ne dépend d'aucune quantité photométrique mais uniquement des paramètres géométriques de l'antenne, de la longueur d'onde de travail, de la directivité de pointage de l'ensemble ainsi que du couplage entre les deux (géométrie et longueur d'onde). Les effets du diagramme d'antenne peuvent être minimisés grâce à des systèmes d'injection. Pour avoir un ordre de grandeur, des erreurs de pointages de l'ordre de  $\frac{1}{5}$  de la résolution limite d'un télescope, provoquent des fluctuations d'un contraste supérieures à plus ou moins 10% [Lon02b].

## 2.3 Les composants fibrés

Dans ce paragraphe, nous allons passer en revue les différents composants qui seront nécessaires à la réalisation de notre étude prospective.

### 2.3.1 Les bras fibrés de l'interféromètre

La fibre optique est un guide d'ondes qui exploite les propriétés réfractrices de la lumière. Elle est habituellement constituée d'un cœur entouré d'une gaine. Le cœur de la fibre a un indice de réfraction légèrement plus élevé que la gaine et peut donc confiner la lumière qui se trouve entièrement réfléchi de multiples fois à l'interface entre les deux zones (en raison du phénomène de réflexion totale interne). L'ensemble est généralement recouvert d'une gaine plastique de protection et d'une connectivité aux extrémités. Cependant, il faut faire attention à leur

sensibilité thermique et mécanique ainsi qu'aux effets différentiels de polarisation. Dans le cadre de mes travaux j'utiliserai toujours des fibres à maintien de polarisation de type panda ou bow-tie.

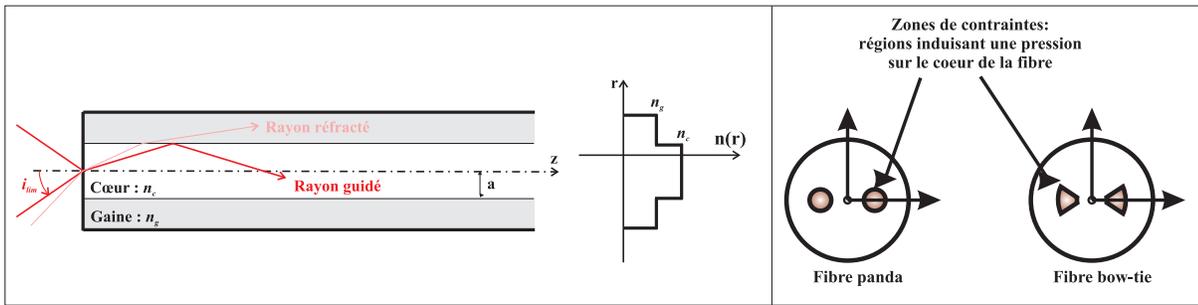


FIGURE 2.11 – Principe de la fibre optique : lorsqu'un rayon lumineux entre dans une fibre optique à l'une de ses extrémités avec un angle adéquat, il subit de multiples réflexions totales internes. A gauche, deux types de fibres à maintien de polarisation utilisés.

### 2.3.2 Le modulateur de chemin optique

Ce composant a pour fonction de générer une variation linéaire de chemin optique en fonction du temps. Dans le cadre des expériences présentées dans cette thèse, nous enroutons une portion de bras fibré d'une longueur d'environ 4 mètres autour d'une céramique piezo-électrique cylindrique (PZT). La commande de cette céramique est pilotée par un générateur de haute tension variant entre +/-150 V. La céramique va se dilater et se contracter dans le temps créant une modulation linéaire de chemin optique. Ce dispositif permet de générer des franges temporelles sans apporter de perturbation notable à la fibre ; aucun couplage supplémentaire entre les modes de polarisation n'est observé, et les effets sur le filtrage spatial et la dispersion chromatique (pour des sources polychromatiques) restent négligeables.

La figure 2.12 détaille la phase d'étalonnage de la course d'étirement de la modulation de chemin optique en fonction du temps, utilisant un interféromètre fibré à deux voies, de même longueur. En commandant la céramique piezo-électrique en régime de saturation partielle avec l'amplificateur haute tension, il est possible de dénombrer les franges générées. La période d'un système de franges correspond à une différence de marche égale à une longueur d'onde. Donc il suffit de compter le nombre  $N$  de franges pour obtenir directement la plage d'étirement  $\Delta$  du chemin optique :  $\Delta = N \cdot \lambda$  (fig : 2.12).

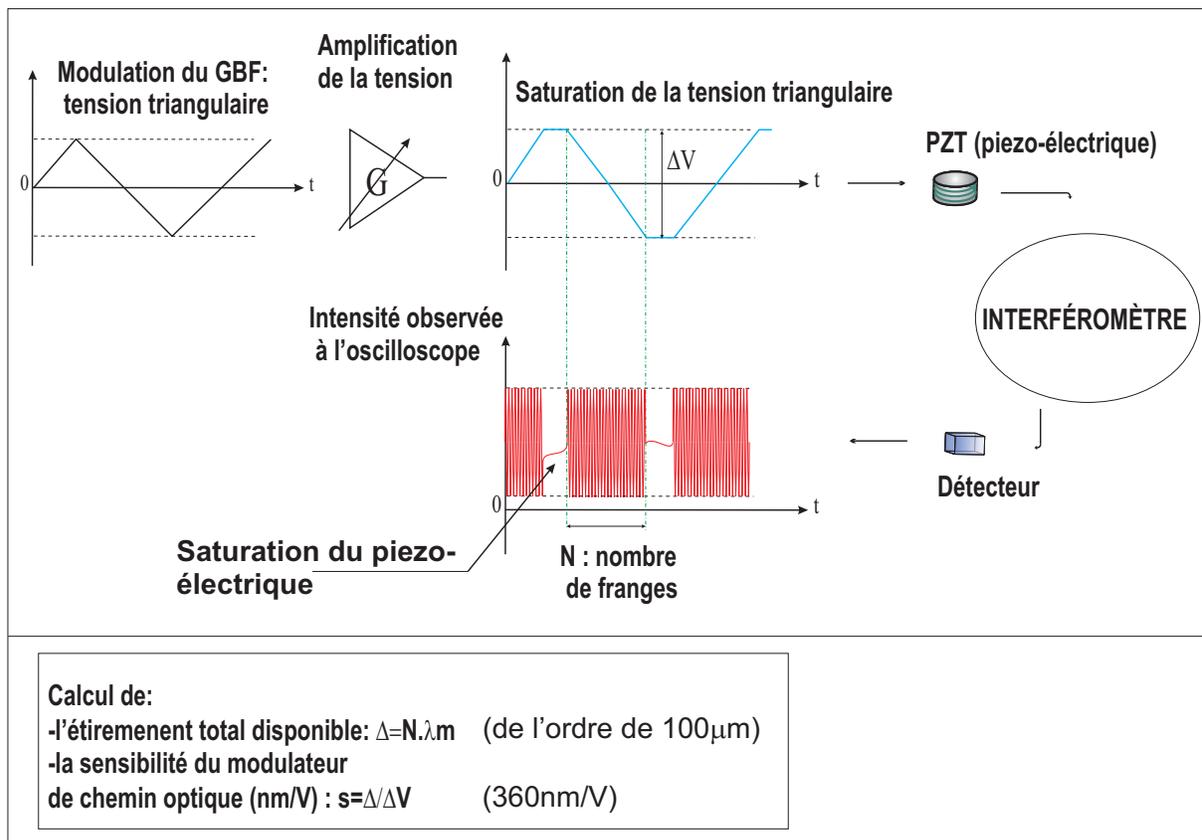


FIGURE 2.12 – Principe de la modulation temporelle de chemin optique et de l'observation des interférogrammes en fonction du temps.

La figure 2.13 présente une photographie d'un modulateur de chemin optique.

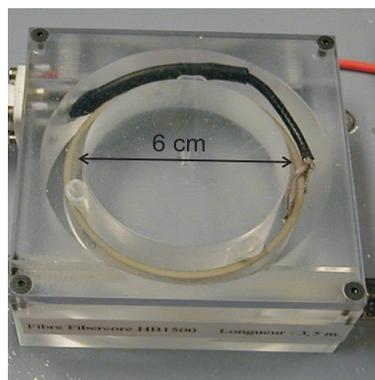


FIGURE 2.13 – Photographie d'un modulateur de chemin optique

Le principe de la méthode permettant la génération des franges dans un interféromètre à deux voies ou plus est la suivante : le chemin optique de chaque bras de l'interféromètre est modulé linéairement au cours du temps à l'aide d'une commande en tension triangulaire partagée par l'ensemble des bras interférométriques. Dans le cas d'un interféromètre à deux voies, les pentes (noté  $p_i$ ) des signaux triangulaires seront différentes pour les deux bras  $p_1 \neq p_2$  où  $p_1$  peut être nulle par exemple. La fréquence des franges entre le couple de bras dépend directement de la différence de pente  $p_2 - p_1$ .

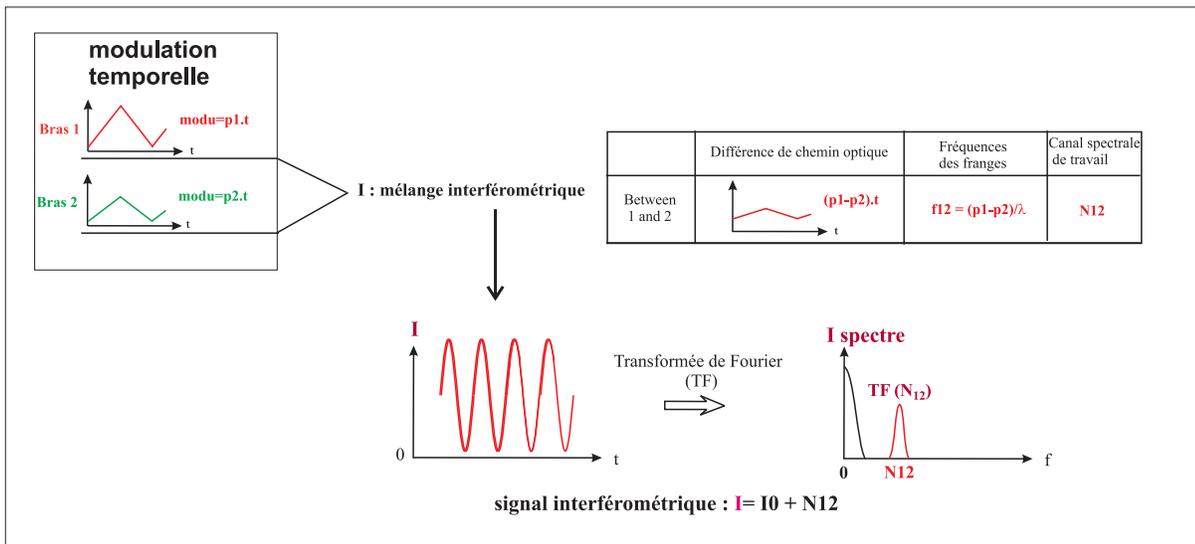


FIGURE 2.14 – Principe de la génération de franges temporelles dans un interféromètre fibré à deux bras

Pour un interféromètre à trois voies,  $p_1 \neq p_2 \neq p_3$  Les fréquences des franges seront différentes pour les divers couples de télescopes ayant une différence de pente respective  $p_2 - p_1, p_3 - p_1, p_3 - p_2$ . Le signal interférométrique temporel ainsi obtenu sera la superposition des trois d'interférogrammes.

### 2.3.3 La ligne à retard fibrée

La ligne à retard fibrée est constituée d'une fibre optique collée sur un mandrin extensible creux à l'intérieur duquel se trouve un cône qui peut se déplacer dans le mandrin [Sim99c], [Sim99d], [Sim99b], [Sim97]. Ce déplacement a pour effet d'augmenter ou de diminuer son diamètre, par conséquent d'étirer mécaniquement la fibre sur une plage totale d'environ 12 cm en équivalent chemin d'air pour les lignes à retard fibrées utilisées lors de nos expériences.

La plage d'étirement est estimée à 1% de la longueur géométrique de fibre enroulée autour de la ligne à retard pour rester dans une plage de sécurité mécanique. Le chemin optique ajouté par l'étirement des fibres peut par exemple compenser le retard accumulé durant le trajet des champs optiques dans l'air, avant l'injection dans les télescopes.



FIGURE 2.15 – Photographie d'une ligne à retard fibrée

La figure 2.16 quant à elle montre l'utilité de combiner les lignes à retard fibrées et le modulateur temporel de chemin optique. Cette combinaison permet de balayer l'ensemble de l'enveloppe du système de franges, tandis que le modulateur de chemin optique permet d'observer les franges d'interférences en un point donné de l'enveloppe.

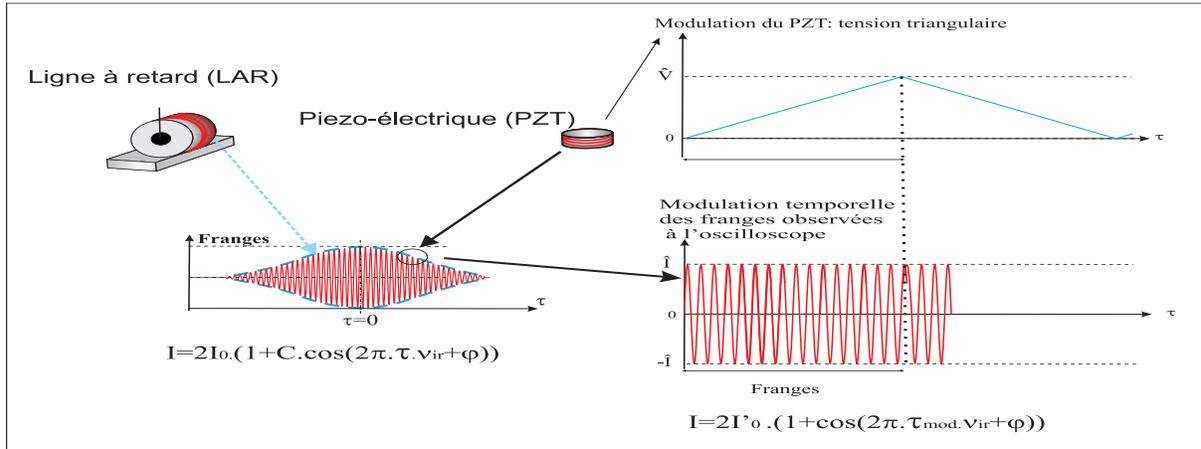


FIGURE 2.16 – Principe de l'utilisation combinée de la ligne à retard fibrée et du modulateur temporel de chemin optique

Les effets parasites tels que les pertes de flux et le couplage des modes de polarisation dûs au rayon de courbure du tronçon de fibre enroulé autour du mandrin dans la ligne à retard fibrée seront négligeables dans notre configuration expérimentale [Sim99c].

## **2.4 Récapitulatif technologique d'un interféromètre fibré**

La figure 2.17 présente l'architecture globale d'un interféromètre fibré à trois bras avec les fonctions élémentaires à assurer.

1. l'injection dans les fibres optiques a pour objectif de collecter le maximum de lumière possible. Cette injection se fait de manière optimale à l'aide d'un correcteur tip-tilt. L'ensemble fibre-télescope définit le diagramme d'antenne [Lon02a] ;
2. le transport des champs dans chaque bras de l'interféromètre doit assurer la propagation cohérente des ondes (la cohérence spatiale ou temporelle, la cohérence de polarisation et la dispersion chromatique différentielle) ainsi que le profil unimodal des ondes ;
3. les modulateurs de chemin optique : ils modulent temporellement le chemin optique de chaque bras de l'interféromètre à une fréquence différente afin de différencier les systèmes de franges. La détection nécessite simplement un détecteur monopixel ;
4. les lignes à retard : l'objectif des lignes à retard est double. Soit il s'agit de compenser les effets de dispersion chromatique différentielle [Ver05] (ces aspects de dispersion chromatique différentielle ne concernent pas cette thèse), soit elles permettent d'égaliser les temps de groupe au sein de l'interféromètre ;
5. le système de recombinaison : si on veut garder un interféromètre intégralement en optique guidée ou intégrée, c'est une cascade de coupleurs ou un composant d'optique intégrée qui permet d'effectuer le mélange des champs optiques.

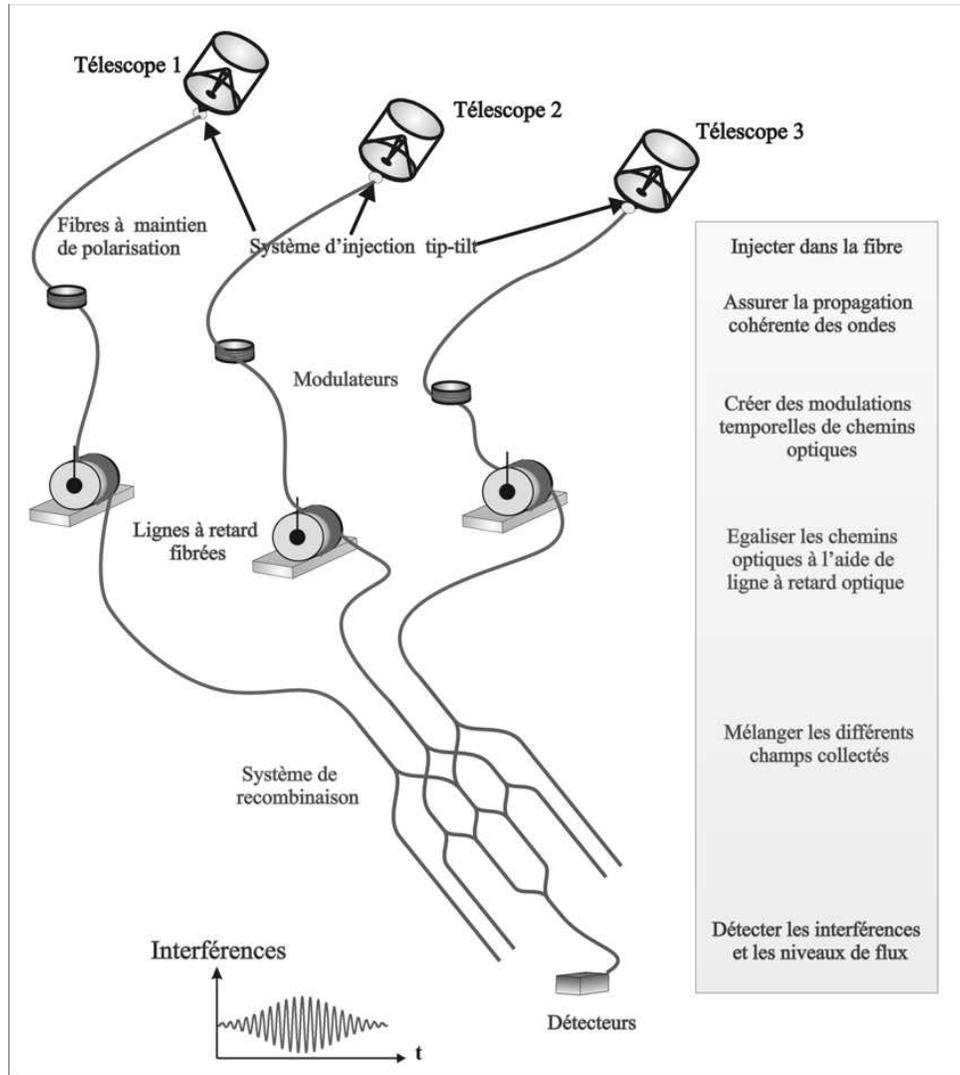


FIGURE 2.17 – Fonctions instrumentales d'un interféromètre fibré. Un correcteur tip-tilt doit optimiser l'injection dans les fibres qui va définir le diagramme d'antenne de l'instrument, tandis que les composants d'optique guidée assurent la propagation cohérente des champs depuis les télescopes jusqu'au système de recombinaison, la modulation temporelle de chaque bras de l'interféromètre afin d'assurer une visualisation temporelle des franges d'interférences, des lignes à retard afin d'égaliser les chemins optiques, et enfin, la partie recombinaison des champs et la détection.



## Chapitre 3

# Les méthodes d'imagerie optique par analyse de cohérence

Nous allons présenter ici les diverses méthodes d'interférométrie existantes dans le domaine de l'imagerie, selon l'ordre chronologique qui a permis d'obtenir des informations sur différents objets célestes et déterminer leurs limitations respectives.

### 3.1 Les problèmes liés à la résolution des images

Depuis les premières observations datant de l'époque de Galilée, les astronomes furent confrontés à un problème incontournable lié à la résolution de l'instrument imageur. Cette notion est relative au plus petit détail observable sur un objet céleste. Ce problème vient du fait que la lumière reçue sur la pupille d'entrée du télescope subit une limitation spatiale, conduisant aux effets de diffraction. Ce phénomène physique repose sur le principe de Huygens-Fresnel [Per96] que l'on rappelle :

- *La lumière se propage de proche en proche, chaque élément de surface qu'elle atteint se comporte comme une source secondaire qui émet des ondelettes sphériques dont l'amplitude est proportionnelle à la taille de cet élément.*
- *L'amplitude complexe de la vibration lumineuse en un point est la somme des amplitudes complexes des vibrations produites par toutes les sources secondaires. On dit que toutes ces vibrations interfèrent pour former la vibration au point considéré.*

On peut décomposer la pupille d'entrée du télescope en une série de sources élémentaires jointives. L'ensemble des contributions se superpose de façon cohérente pour produire une figure de diffraction que l'on appelle tache d'Airy. Cette figure va conditionner la résolution et conduire à la valeur du plus petit détail observable défini par :

$$\text{tache d'Airy} = \frac{\lambda}{D}$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière en incidence sur l'ouverture, et  $D$  le diamètre du télescope considéré. Pour voir des détails de plus en plus fins, il faut donc minimiser cette grandeur et pour cela augmenter le diamètre du télescope. Cependant la technologie impose de sévères limites. De plus, la turbulence atmosphérique a pour

effet de diminuer la résolution à une valeur de 1'' (seconde d'arc) qui correspond à la résolution théorique d'un télescope de 10 cm de diamètre dans le visible. Ainsi, il est inutile d'augmenter la surface des télescopes si l'on ne met pas en oeuvre des techniques d'optique adaptative. Si ceci est fait, il est alors possible d'atteindre la limite de résolution liée au diamètre d'un télescope. Pour obtenir toutefois de très hautes résolutions il est nécessaire d'utiliser des réseaux de télescopes (§ : 2.1.3.0). Les principes d'imagerie correspondant sont détaillés ci dessous.

### 3.2 Imagerie par analyse de la cohérence spatiale grâce à un interféromètre classique

Cette technique repose sur le mélange interférométrique des champs avant la détection comme le montre la figure suivante :

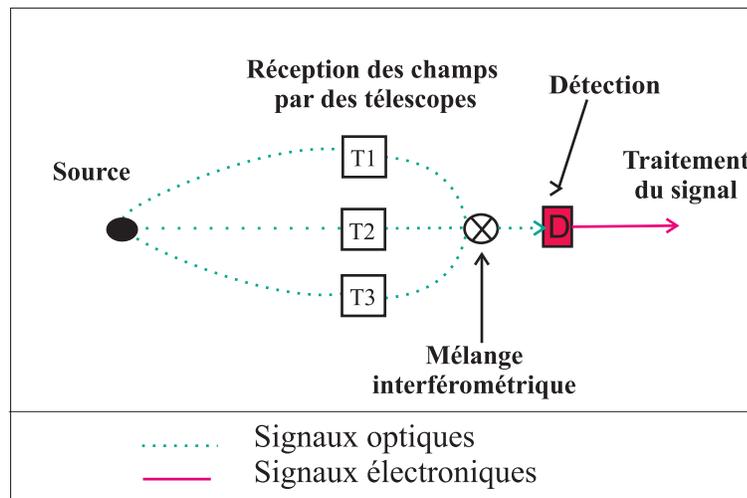


FIGURE 3.1 – Principe de l'interférométrie directe

Les interférences donnent accès à l'intercorrélacion des champs et ainsi à l'analyse de la cohérence spatiale de l'objet (voir § :2.1.3). La difficulté principale provient de la faible longueur de cohérence des champs qui interfèrent. Celle-ci est donnée par la relation  $L_c = \frac{c}{\Delta\nu}$ .  $\Delta\nu$  prend des valeurs élevées en lumière blanche (la lumière provenant d'une étoile étant naturellement large bande). Ainsi, des précautions particulières doivent être prises pour obtenir des figures d'interférences. On comprend aisément les difficultés rencontrées pour développer de grandes bases en interférométrie directe. Néanmoins, l'utilisation des fibres optiques pour l'acheminement des champs lumineux et le développement des fonctions utilisant des composants d'optique guidés nécessaires à cette technique (ligne à retard, système de recombinaison, asservissement ...) sont des solutions alternatives qui permettraient de faire face à ce type de difficultés.

Une autre limitation de cette technique interférométrique concerne les rayonnements infrarouges lointains ( $10\mu\text{m}$ ) ainsi que les rayonnements large bande qui intéressent fortement les astronomes pour l'observation par exemple d'exoplanètes. Ces rayonnements sont difficilement accessibles, car la détection, le transport cohérent et le filtrage spatial nécessaires aux techniques interférométriques sont très complexes à mettre en oeuvre. Dans ces gammes de longueur d'onde entre autres, des guides optiques unimodaux performants sont à l'heure actuelle difficilement réalisables.

**Remarque :** le 17 juin 2005, dans le cadre du projet "Ohana" dont XLIM est l'un des contributeurs, les deux télescopes Keck situés sur le Mont Mauna Kéa à Hawaï ont été reliés par des fibres en verre fluoré. Ceci a permis pour la première fois l'obtention de franges d'interférences en utilisant des fibres optiques pour le transport cohérent du flux lumineux des télescopes à la station de recombinaison en bande K ( $2-2.5\mu\text{m}$ ) [Per05].

### 3.3 L'interférométrie d'intensité

Cette technique consiste à placer des détecteurs au foyer de chacun des télescopes [Bro56] ; par exemple des photomultiplicateurs ultra rapides ayant un temps de réponse de l'ordre de la nanoseconde, devant lesquels se trouvent des filtres interférentiels sélectifs en longueur d'onde et en largeur de bande (dans la bande passante du détecteur). Les signaux électriques détectés, qui appartiennent au domaine des basses fréquences, sont ensuite transportés par des câbles coaxiaux puis recombinaison de manière à effectuer une auto-corrélation électrique. Le temps de réponse du détecteur dans cette technique interférométrique va limiter les fluctuations enregistrées et donc réduire la bande passante d'analyse.

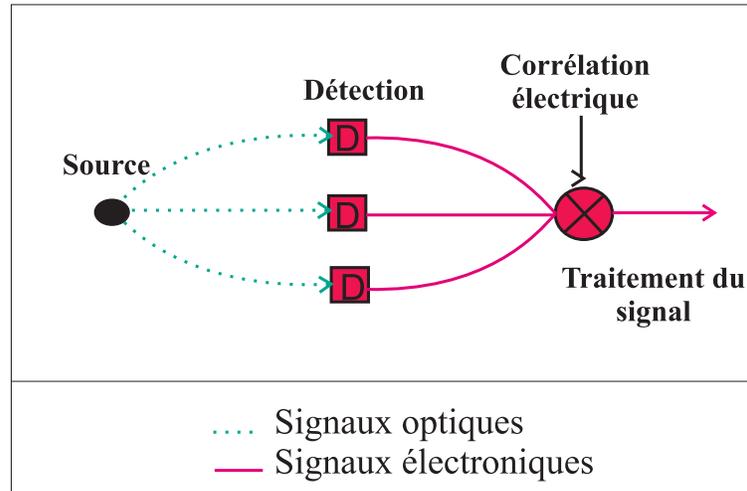


FIGURE 3.2 – Principe de l'interférométrie d'intensité

Cette technique offre l'avantage de simplifier la recombinaison interférométrique des faisceaux avant détection. Elle permet d'effectuer une corrélation temporelle entre les fluctuations des trois courants (dans l'exemple ci-dessus) par rapport à leur valeur moyenne. Au niveau d'un détecteur, le signal reçu est de la forme :

$$I = \langle E^2 \rangle_{\tau} = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t E^2 d\tau$$

Le résultat obtenu est donc une intercorrélation des intensités des signaux précédents. La longueur de cohérence étant toujours définie par :

$$L_c = c \cdot \Delta t = \frac{c}{\Delta \nu}$$

Où  $\Delta \nu$  est la bande passante électrique associée au temps de réponse du détecteur par la relation  $\Delta \nu \Delta t \simeq 1$ .

Le rapport entre la bande spectrale optique dans le cas de l'interférométrie directe et la bande passante définie ci-dessus peut être de l'ordre de  $10^6$ . La longueur de cohérence étant très importante, il est possible d'obtenir de grandes bases en interférométrie d'intensité sans précautions particulières sur la différence de temps de propagation. De forts pouvoirs de résolution sont donc envisageables avec cette technique.

### 3.4 La détection hétérodyne

C'est avec l'apparition des détecteurs infrarouges plus performants (temps de réponse inférieur à 1 ns) et des lasers infrarouges que se sont développées les techniques interférométriques de type hétérodyne dans cette bande spectrale [Hal00]. Le principe consiste à mélanger le champ du signal source avec une onde de référence (oscillateur local) qui est la plupart du temps un laser  $CO_2$ . Le mélange des champs se fait via une lame semi transparente, et on effectue une corrélation entre les signaux électriques ainsi collectés par battement entre les ondes et l'oscillateur local [Gay73], [Joh74], [Wei02].

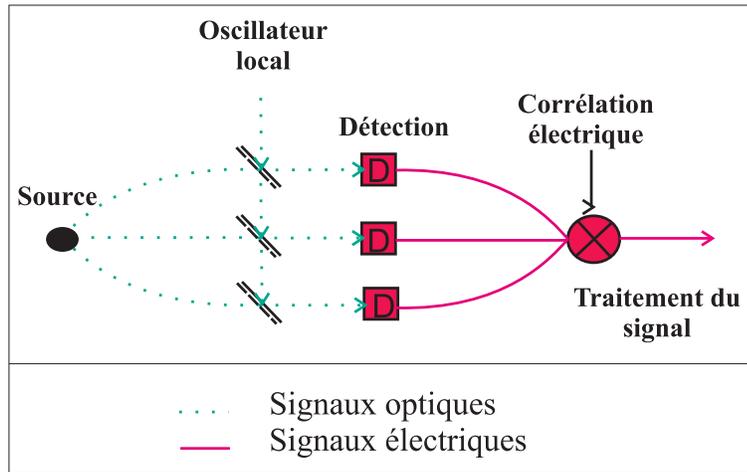


FIGURE 3.3 – Principe de l'interférométrie hétérodyne

Cette technique présente le grand intérêt de pouvoir détecter des rayonnements infrarouges lointains aux alentours de  $10 \mu\text{m}$  correspondant à des températures de l'ordre de 300 K (rayonnements du corps noir). La fréquence  $\nu_i$  du signal infrarouge est mélangée avec celle de l'oscillateur local  $\nu_{ol}$  pour produire un signal de battement ayant une fréquence  $\nu_i - \nu_{ol}$  se situant dans le domaine des radiofréquences. Ces signaux sont donc traités électroniquement pour obtenir le degré de corrélation mutuel des rayonnements optiques. La multiplication des deux signaux produit une réponse au niveau du détecteur qui contient la somme et la différence des deux fréquences :

$$E_T = E_{ol} + E_i$$

$$I_T = (E_{ol} + E_i)^2 = (A_i \cos(2\pi\nu_i t + \phi) + E_{ol} \cos(2\pi\nu_{ol} t))^2$$

$$I_{detection} = \int_{t-\tau}^{t+\tau} I_T d\tau = \frac{1}{2}(A_{ol}^2 + A_i^2) + A_i A_{ol} (\langle \cos([2\pi\nu_i + 2\pi\nu_{ol}]t + \phi) \rangle_{\tau} + \langle \cos([2\pi\nu_i - 2\pi\nu_{ol}]t + \phi) \rangle_{\tau})$$

On néglige alors le terme en  $\nu_i + \nu_{ol}$  du fait du temps de réponse du détecteur pour ne traiter finalement que le terme en  $\nu_i - \nu_{ol}$  que l'on appelle la fréquence hétérodyne. Cette technique est caractérisée par une bande spectrale du signal traité relativement étroite. Cette largeur de bande est conditionnée par la réponse en fréquence du détecteur (qui est liée à son temps de réponse comme nous l'avons vu plus haut) et par le traitement électronique du signal : filtres, amplificateurs. Ainsi, cette technique est très intéressante pour des applications spectroscopiques.

### 3.5 Une nouvelle solution : l'interféromètre paramétrique

La conversion paramétrique est fortement utilisée dans le domaine de l'optique non-linéaire et peut s'avérer intéressante dans le domaine de l'imagerie astronomique pour les rayonnements infrarouges. Nous nous intéressons au processus de somme de fréquences, transposant ainsi le signal infrarouge de grande longueur d'onde ( $\omega_{ir}$ ) en un signal de longueur d'onde plus courte ( $\omega_{vis}$ ).

Pourquoi choisir la somme de fréquences lorsqu'on cherche à détecter un signal dans l'infrarouge lointain autour de  $10\mu\text{m}$  ?

La transparence des matériaux ; il n'y a plus de soucis de transparence ni besoin de développer une technologie de guidage de la lumière à cette gamme de longueur d'onde, il suffit de faire une transposition en fréquence pour amener le signal converti dans le visible ou le proche IR afin d'utiliser la technologie déjà existante.

Ensuite le processus de conversion en fréquences n'ajoute pas de bruit sur le signal converti.

Un autre intérêt [Bev08] de la conversion paramétrique réside dans l'utilisation de détecteurs optiques efficaces [Alb04], ayant leur sensibilité spectrale située dans le visible. Les détecteurs en régime de comptage de photons actuels fonctionnant dans le domaine de l'infrarouge, sont peu performants en terme de rendement quantique.

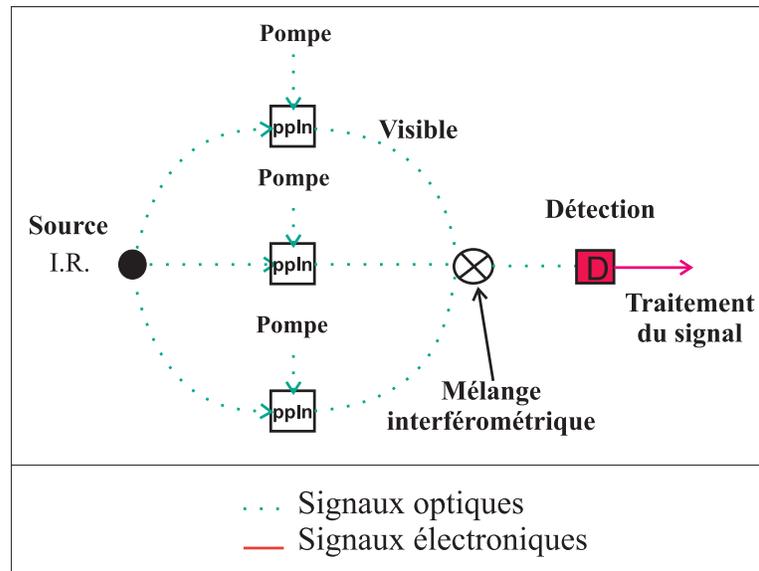


FIGURE 3.4 – Principe de l'interférométrie par la technique de conversion paramétrique

Cette technique de conversion par somme de fréquences est donc très appréciable à faible flux (elle est utilisée en cryptographie quantique [Dia05, Yua05, The06]).

Mon étude a pour objectif de poser les bases d'un long travail à venir concernant le développement technologique d'un interféromètre paramétrique appliqué à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie. Son intérêt réside dans la démonstration expérimentale de la conservation des propriétés de cohérence (spatiale ou temporelle) par un processus non linéaire tel que la somme de fréquences. La suite de ce manuscrit se décompose en deux parties :

- la première est la démonstration expérimentale du transfert des propriétés de cohérence temporelle par somme de fréquences d'une source ponctuelle bichromatique.
- La seconde partie concerne la démonstration expérimentale du transfert des propriétés de cohérence spatiale par somme de fréquences de deux sources ponctuelles monochromatiques.

Dans le cadre de cette étude prospective, nous allons travailler dans une configuration expérimentale des plus favorables. Les sources seront polarisées rectilignement pour avoir le plus de flux possible, les fibres et les composants fibrés seront unimodaux à la longueur d'onde correspondante et à maintien de polarisation. Les longueurs d'ondes mises en jeu seront dans le domaine d'acceptance spectrale du cristal PPLN (massif et à structure guidante).

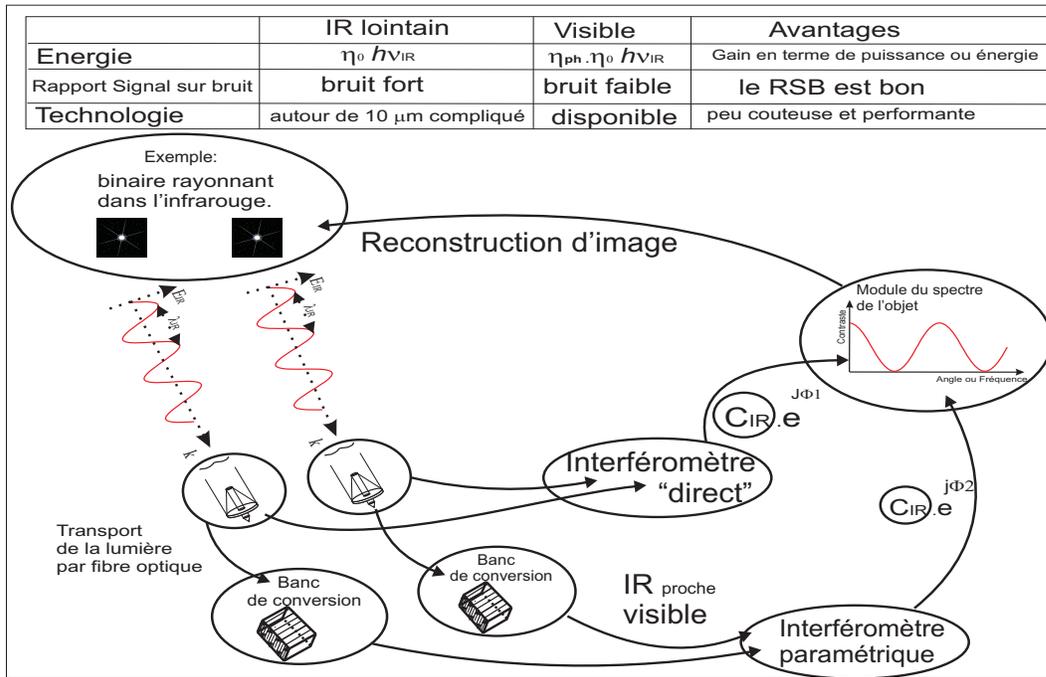


FIGURE 3.5 – Principe de l'interférométrie avec la technologie de transposition en fréquence, compatible avec "la méthode directe"

	Interférométrie directe	Interférométrie d'intensité	Détection hétérodyne	Conversion paramétrique
<i>Avantages</i>	<i>Informations sur la phase des champs conservées lors de la détection, temps de réponse des détecteurs pas nécessairement très rapide.</i>	<i>Permet d'accéder aux fluctuations en intensité des champs, réalisation de grandes bases aisées</i>	<i>Permet d'accéder aux fluctuations en intensité de rayonnements infrarouges</i>	<i>Permet d'avoir accès à la phase relative des champs, interférence et donc imagerie à partir de rayonnements infra-rouges</i>
<i>Inconvénients</i>	<i>Contraintes liées à la différence de chemins optiques. Difficultés pour l'utilisation de cette technique sur de grandes bases</i>	<i>Ne permet pas d'avoir accès à la phase relative des champs. Ne permet de traiter qu'une faible bande spectrale</i>	<i>Ne permet pas d'avoir accès à la phase relative des champs. Nécessite des temps de réponse de détecteurs très rapides. Ne permet de traiter qu'une faible bande spectrale</i>	<i>À suivre</i>

TABLE 3.1 – Le tableau ci-dessus fait un bilan des diverses techniques interférométriques existantes en situant celle qui sera développée durant mes travaux de thèse.

## **Deuxième partie**

# **Démonstration expérimentale du transfert des propriétés optiques du théorème de Wiener Kintchine par somme de fréquences**



# Chapitre 4

## Contexte de l'étude

### 4.1 Introduction

Le principe de la génération de somme de fréquences est connu et maîtrisé depuis plusieurs années. L'étude du transfert des propriétés de cohérence optique lors de ce processus de conversion ont été réalisés dans le cadre de la communication quantique [Tan05] mais à notre connaissance, encore jamais été abordé dans le domaine de l'imagerie haute résolution, . Nous voulons valider *expérimentalement* la proposition *que le processus de somme de fréquences préserve les propriétés de cohérence d'une source* afin d'intégrer une nouvelle fonction, le banc de conversion, dans un dispositif interférométrique appliqué à l'imagerie haute résolution.

Pour débiter notre étude prospective, nous avons choisi dans un premier temps de vérifier expérimentalement les principes physiques de base liés à l'analyse de la cohérence temporelle par somme de fréquences afin d'aborder progressivement les difficultés techniques présentes lors de la mise en œuvre d'un tel dispositif expérimental.

Nous allons réaliser un interféromètre paramétrique de type Mach Zehnder comportant sur chacune des deux voies un cristal non linéaire identique. En parallèle à l'interféromètre paramétrique, nous utiliserons un interféromètre dit classique (que j'appellerai aussi "direct") qui nous servira de référence. Nous comparerons alors les mesures relevées simultanément avec les deux interféromètres.

Nous nous pencherons en particulier sur les deux points suivants :

- le transfert différentiel de la phase d'un signal source infrarouge vers le signal visible converti,
- le transfert de la longueur de battement d'un doublet spectral infrarouge de même intensité, proche en longueur d'onde et incohérent.

### 4.2 Définition du cahier des charges pour un banc de conversion

*L'étude prospective a débuté en 2003-2004 avec le stage de Maxime Ribière, voici un résumé de ses travaux.*

Dans un souci d'aborder progressivement les difficultés techniques et expérimentales, un banc de conversion paramétrique a été monté par Maxime Ribière afin de caractériser le processus par somme de fréquences sur une seule voie. Dans un premier temps, nous souhaitons évaluer le rendement de conversion paramétrique en fonction des divers paramètres influençant le processus physique tels que : la température du cristal, la puissance des ondes pompe et source à convertir, etc ... . Le but était de faire un bilan du rendement de conversion afin de vérifier la faisabilité du projet en fonction de la technologie existant à l'époque.

Avant la mise en place du banc de conversion paramétrique, nous nous sommes posés quelques questions afin de définir le matériel à utiliser :

- Quel cristal non-linéaire allons nous utiliser ?

Le choix du cristal non linéaire pour la conversion en somme de fréquences, sera le PPLN (niobate de lithium à la polarisation périodique) de type volumique, c'était la solution la moins coûteuse à l'époque.

- Quel type de source à convertir et pompe choisir ?

Nous avons utilisé une source DFB à  $1.55\mu\text{m}$  ayant une longueur de cohérence très grande qui peut être considérée comme monochromatique par rapport à l'acceptance spectrale du cristal non linéaire. Une source YAG à  $1.06\mu\text{m}$  fut utilisée comme pompe et considérée aussi comme monochromatique par rapport à l'acceptance spectrale du cristal PPLN. La source et la pompe sont à polarisation rectiligne et lasent à la longueur de travail compatible avec les composants fibrés en silice. Pour faciliter le processus de conversion, les deux sources ont une puissance optique d'émission relativement grande, 10 mW pour la source DFB et 200 à 300 mW pour la pompe.

- Quels sont les composants fibrés et/ou volumiques à utiliser ?

Nous avons besoin de contrôler la polarisation tout le long du dispositif, garder un profil spatial monomode des ondes et contrôler le trajet optique des champs afin de maîtriser la phase des ondes dans le domaine visible et infrarouge.(§ : 2.2.1)

Nous avons utilisé des cubes séparateurs pour diviser les faisceaux source et pompe en deux. Des composants fibrés tels que les multiplexeurs, coupleurs, fibres optiques, modulateur de chemin optique et ligne à retard fibré (cf : §2.3) pour contrôler le chemin optique. Bien sûr, les fibres et les composants fibrés sont unimodaux et à maintien de polarisation aux longueurs d'ondes correspondantes.

### Présentation du banc de conversion paramétrique

Après avoir apporté ces quelques réponses, nous avons élaboré un banc de conversion se présentant de la manière suivante (fig :4.1) :

Le but du banc de conversion est de convertir un signal source de longueur d'onde à  $1.55\mu\text{m}$  avec une pompe à  $1.06\mu\text{m}$  vers le visible à 630 nm. Après avoir apporté ces quelques réponses, nous avons élaboré un banc de conversion se présentant de la manière suivante (fig :4.1) :

Le couple (source, pompe) est mélangé par un composant fibré. Il est ensuite collimaté à l'aide d'une lentille sur le cristal PPLN de type volumique. Le signal converti aura une longueur d'onde égale à environ 632 nm. Il sera ensuite collimaté à l'aide d'une lentille dont les caractéristiques sont identiques à la lentille de focalisation. Un prisme assurera un angle de déviation différent selon qu'il s'agit de faisceaux infrarouges, le doublage de fréquence issu de la pompe ou du signal converti, afin de réinjecter uniquement le signal converti par transposition en fréquence dans la fibre unimodale dans le visible. Toutes les fibres du banc test sont à maintien de polarisation.

Un calcul théorique (équations de Selmeier) réalisé durant le stage de M.Rivière nous a permis d'évaluer théoriquement l'acceptance spectrale de conversion du Niobate de Lithium. En considérant un signal source DFB et une pompe monochromatique à  $1.06\mu\text{m}$ , nous obtenons après calcul une acceptance spectrale de  $3.2\text{ nm.mm}^{-1}$  à la température de  $86\text{ }^\circ\text{C}$ , qui est la température à laquelle sont réalisées les conditions de quasi accord de phase pour une longueur d'onde à  $1.55\mu\text{m}$ . Nous avons mesuré expérimentalement l'acceptance spectrale de conversion du PPLN à des températures données (fig : 4.2).

Nous notons une légère différence entre les températures alimentant les deux PPLN et la température théorique qui permet de réaliser le quasi accord de phase. Cela est dû aux fours qui sont de manufacture "maison". Expérimentalement, l'acceptance spectrale est d'environ 1 nm à mi hauteur sur le schéma 4.2. La différence entre les valeurs théorique et expérimentale peuvent s'expliquer par la faible longueur d'interaction entre l'onde "source" et l'onde "pompe" dans le PPLN de type volumique, qui découle du fait que les lentilles de focalisation ne sont pas achromatiques.

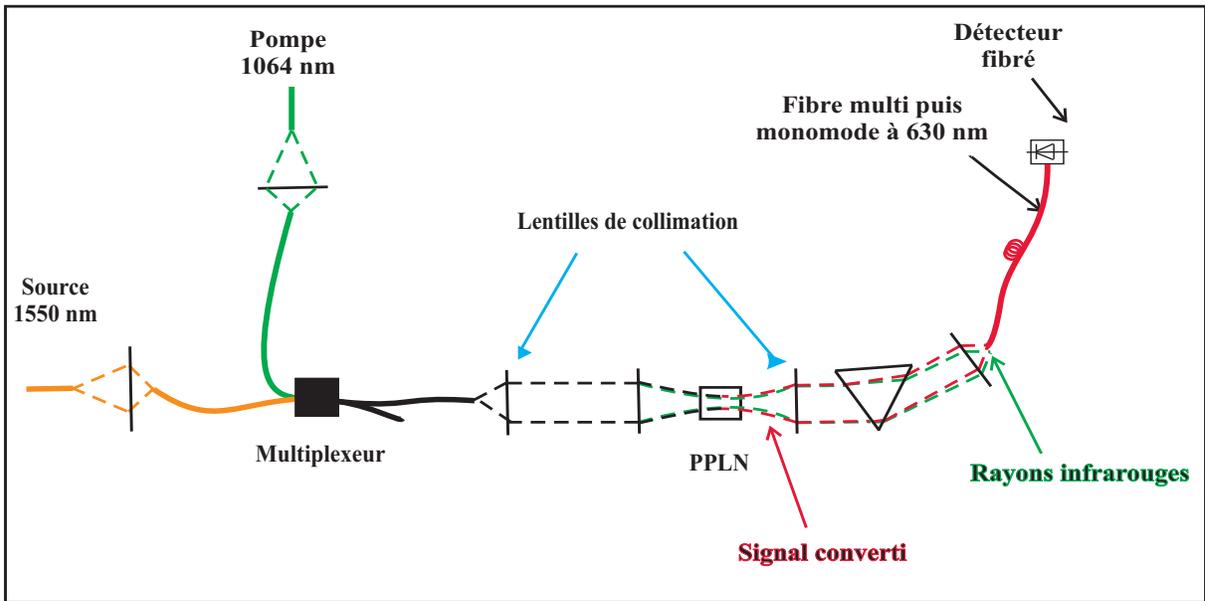


FIGURE 4.1 – Schéma du banc de conversion paramétrique et du système d’injection du signal converti dans une fibre unimodale

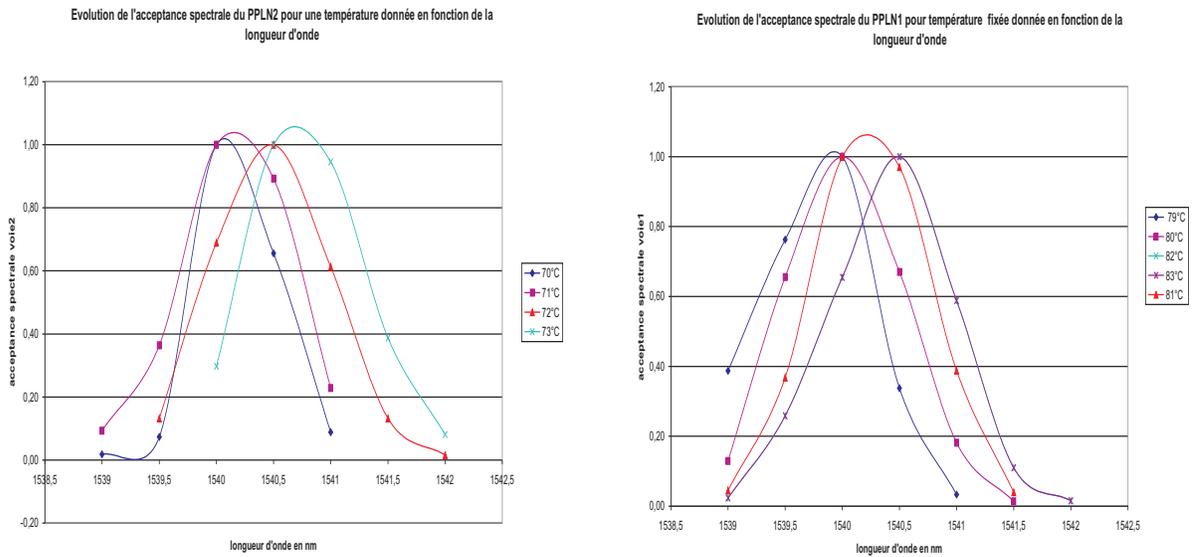


FIGURE 4.2 – Acceptance spectrale des PPLN volumique en fonction de la longueur d’onde source à  $1.55\mu\text{m}$  à température et puissance de pompe constante

**Bilan du travail préliminaire**

Le rendement de conversion (§ : 1.1.3) après filtrage spatial obtenu alors est très faible de l’ordre de  $2.5 \cdot 10^{-4}\%$ . Diverses raisons expliquent ce faible rendement :

- le mauvais recouvrement des champs source et pompe se propageant dans le cristal ;

- la dégradation spatiale du champ converti se propageant dans une zone fortement turbulente due au gradient de température exercé sur le PPLN ;
- l'injection du signal converti dans une fibre optique unimodale.

Néanmoins, le niveau de flux du signal converti reste suffisant pour être détecté en sortie de la fibre monomode. Nous avons donc décidé de nous concentrer exclusivement sur le problème de cohérence temporelle par transposition en fréquence pour obtenir des franges d'interférences plutôt que d'améliorer le rendement de flux converti.

### **4.3 Description des différents éléments du montage interférométrique et les caractéristiques essentielles à maîtriser lors des mesures**

L'objectif de l'expérience est de pouvoir observer expérimentalement le phénomène d'interférences entre deux signaux convertis indépendamment dans les deux bras de l'interféromètre et vérifier notamment les deux points suivants :

- le transfert différentiel de la phase des signaux sources vers les signaux convertis,
- le transfert de la longueur de battement d'un doublet spectral infrarouge incohérent, de longueurs d'ondes proches, incluses dans l'acceptance spectrale du matériau vers le signal converti.

Pour cela, nous allons construire un interféromètre à division d'amplitude, de type Mach Zehnder selon le principe du schéma 4.3. Nous allons à présent développer les trois principales parties constituant l'interféromètre paramétrique :

- l'injection
- la conversion et le filtrage spatial
- le mélange cohérent du signal converti.

#### **4.3.1 L'injection**

Les ondes provenant de la source DFB et de la pompe qui sont polarisées rectilignement, sont transportées aux entrées du dispositif expérimental par des fibres unimodales à maintien de polarisation. Sur chacune des entrées (signal "source" ou "pompe"), l'onde initiale est collimatée puis divisée à l'aide d'un cube séparateur, de coefficient de partage théorique de 50/50 (par la suite un coupleur 1 voie vers 4 à  $1.06\mu\text{m}$  sera utilisé lors de l'expérience du transfert de longueur de battement d'un doublet spectral).

Les deux nouvelles ondes créées après le cube séparateur sont injectées dans deux multiplexeurs en longueur d'onde, fibrés et à maintien de polarisation afin de générer deux couples d'ondes ("source" ; "pompe").

Nous avons pris la précaution d'égaliser les trajets en chemin d'air parcourus par les faisceaux "source" et "pompe" à quelques millimètres près. De même nous avons égalisé géométriquement les parties fibrées des multiplexeurs. Cela nous a permis de limiter le plus possible les différences de trajets optiques. Enfin, sur une des deux voies d'injection du signal "source", nous avons placé un modulateur de chemin optique fibré.

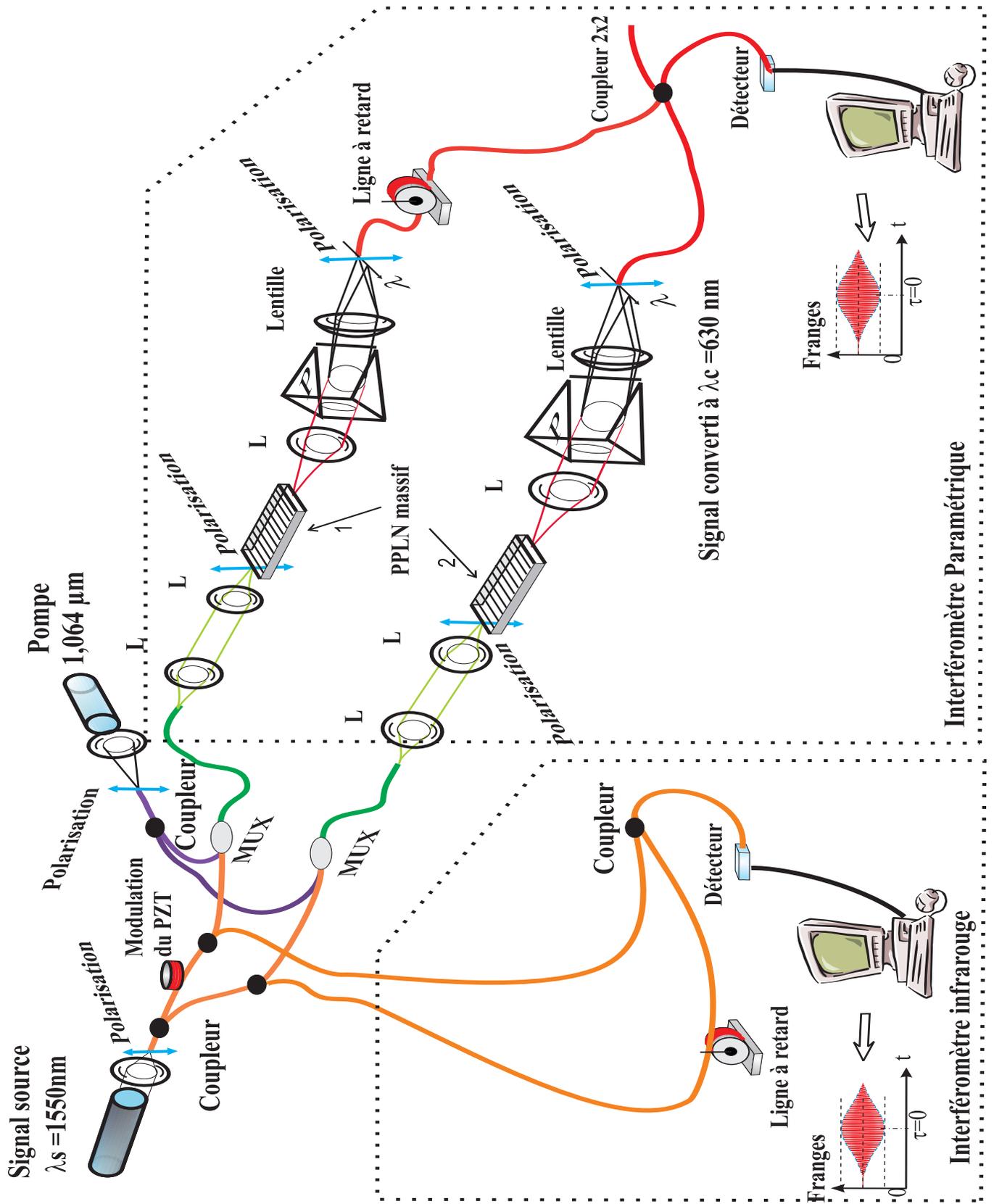


FIGURE 4.3 – Montage interférométrique par somme de fréquences

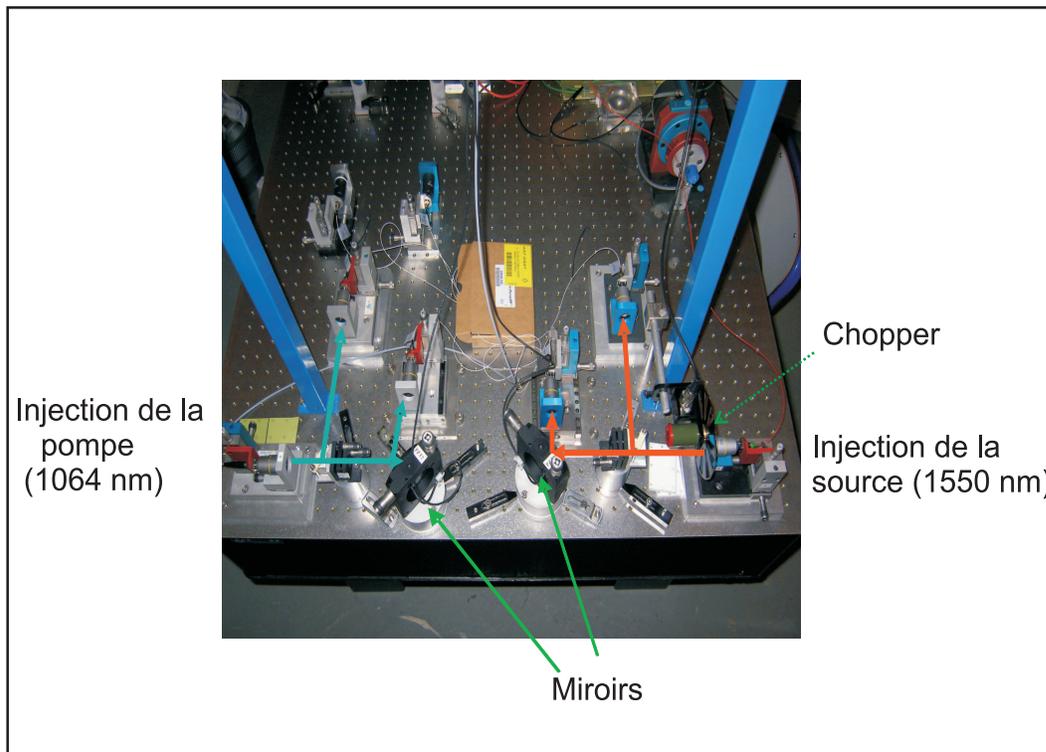


FIGURE 4.4 – Système d'injection des signaux infrarouges "source" et "pompe"

### 4.3.2 La conversion et le filtrage spectral

A la sortie des multiplexeurs, les deux couples d'ondes (source et pompe) sont collimatés puis focalisés indépendamment dans les cristaux non linéaires de type PPLN massif. Ces derniers possèdent rigoureusement les mêmes caractéristiques. Les différentes optiques utilisées (objectifs de microscope et lentilles) sont elles aussi identiques, les trajets dans l'air sont égalisés le mieux possible. Chaque PPLN est placé dans un four de manufacture "maison", où la température peut-être réglée au degré près, et monté sur un jeu de trois translations micrométriques permettant un positionnement de chaque composant avec une résolution inférieure au micromètre. Ensuite, le signal converti est collimaté puis envoyé sur un prisme placé au minimum de déviation afin de filtrer les signaux infrarouges dont les niveaux de puissance sont très élevés par rapport au signal converti.

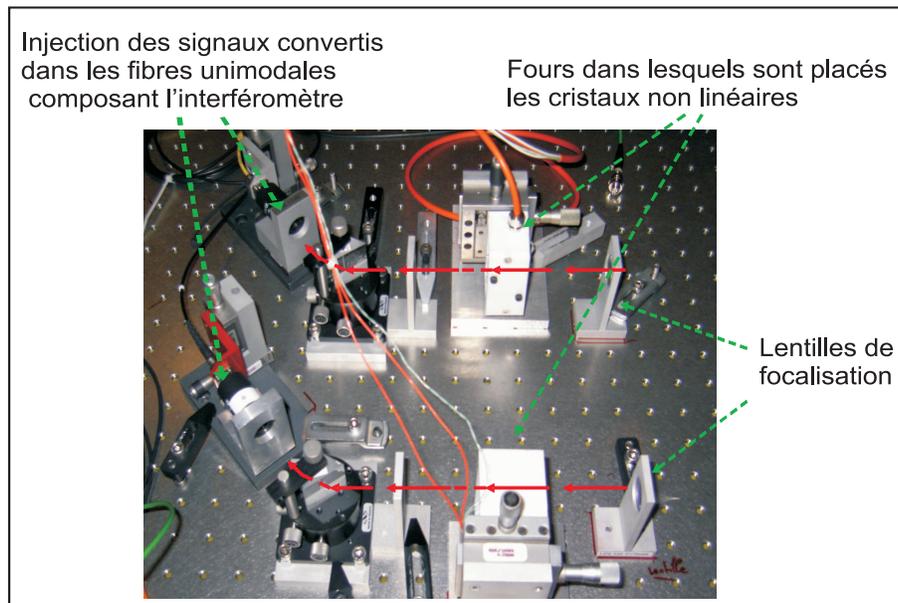


FIGURE 4.5 – Conversion paramétrique et injection dans les deux voies de l'interféromètre

### 4.3.3 Mélange cohérent du signal converti

Les signaux convertis sont ensuite injectés dans deux fibres optiques différentes unimodales à 630 nm à maintien de polarisation et de longueur géométrique équivalente à quelques millimètres près. Une partie du tronçon de fibre unimodale à 630 nm est enroulée autour de dispositifs permettant ainsi un étirement mécanique de la fibre. Une course en équivalent chemin d'air d'une douzaine de centimètres peut-être ainsi générée. Ces lignes à retard fibrées ont été préalablement étalonnées en équivalent chemin d'air. De plus, des modules fibrés PZT reliés à un générateur haute tension permettent d'étirer les fibres de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  de manière à générer une modulation linéaire de chemin optique pour afficher temporellement les franges d'interférences. Les rayons de courbures des fibres unimodales dans le visible composant les lignes à retard grande course et les céramiques piézos placées après le banc de conversion sont tels que les résidus de signaux infrarouges pouvant être encore présents lors de l'injection du signal converti sont dissipés sur ces tronçons fibrés.

Les deux signaux convertis sont ensuite mélangés à l'aide d'un coupleur fibré maintien de polarisation deux voies vers deux. Le mélange interférométrique est alors guidé jusqu'au détecteur visible à photodiodes HAMAMATSU C5640-01 par une fibre unimodale. Un système d'acquisition piloté par le logiciel *Labview*<sup>R</sup> avec une carte d'acquisition : National Instrument 6110 E permet de convertir le signal analogique issu du détecteur en signal numérique afin de pouvoir traiter le signal observé et établir une étude statistique des mesures collectées.

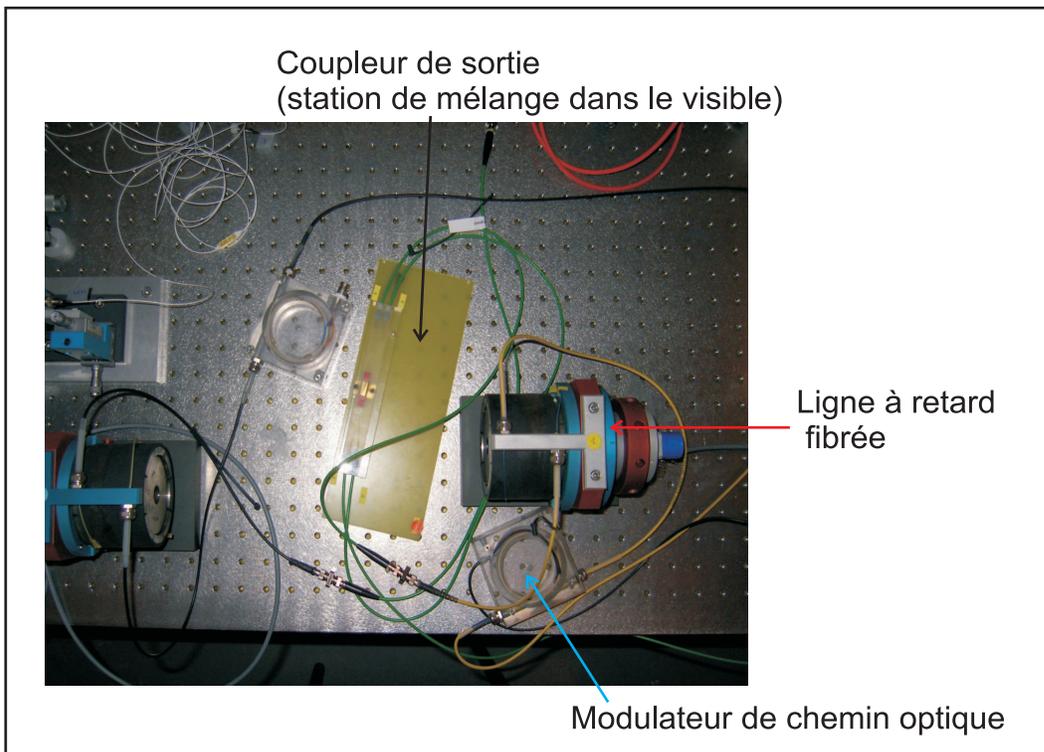


FIGURE 4.6 – Description de l'interféromètre visible

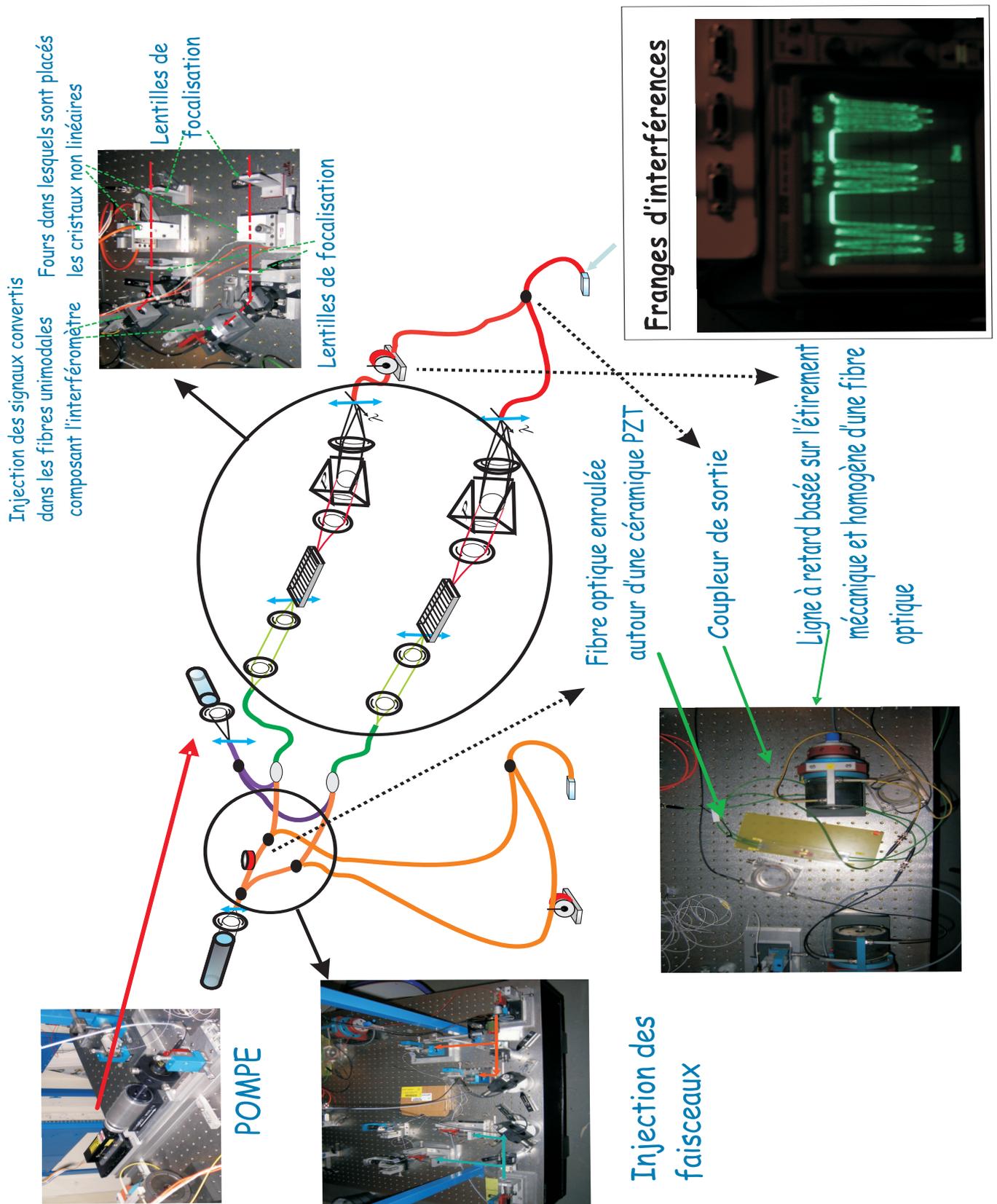


FIGURE 4.7 – Montage interférométrique par somme de fréquences et photographie des différents composants

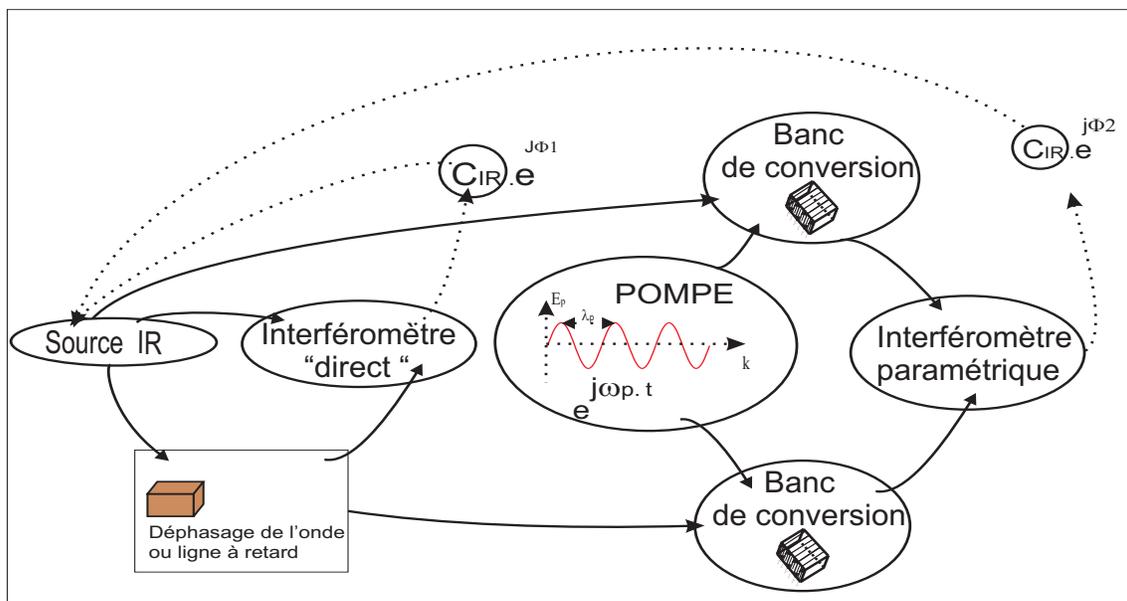


## Chapitre 5

# Démonstration expérimentale du transfert des propriétés de cohérence temporelle lors d'une conversion paramétrique par somme de fréquences

### 5.1 Démonstration théorique du transfert des propriétés de cohérence temporelle d'une source large bande par le processus de somme de fréquences

Dans cette partie, nous allons illustrer théoriquement la conservation des propriétés de cohérence temporelle du théorème de Wiener khintchine par le processus de somme de fréquences avant d'en présenter la démonstration expérimentale.



### 5.1.1 Cas d'une source de spectre large dans le domaine infrarouge

Considérons une source ayant une distribution d'intensité  $B(\nu_{IR})$ , un spectre élémentaire de largeur  $d\nu_{IR}$  et centré à la fréquence  $\nu_{IR}$ . Nous appliquons une modulation temporelle sur l'un des deux bras de l'interféromètre fibré qui sera égale à  $2\pi\nu_{IR}\tau$ .  $\Delta\phi$  est le déphasage entre les deux bras de l'interféromètre fibré dit "direct" égalisé au mieux à quelques micromètres.

L'intensité normalisée, élémentaire et monochromatique résultante du mélange interférométrique s'écrit :

$$dI_{IR} = \left( |\tilde{E}_z^{IR1}|^2 + |\tilde{E}_z^{IR2}|^2 + 2\Re(\tilde{E}_z^{IR1} \cdot \overline{\tilde{E}_z^{IR2}}) \right) d\nu_{IR} \quad (5.1)$$

$$\tilde{E}_z^{IR1} \sim |\tilde{E}_z^{IR}| \cdot e^{-j(\omega_{IR}t + \phi_1)} \quad \text{et} \quad \tilde{E}_z^{IR2} \sim |\tilde{E}_z^{IR}| \cdot e^{-j(\omega_{IR}t + \phi_2 + \omega_{IR}\tau)} \quad (5.2)$$

$$dI_{IR} = B(\nu_{IR})d\nu_{IR} \left( 1 + \cos(2\pi\nu_{IR}\tau + \Delta\phi) \right) \quad (5.3)$$

L'intensité totale et normalisée peut s'écrire en additionnant toutes les composantes spectrales élémentaires de la source :

$$I_{IR}(\tau) = \left( \int_0^{+\infty} B(\nu_{IR}) d\nu_{IR} + \Re(e^{-j\Delta\phi} \int_{-\infty}^{+\infty} B(\nu_{IR}) \cdot (e^{-j\cdot 2\pi\nu_{IR}\tau}) d\nu_{IR}) \right) \quad (5.4)$$

$$I_{IR}(\tau) = I_0 \left( 1 + |TF[B(\nu_{IR})]| \cdot \Re(e^{j \cdot (\arg(TF[B(\nu_{IR})]) + 2\pi\nu_{IR}\tau + \Delta\phi)}) \right) \quad (5.5)$$

Nous retrouvons bien l'expression du contraste définie précédemment par l'équation :2.12

$$I_{IR}(\tau) = I_0(1 + C_{IR} \cos(2\pi\nu_{IR}\tau + \arg(TF[B(\nu_{IR})]) + \Delta\phi)) \quad (5.6)$$

### 5.1.2 Cas de la somme de fréquences

Le spectre large bande de la source précédente est supposé inclus dans la bande d'acceptance du matériau non linéaire dans la suite de cette démonstration. Nous considérons maintenant, deux ondes visibles issues de la conversion paramétrique de la source infrarouge large bande. Le rendement de la conversion est noté  $\eta$  et sera supposé égal pour l'ensemble des deux cristaux non linéaires. L'onde "pompe" est monochromatique, polarisée rectilignement avec une amplitude supposée constante tout le long du PPLN massif. La "pompe" alimente les deux bancs de conversion sans que des retards de phases différentiels soient introduits.  $\Delta\phi$  est la différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre paramétrique.  $2\pi\nu_{IR}\tau$  est la modulation temporelle de chemin optique appliquée avant le processus de somme de fréquences.

L'intensité élémentaire résultante du mélange interférométrique par somme de fréquences s'écrit alors :

$$dI_{vis} = \left( |\tilde{E}_z^{vis1}|^2 + |\tilde{E}_z^{vis2}|^2 + 2\Re(\tilde{E}_z^{vis1} \cdot \overline{\tilde{E}_z^{vis2}}) \right) d\nu_{vis} \quad (5.7)$$

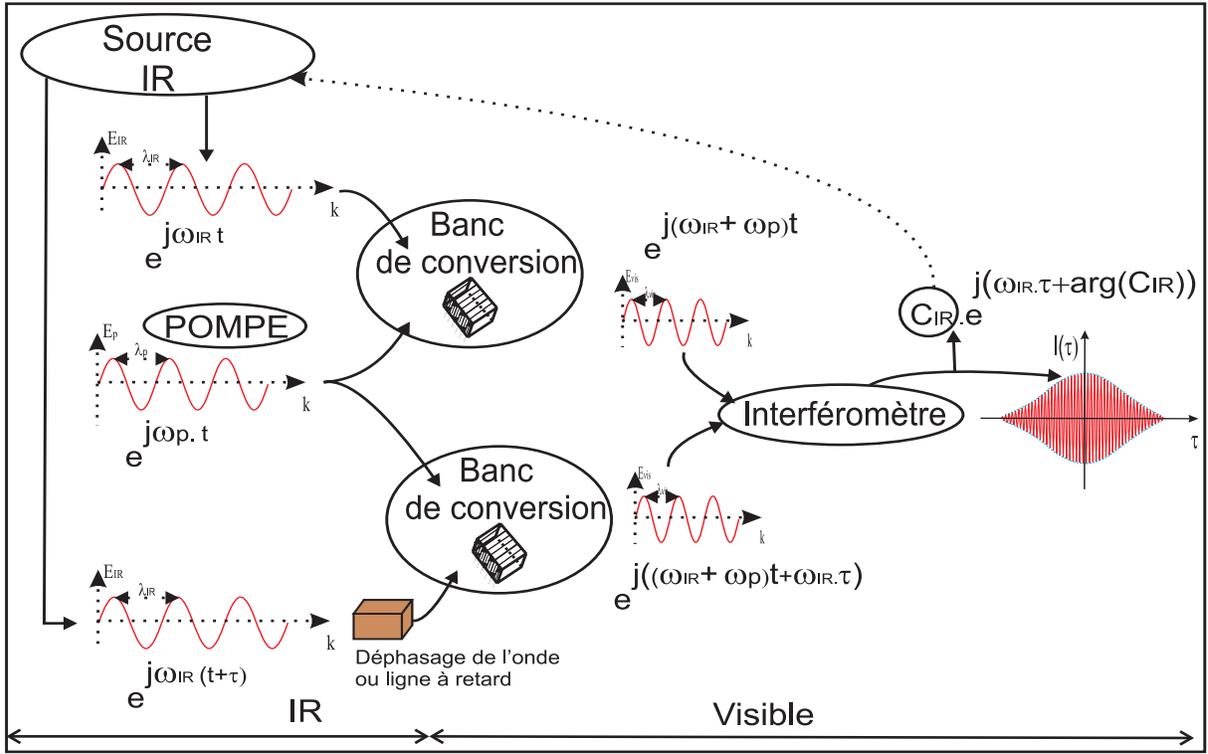
La modulation temporelle est appliquée sur le second bras de l'interféromètre avant la conversion. Les champs convertis sont proportionnels (eq : 1.31) à :

$$\tilde{E}_z^{vis1} \sim \tilde{E}_z^{IR} \cdot \tilde{E}_z^p \cdot e^{-j(\omega_{IR} + \omega_p)t} \quad \text{et} \quad \tilde{E}_z^{vis2} \sim \tilde{E}_z^{IR} \cdot \tilde{E}_z^p \cdot e^{-j(\omega_{IR}\tau + (\omega_{IR} + \omega_p)t + \Delta\phi')} \quad (5.8)$$

$$dI_{vis} \sim \eta \left( |\tilde{E}_z^{IR} \cdot \tilde{E}_z^p|^2 + |\tilde{E}_z^{IR} \tilde{E}_z^p|^2 + 2\Re(\tilde{E}_z^{IR} \cdot \tilde{E}_z^p \cdot e^{-j(\omega_{IR} + \omega_p)t} \cdot \overline{\tilde{E}_z^{IR} \cdot \tilde{E}_z^p \cdot e^{j(\omega_{IR}\tau + (\omega_{IR} + \omega_p)t + \Delta\phi')}}) \right)$$

Comme on utilise la même pompe monochromatique pour les deux bancs de conversion en fréquence, sa phase n'intervient pas, il advient alors :  $\tilde{E}_z^p e^{-j\omega_p t} \cdot \overline{\tilde{E}_z^p e^{-j\omega_p t}} = |\tilde{E}_z^p|^2$ . Ainsi lorsqu'on fait le mélange interférométrique du signal converti, seule la phase des champs infrarouges rentre en ligne de compte.

$$|\tilde{E}_z^{IR}|^2 = B(\nu_{IR})d\nu_{IR} \quad \text{alors} \quad dI_{vis} \sim 2\eta |\tilde{E}_z^p|^2 \cdot \left( B(\nu_{IR}) + \Re(B(\nu_{IR}) \cdot e^{-j(\omega_{IR}\tau + \Delta\phi')}) \right) d\nu_{IR}$$



Alors, la différence de phase accumulée entre les deux ondes durant le trajet sur chaque bras est issue du modulateur de chemin optique. Définissons l'intensité  $I'$  :

$$I' \sim 2\eta |\tilde{E}_z^p|^2 \left( \int_0^{+\infty} B(v_{IR}) dv_{IR} \right) \quad (5.9)$$

$$I_{vis}(\tau) \sim I' \left( 1 + |TF[B(v_{IR})]| \cdot \Re e \left( e^{-j(2\pi v_{IR}\tau + \arg(TF[B(v_{IR})]) + \Delta\phi')} \right) \right) \quad (5.10)$$

$$I_{vis}(\tau) \sim I' \left( 1 + C_{IR} \cdot \cos \left( 2\pi v_{IR}\tau + \arg(TF[B(v_{IR})]) + \Delta\phi' \right) \right) \quad (5.11)$$

En comparant les équations 5.6 avant conversion et 5.11 (après conversion paramétrique), nous constatons, d'un point de vue théorique, que les propriétés de cohérence temporelle du rayonnement "source" sont bien conservées par le processus non linéaire de somme de fréquences. En effet, dans le domaine infrarouge comme dans le visible, le contraste des franges  $C_{IR}$  dépend uniquement de la source observée. De plus, on retrouve le transfert différentiel de phase  $2\pi v_{IR}\tau$  (ou  $\omega_{IR}\tau$ ) engendré par le modulateur de chemin optique.

**Remarque :** si la modulation temporelle de chemin optique est placée après le banc de conversion paramétrique, par exemple sur le second bras de l'interféromètre paramétrique, alors l'amplitude complexe du champ converti  $\tilde{E}_{vis2}$  s'écrit :

$$\tilde{E}_z^{vis2} \sim \tilde{E}_z^{IR} \cdot \tilde{E}_z^p \cdot e^{-j((\omega_p + \omega_{IR})(\tau+t) + \Delta\phi')} \quad (5.12)$$

$$dI_{vis} \sim \left( \Re e \left( \tilde{E}_z^{IR} \cdot \tilde{E}_z^p \cdot e^{-j(\omega_p + \omega_{IR})t} \cdot \overline{\tilde{E}_z^{IR} \tilde{E}_z^p \cdot e^{-j((\omega_p + \omega_{IR})(\tau+t) + \Delta\phi')}} \right) \right)$$

$$I_{vis}(\tau) \sim I' \left( 1 + C_{IR} \cdot \cos \left( 2\pi v_{vis}\tau + \arg(TF[B(v_{IR})]) + \Delta\phi' \right) \right) \quad (5.13)$$

Seule la fréquence de modulation des franges est modifiée.

## 5.2 Les premières franges d'interférences résultant d'une somme de fréquences

Pour observer facilement les franges d'interférences dans un interféromètre paramétrique alimenté par une source DFB infrarouge, monochromatique et polarisé rectilignement, nous avons pris quelques précautions. Nous avons égalisé au mieux les trajets optiques différentiels pour la "source", la "pompe", ainsi que ceux du signal converti, la différence de marche sera induite par les lignes à retard fibrées préalablement étalonnées (fig :??). Une fois les deux signaux visibles convertis puis mélangés, les franges d'interférences ont été obtenues immédiatement sur l'oscilloscope. La figure 5.1 montre les franges d'interférences du signal converti affiché temporellement à l'oscilloscope en fonction de la différence de marche engendrée par le modulateur de chemin optique.

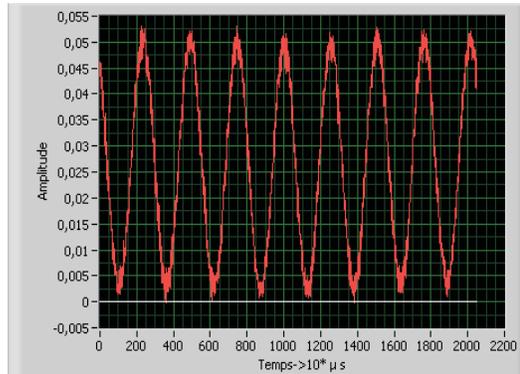


FIGURE 5.1 – Les premières franges obtenues par conversion paramétrique

### Méthode pour mesurer le contraste des franges

Les fluctuations de puissance de la pompe génèrent du bruit et des instabilités. Le gradient de température, appliqué au niveau des fours, semble responsable des effets de turbulence détériorant le profil spatial des ondes converties à la sortie. Le rendement de conversion reste faible. Pour ces raisons, la détermination du contraste par une méthode directe calculée à partir du maximum et du minimum d'éclairement (voir eq : 2.2) reste difficile. De ce fait, nous avons choisi de calculer le contraste de franges en utilisant une méthode de densité spectrale. Cette méthode consiste à calculer la transformée de Fourier du signal détecté, puis à déterminer le contraste des franges à partir de la densité spectrale d'énergie donnée par la hauteur du pic "frange". La relation existant entre le contraste des franges et la densité spectrale d'énergie s'écrit :

$$C = \frac{1}{I_{totale} \times \sqrt{\alpha_1 \times \alpha_2}} \times \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} \sqrt{|p(\omega)|^2} d\omega \quad (5.14)$$

Dans cette formule,  $\Delta\omega$  représente l'étalement du pic autour de la fréquence centrale  $\omega_0$ , avec  $|p(\omega)|$  la densité spectrale d'énergie (transformée de Fourier du signal interférométrique),  $I_{totale}$  la puissance totale de la source,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sont les facteurs photométriques définis par  $\alpha_i = \frac{\sqrt{2}I_i}{I_{totale}}$  ou  $I_i$  est l'intensité sur le bras de l'interféromètre correspondant. De plus, nous avons constaté que d'une acquisition à une autre, les niveaux de puissances des signaux convertis variaient sensiblement. N'ayant pas une connaissance en temps réel du déséquilibre photométrique entre les deux voies de l'interféromètre sur une acquisition donnée, les contrastes mesurés d'une acquisition à une autre fluctuent.

L'incertitude sur la mesure suit une loi de Gauss, donc en faisant un nombre de mesures égal ou supérieur à trente, la valeur mesurée se situera dans un intervalle de confiance de 95 %. Une étude statistique sur un grand nombre d'acquisitions (30) s'avère ainsi nécessaire pour évaluer correctement la valeur des contrastes mesurés pour un étirement de fibre donné (ligne à retard) ainsi que pour les autres expériences que nous allons mener.

Nous avons aussi vérifié expérimentalement que nous n'avions pas injecté dans l'interféromètre le signal « vert » provenant du doublage en fréquence de la pompe en modulant, à l'aide d'un chopper (fig :4.4), le flux



### 5.3.2 Résultats expérimentaux

Nous voulons observer et comparer les deux interférogrammes "source" et convertis sur la même demi période de modulation de chemin optique, alimentée par un générateur basse tension produisant un signal triangulaire. Ce signal triangulaire contrôle la dilatation de la céramique, ce qui entraîne une variation quasi-linéaire du chemin optique par l'étirement mécanique de la fibre collée sur la céramique. Les modules piézoélectriques de chemin optique fibrés permettent une course du modulateur de  $4.65\mu\text{m}$  ( $3 \text{ franges} * 1.55 \mu\text{m}$ ) pour une tension de crête de 1V de manière à générer une modulation linéaire du chemin optique pour afficher temporellement les franges d'interférences sur l'oscilloscope. Afin de prouver le transfert différentiel de la modulation de phase du signal infrarouge, nous allons comparer les différents spectres des enregistrements temporels issus des interférogrammes "source" et convertis.

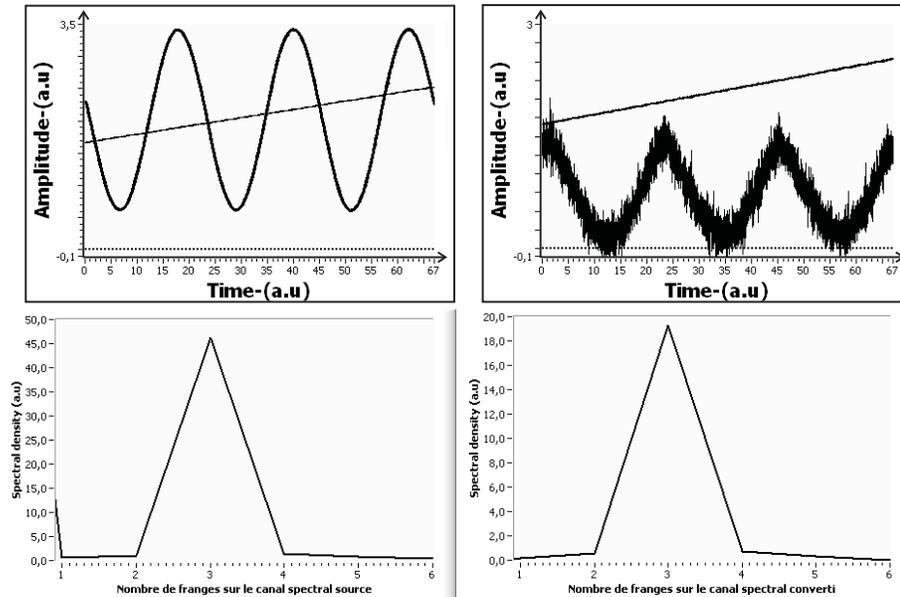


FIGURE 5.3 – Résultats expérimentaux : les franges d'interférences et les spectres associés. A gauche les résultats obtenus directement en IR ; à droite ceux obtenus après conversion

#### Interprétation

Les densités spectrales des différents signaux sont quasi-identiques sur le même intervalle de temps. Nous retrouvons bien la même fréquence de travail, la même modulation de chemin optique et le même pic situé sur le même canal spectral de travail. Nous en déduisons que le nombre de franges est le même quel que soit le signal que l'on étudie. Nous concluons de ces observations qu'une modulation différentielle de la phase du signal source est déductible de l'observation des franges d'interférence du signal converti. Une petite remarque, le signal converti est très bruité à cause des fluctuations de la pompe, du gradient de température non uniforme le long du cristal et du faible rendement de conversion.

## 5.4 Les résultats expérimentaux du transfert de la longueur de battement d'un doublet infrarouge par somme de fréquences

### 5.4.1 Rappel

**Source bifrédence** Soit une source bifrédence possédant deux raies monochromatiques  $\nu_1$  et  $\nu_2$ , de même intensité  $I_0$  et incohérentes entre elles. La distribution normalisée de l'intensité spectrale de la source s'écrit :

$$B(\nu_{IR}) = (\delta(\nu_{IR} - \nu_1) + \delta(\nu_{IR} - \nu_2)) \quad (5.15)$$

$$TF[B(\nu_{IR})] = C_{IR} = |\cos(\pi \cdot (\nu_1 - \nu_2) \cdot \tau)| \quad (5.16)$$

**Après la transposition en fréquence :** Considérons toujours la même source bifréquence  $\nu_1$  et  $\nu_2$  incluse dans la bande d'acceptance spectrale du PPLN volumique. Après le mélange non linéaire avec l'onde pompe monochromatique (qui alimente les deux bancs de conversion) de fréquence  $\nu_p$ , deux nouvelles fréquences sont créées  $\nu_1 + \nu_p$  et  $\nu_2 + \nu_p$ .

$$B(\nu_{vis}) = (\delta(\nu_{vis} - (\nu_1 + \nu_p)) + \delta(\nu_{vis} - (\nu_2 + \nu_p))) \quad (5.17)$$

$$|TF[B(\nu_{vis})]| = |\cos(\pi(\nu_2 + \nu_p - (\nu_1 + \nu_p)\tau)| = |TF[B(\nu_{IR})]| = C_{IR} = |\cos(\pi(\nu_2 - \nu_1)\tau)| \quad (5.18)$$

Le contraste des franges obtenues après conversion est égal à  $|\cos(\pi(\nu_2 - \nu_1)\tau)|$ , qui correspond au module de la transformée de Fourier de la distribution spectrale d'intensité normalisée de la source bifréquence. Nous avons donc vérifié théoriquement la conclusion du théorème de Wiener khintchine au sein d'un interféromètre paramétrique.

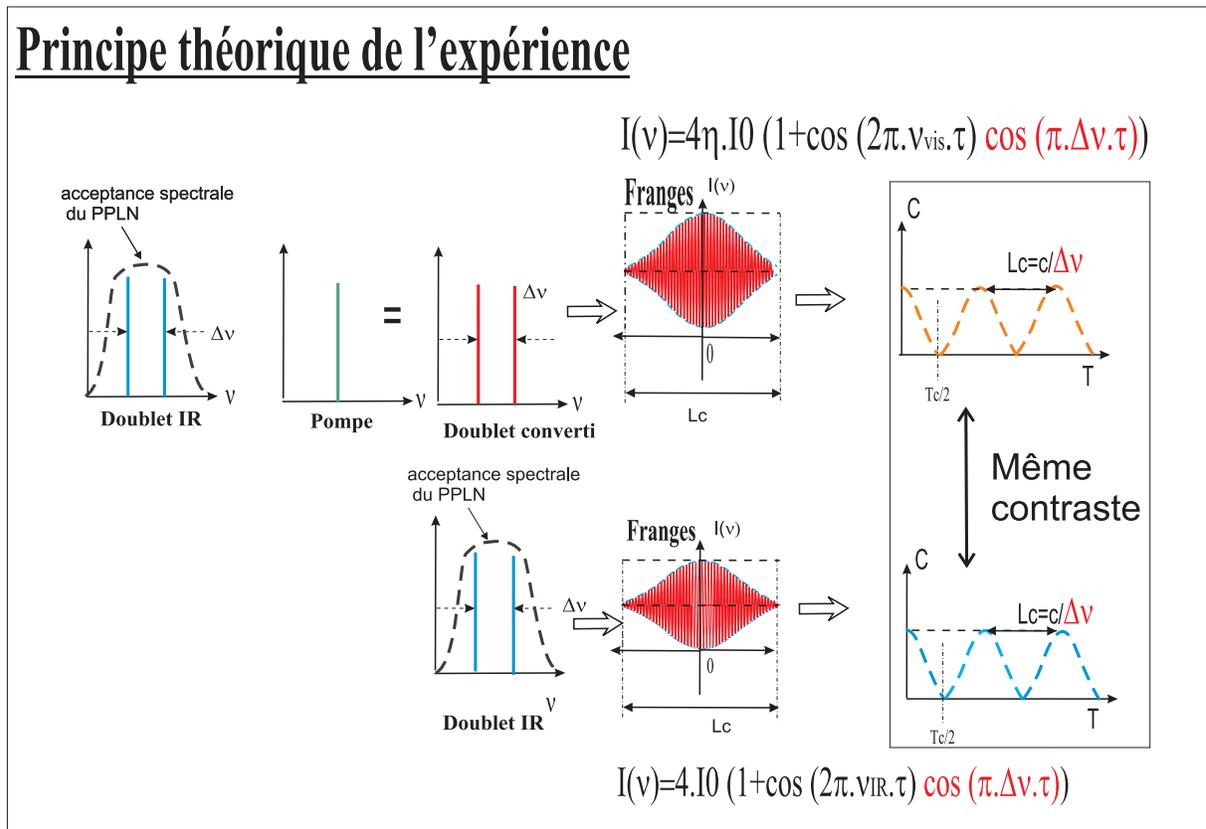


FIGURE 5.4 – Principe théorique de l'expérience du transfert de la longueur de battement

### 5.4.2 Principe de l'expérience :

Nous allons travailler avec une source spatialement unimodale dont le spectre possède deux raies spectrales distinctes et proches de 1550 nm (l'asservissement de la température des sources DFB se fait via un régulateur thermique qui permet de contrôler rigoureusement l'écart spectral entre les champs émis). Pour que l'expérience fonctionne, l'écart contrôlable des deux raies doit être maintenu dans l'acceptance spectrale des cristaux PPLN utilisés sur chacun des bras de l'interféromètre paramétrique. La périodicité du battement du système de franges observé en fonction de la différence de marche engendrée par les lignes à retard fibrées sera mesurée et comparée simultanément avec celle obtenue à la sortie d'un interféromètre "direct" de type Mach Zehnder classique (sans conversion de fréquence) alimenté par la même source bifréquence infrarouge.

### 5.4.3 Résultats expérimentaux :

Pour chaque série de mesures nous comparons les résultats obtenus par nos deux expériences indépendantes dans l'infrarouge et le visible. Notre critère est d'une part l'estimation de la courbe de tendance pour chaque série de mesures, ainsi que la superposition des deux courbes d'ajustement sinusoïdal obtenues.

Ecart spectral	0.15 nm	0.1 nm	0.08 nm
Longueur de battement théorique	8 mm	12 mm	15 mm
Période par conversion paramétrique $\lambda = 632nm$	Période par mesure directe $\lambda = 1554nm$		Ecart relatif
7.715 mm	7.98 mm		<4%
12.49 mm	12.19 mm		<4%
15.16 mm	15.34 mm		<4%

TABLE 5.1 – Récapitulatif des valeurs obtenues par ajustement

Nous constatons par le biais de nos deux interféromètres indépendants utilisés en parallèle et des mesures faites simultanément, que la longueur de battement de la source bifréquence est bien conservée par le processus de somme de fréquences. Les deux battements mesurés étant identiques aux incertitudes de mesures près (un écart relatif minime inférieur à 4%), nous pouvons affirmer avoir démontré expérimentalement que les propriétés initiales de cohérence temporelle de la source bifréquence sont bien conservées après conversion de fréquence. Nous concluons de ces observations que la longueur de battement d'un doublet infrarouge est déductible de l'observation des franges d'interférence du signal converti à la sortie d'un interféromètre paramétrique.

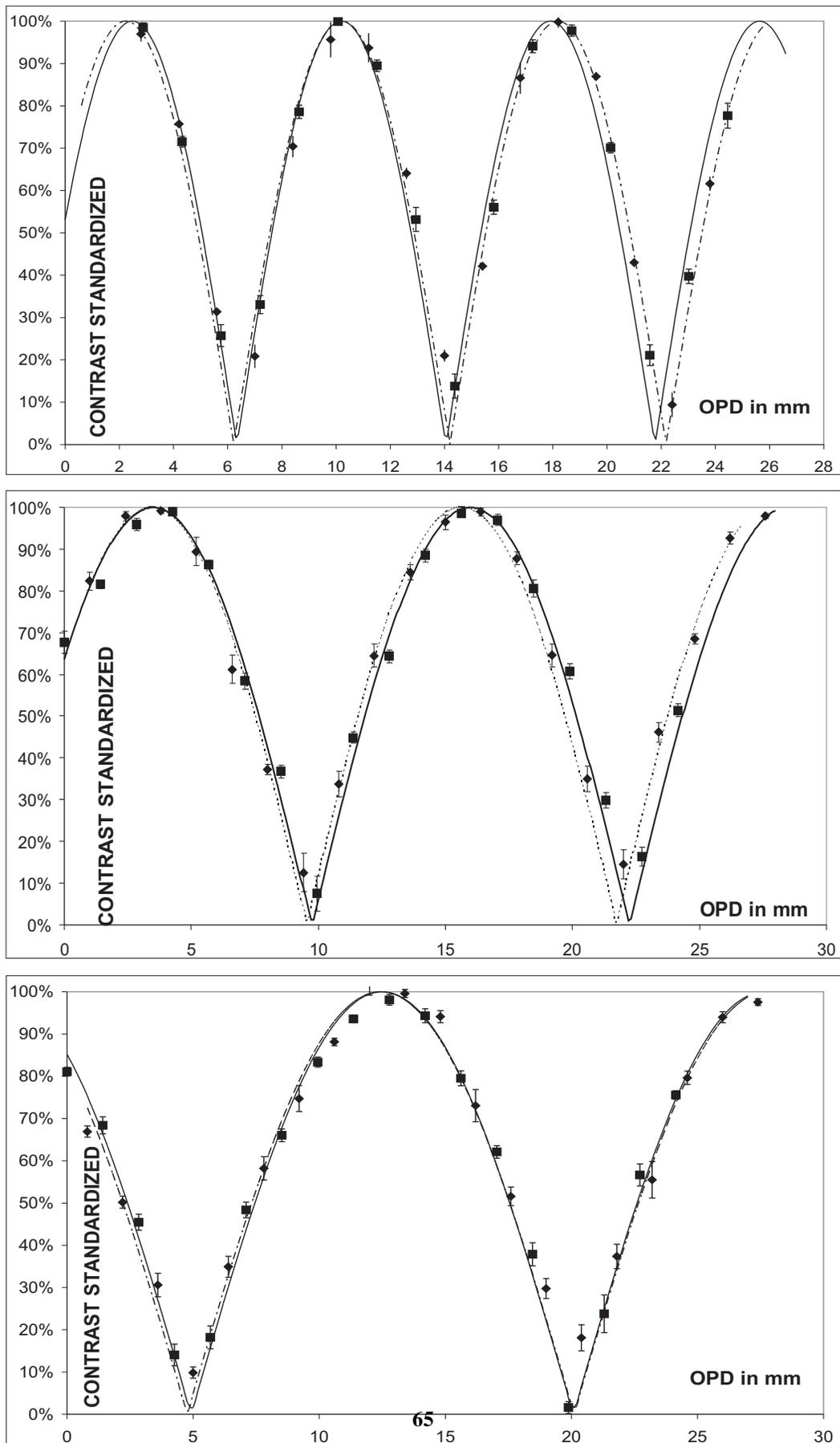


FIGURE 5.5 – Résultats expérimentaux : ( $\Delta$ ) mesure directe et ( $\cdots$ ) courbe théorique associée, ( $\square$ ) mesure par conversion paramétrique et ( $\dashv$ ) courbe théorique associée ; respectivement aux longueurs de battements 8, 12 et 15 mm

## 5.5 Conclusion, perspectives et applications

Par le biais de nos deux expériences, nous avons démontré expérimentalement le transfert de la modulation de phase différentielle et le transfert de la longueur de battement d'un doublet infrarouge par somme de fréquences. Nous avons observé expérimentalement que la conversion paramétrique par somme de fréquences conserve bien les informations du signal source en terme de longueur de battement et de distribution spectrale tant que cette largeur n'est pas supérieure à l'acceptance spectrale du matériau non-linéaire.

Le mélange interférométrique en régime temporel mettant en avant ces phénomènes a été obtenu de manière répétée. Ainsi, nous avons démontré par l'expérience le principe physique suivant : la conversion paramétrique par somme de fréquences conserve bien les propriétés temporelles du théorème de Wiener khintchine. Ce résultat a fait l'objet d'une publication dans "*Optics communication*".

Ce type d'interféromètre paramétrique peut avoir diverses applications, comme par exemple la spectroscopie par transformée de Fourier. Il est possible avec ce type d'instrument d'étudier des sources émettant dans l'infrarouge et de détecter le signal émis ensuite dans le visible. Une application immédiate de cet instrument sera de tester une conversion en puissance sur le site du télescope franco-canadien du CFHT, où se trouve un spectromètre (Espadon) très performant dans le visible.



FIGURE 5.6 – A gauche une photographie du télescope CFHT , à droite une photographie du spectromètre Espadon

## 5.6 Publication : First demonstration of a temporal coherence analysis through a parametric interferometer

### First demonstration of a temporal coherence analysis through a parametric interferometer

L.Del Rio,M.Ribiere,L.Delage,F.Reynaud

*Departement Photonique / XLIM - 123, UMR CNRS 6172 Av. Albert Thomas-  
87060 LIMOGES CEDEX*

---

#### Abstract

We analyse the temporal coherence of an optical infra-red radiation in the visible domain by using a Mach-Zehnder interferometer and a wavelength conversion stage in each arm. We exploit a sum frequency generation process in bulk PPLN crystal to convert the infrared radiation at  $1.55\mu\text{m}$  into  $0.63\mu\text{m}$  before the interferometric mixing. The applicability of the Wiener-Kintchine theorem through up-conversion processes is here demonstrated by direct comparisons among visible and infra-red measurements.

#### *Key words:*

Sum frequency generation, theorem of Wiener-Kintchine, temporal coherence, nonlinear optics, PPLN.

---

## **Troisième partie**

# **Démonstration expérimentale du transfert des propriétés de cohérence spatiale par somme de fréquences**



# Chapitre 6

## Introduction et contexte de l'étude

### 6.1 Introduction

Si nous sommes capables de conserver les propriétés temporelles d'une source par la transposition en fréquence [Del08], nous pouvons extrapoler de la même manière sur les propriétés spatiales d'une source. Dans la continuité de l'étude prospective, nous allons traiter le problème du transfert des propriétés de cohérence spatiale lors du processus de conversion.

Cette deuxième phase de notre étude porte donc sur la réalisation d'un interféromètre paramétrique à division de front d'onde. Elle vise à démontrer les transferts des propriétés de cohérence spatiale du théorème de Zernike et Van Cittert par somme de fréquences. Pour ce faire nous allons mettre en place un interféromètre de type Young avec deux bancs de conversion paramétrique sur chaque bras et en parallèle nous aurons un interféromètre "direct" pour la longueur d'émission infrarouge de la source. Cet interféromètre "direct" sera notre référence afin de comparer les mesures entre les deux interféromètres.

Le développement d'un interféromètre paramétrique peut intéresser les astronomes observant le rayonnement infrarouge pour aider à la compréhension de certains phénomènes astrophysiques comme par exemple la détection de planètes extrasolaires pouvant abriter de la vie terrestre (à température ambiante sur Terre la température est à environ de 300 K, le maximum d'émission en longueur d'onde correspondant est à  $10 \mu m$ , l'infrarouge thermique). L'observation du rayonnement infrarouge émis par les planètes du système solaire, nous a beaucoup appris sur la composition atmosphérique. Ce type d'observation a également permis d'obtenir des informations sur la température des étoiles et la répartition de l'énergie thermique dans les nuages de poussières galactiques et intergalactiques.

L'intérêt de ce type d'instrument, à long terme, sera d'étudier des sources émettant dans l'infrarouge moyen ou lointain qui après la conversion par somme de fréquences se rapproche, du domaine du proche infrarouge ou du visible. La conversion de la lumière dans le visible ou proche infrarouge permettrait l'utilisation de détecteurs optiques ayant une meilleure sensibilité spectrale. Ils seront plus performants que les détecteurs dans le moyen et le lointain infrarouge actuels en régime de comptage de photons et en terme de rendement et de sensibilité.

### 6.2 Interférométrie stellaire et l'héritage du laboratoire

#### 6.2.1 Interférométrie stellaire

L'intérêt de l'interférométrie stellaire [Len96] par synthèse d'ouverture dans le domaine de l'astronomie est d'augmenter la résolution angulaire des instruments optiques en utilisant un réseau de télescopes séparés de plusieurs dizaines voir plusieurs centaines de mètres. Les techniques d'imagerie sont alors basées sur des méthodes de corrélation des champs optiques collectés par les différents télescopes. Par exemple un interféromètre à deux télescopes mesure une amplitude de modulation d'un interférogramme, c'est à dire le contraste des franges d'interférence donné par :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

où  $I_{max}$  et  $I_{min}$  représentent respectivement le maximum et le minimum d'intensité des franges d'interférences. Ce contraste est lié au degré complexe de cohérence de l'objet noté  $\tilde{V}$  à la fréquence spatiale  $\frac{\mathbf{a}}{\lambda}$ ,  $\mathbf{a}$  correspond à la distance entre les deux télescopes.

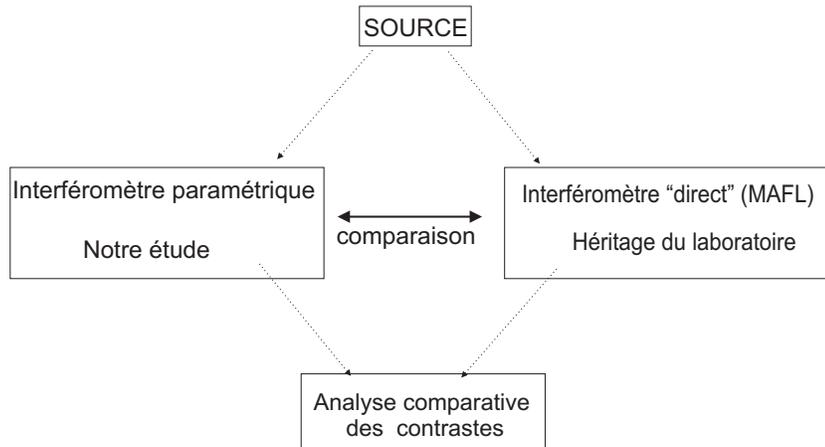
Le théorème de Zernike et Van Cittert relie la visibilité  $\tilde{V}$  à la distribution angulaire d'intensité de la source à la fréquence spatiale  $\frac{\mathbf{a}}{\lambda}$ .

$$\tilde{V} = \left| \frac{TF(O(\frac{\mathbf{a}}{\lambda}))}{TF(O(0))} \right| e^{j\phi} = C \cdot e^{j\phi} \quad (6.1)$$

La phase  $\phi$  se décompose en trois termes : la phase propre à l'objet  $\phi_0$ , la phase liée à la différence de marche dans l'interféromètre  $\phi_{DDM}$  et la phase aléatoire due à l'atmosphère pour un réseau basé sur terre. Il est possible de retrouver une partie de l'information relative à la phase en utilisant un minimum de trois télescopes : cette technique est appelée clôture de phase.

Dans le cadre de mon étude préliminaire, je me contente de mesurer le contraste des franges avec un réseau de deux télescopes séparés d'une distance multiple de  $\mathbf{a} = 16 \text{ mm}$  avec un échantillonnage périodique sur une direction parallèle à l'objet étudié allant d'une fréquence spatiale de  $\frac{\mathbf{a}}{\lambda}$  à  $7\frac{\mathbf{a}}{\lambda}$  [Del98] tout en contrôlant les problèmes techniques dus à la polarisation, les effets de diagramme d'antenne, la conversion paramétrique, etc ... qui diminuent le contraste des franges d'interférences (voir aussi § :2.2.2) .

## 6.2.2 Héritage du laboratoire



L'objectif poursuivi par l'équipe de François Reynaud et Laurent Delage lors de ces dernières années a été d'étudier un grand nombre de fonctions instrumentales dans un contexte d'optique cohérente en développant des dispositifs utilisant principalement des fibres optiques en silice par exemple les lignes à retards fibrées [Hus01, Sim99a]. Ces dispositifs seront utilisés dans différents bancs expérimentaux mis en place dans le laboratoire dédié à l'interférométrie fibrée pour l'astronomie. C'est le cas par exemple du projet OAST2 [Del98, Lon02b]. Il s'agit d'un banc test d'imagerie haute résolution utilisant des fibres optiques pour le transport cohérent de la lumière entre le réseau de télescopes et la station de mélange. Le but était de démontrer la faisabilité d'un projet spatial tel que l'interféromètre stellaire fibré par synthèse d'ouverture comprenant un réseaux de trois télescopes élémentaires couplés à des fibres optiques en silice unimodales susceptible d'être opérationnel dans une situation réaliste (fig :6.1).

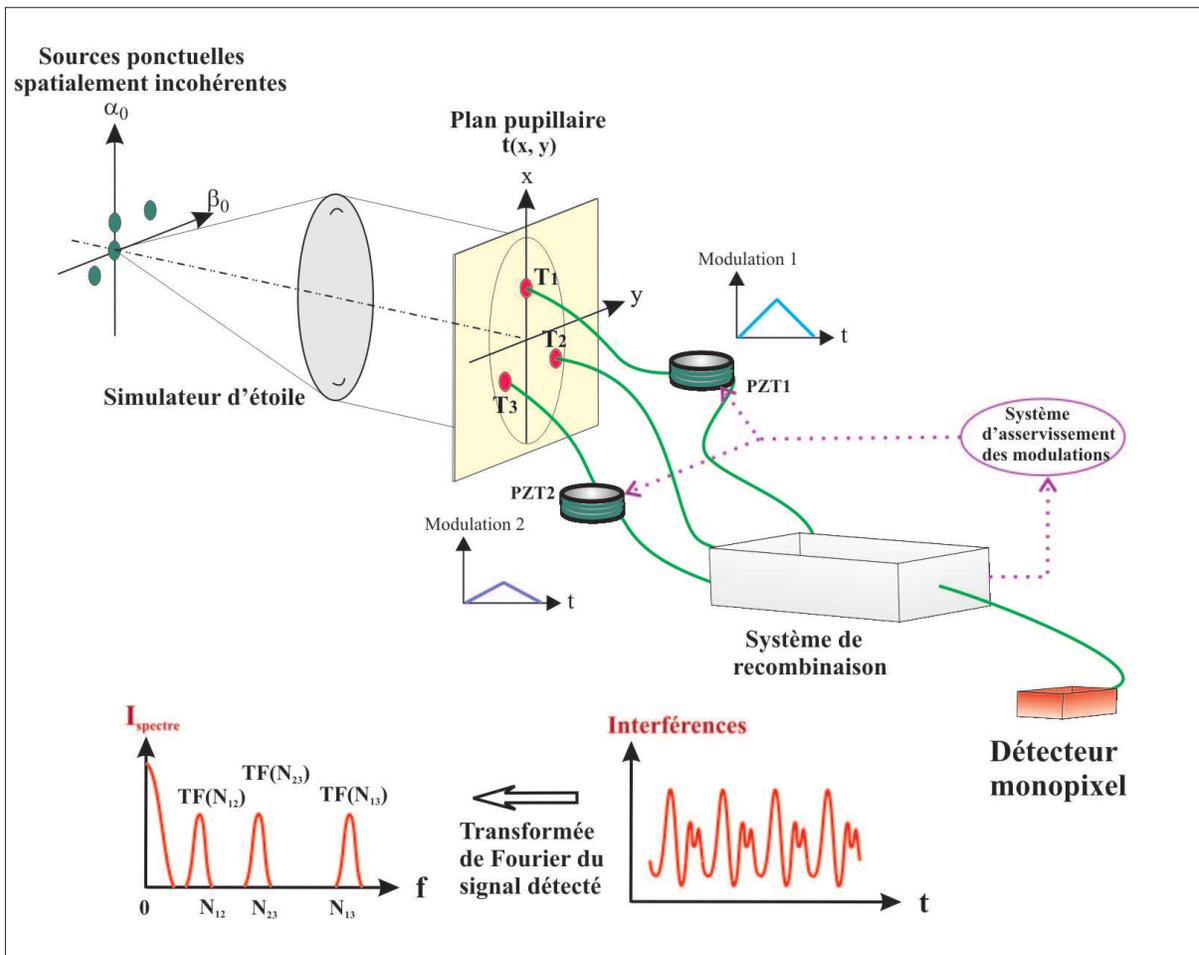


FIGURE 6.1 – Dispositif expérimental du projet OAST2 : des modulations linéaires de chemins optiques de pentes différentes sur deux des trois voies de l'interféromètre permettent un affichage temporel des franges d'interférences. Chaque fréquence temporelle du signal peut être associée à une fréquence spatiale particulière échantillonnée par un couple de télescopes

A la suite de cette étude, l'équipe du laboratoire associée à l'IMEP et Alcatel Alenia Space a développé un autre banc d'imagerie afin de tester un module central (fig : 6.2) qui remplira les fonctions d'un système de recombinaison. Le projet MAFL [Oli07a, Oli05] concerne donc la définition et le développement d'un module central regroupant sur un seul et même composant d'optique intégré, une station de recombinaison des champs infrarouges à  $1.55 \mu\text{m}$  provenant d'un interféromètre à trois voies pour obtenir des franges d'interférences issues de chaque paire de télescopes élémentaires sur un total de trois télescopes ; afin d'en déduire les visibilités complexes (contraste des franges et clôture de phase) pour chaque paire de télescopes, ainsi que la mesure photométrique de chaque niveau de flux se propageant sur chacun des trois bras de l'interféromètre dans le but d'effectuer la correction photométrique en temps réel.

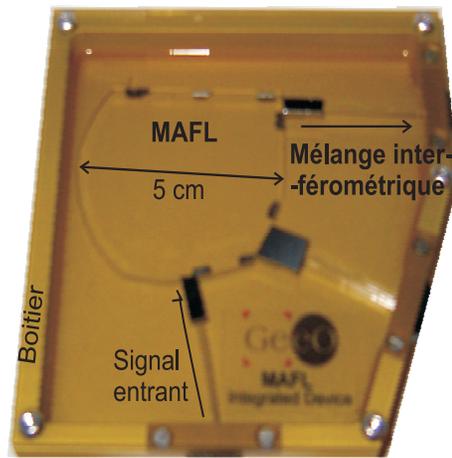


FIGURE 6.2 – Photographie du composant d'optique intégrée MAFL

Le laboratoire a validé ces différents prototypes de bancs interférométriques fibrés utilisés avant la réalisation de l'interféromètre paramétrique. Le composant MAFL sera notre station de mélange interférométrique de référence dans l'infrarouge. Le réseau de télescopes ainsi que les translations micrométriques, pilotées par ordinateur, des fibres optiques collectant le flux du réseau mis en place lors du projet OAST2 permettront l'optimisation de la lumière injectée ainsi que la diminution des effets produits par le diagramme d'antenne. Nous utiliserons d'autres composants fibrés développés au sein du laboratoire tels que les lignes à retard fibrées et les modulateurs de chemin optiques ainsi que les composants issus des télécoms tels que les coupleurs et les multiplexeurs .

Banc test d'imagerie haute résolution	Interféromètre fibré, station de mélange : optique volumique	OAST2
	Interféromètre fibré, station de mélange : optique intégré	MAFL
Fonctions recherchées	Technologie utilisée	Projet
Contrôle de la polarisation dans les fibres optiques	Injection de la polarisation rectiligne sur un seul axe neutre de la fibre optique	OAST2
		ISTROG OHANA MAFL
Variation temporelle et linéaire du chemin optique	Fibre optique enroulée autour d'une céramique PZT, système non asservi	ISTROG
	Fibre optique enroulée autour d'une céramique PZT, système asservi	OAST2 MAFL
Génération des franges de métrologie	Optique volumique	OAST1 OAST2
	Optique intégrée	MAFL
Transposition par somme de fréquences	Banc de conversion	I.P

TABLE 6.1 – Récapitulatif des technologies utilisées dans le laboratoire

### 6.2.3 Le banc de conversion paramétrique

*Cette partie a été réalisée avec la collaboration de Sophie Brustlein post doctorante*

Mon apport dans cette seconde partie réside dans le test puis l'intégration d'un grand nombre des composants et fonctions utilisés dans le laboratoire (tab : 6.1) pour monter deux interféromètres en parallèle, l'interféromètre "direct" travaillant dans le proche infrarouge alors que sur l'autre interféromètre on rajoute un module supplémentaire qui est le banc de conversion paramétrique (fig : 6.8) sur chacun des deux bras. Par rapport à la première

étude citée dans la partie précédente, l'objectif est d'améliorer le faible rendement de conversion lors du processus dû au faible niveau du signal provenant de la "source" disponible sur chaque voie de l'interféromètre. Nous avons travaillé dans cette optique avec l'équipe des professeurs H. Hermann et W. Sohler de l'université de Paderborn. Cette équipe spécialisée dans l'optoélectronique et les cristaux photoniques (notamment le niobate de lithium), nous a conçu un PPLN guide d'ondes avec la particularité que les ondes à 1.55, 1.06 et 0.63  $\mu\text{m}$  gardent un profil spatial unimodal. La nouveauté de ce banc de conversion est donc le cristal PPLN ; il présente un grand intérêt pour ce type d'expériences à bas flux. Puisque l'interaction des deux ondes "source", "pompe" se fait sur une plus grande longueur, le rendement de conversion en puissance sera plus grand que celui du cristal massif utilisé dans la partie précédente.

Le guide PPLN se présente de la forme suivante voir figure la 6.3

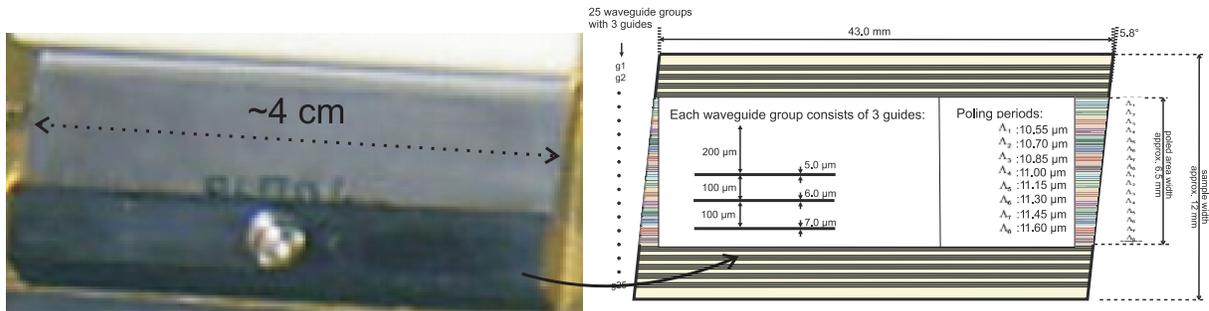


FIGURE 6.3 – Exemple de guide PPLN fourni par l'université de Paderborn (Allemagne) : le cristal se compose de huit pas de réseaux différents allant de 10.55 à 11.60  $\mu\text{m}$  par pas de 0.15  $\mu\text{m}$  ; le pas du réseau étant la longueur d'inversion de la susceptibilité diélectrique. Sur chaque pas nous avons le choix de trois guides d'ondes de diamètres différents 5, 6, 7  $\mu\text{m}$

La figure 6.4 explique le fonctionnement du guide PPLN : le graphique 1 fourni par Paderborn, nous indique que pour une température et un diamètre de guide donnés, en fonction du pas de réseau et de la longueur d'onde source favorisant le QAP, il est possible de rencontrer plusieurs cas de figure. Ces cas de figure correspondent au profil spatial de l'onde convertie en sortie du cristal.

Pour obtenir une onde convertie monomode on doit se situer sur les points formant la droite a. Prenons l'exemple des points selon l'axe des ordonnées correspondants au pas de réseau égal à 11  $\mu\text{m}$ . Les quatre points sur cet axe nous donnent le profil spatial de l'onde convertie. Une vérification expérimentale est donnée avec le graphique 2 de la La figure 6.4 qui correspond à la caractérisation de l'échantillon PPLN Pb682z de l'onde convertie en fonction de la longueur d'onde source pour un pas de réseau (différent mais c'est à titre d'exemple) et un diamètre de guide constant puis une température différente afin de décaler la droite a et la faire correspondre au profil monomode pour un pas de réseau à 10.70  $\mu\text{m}$ .

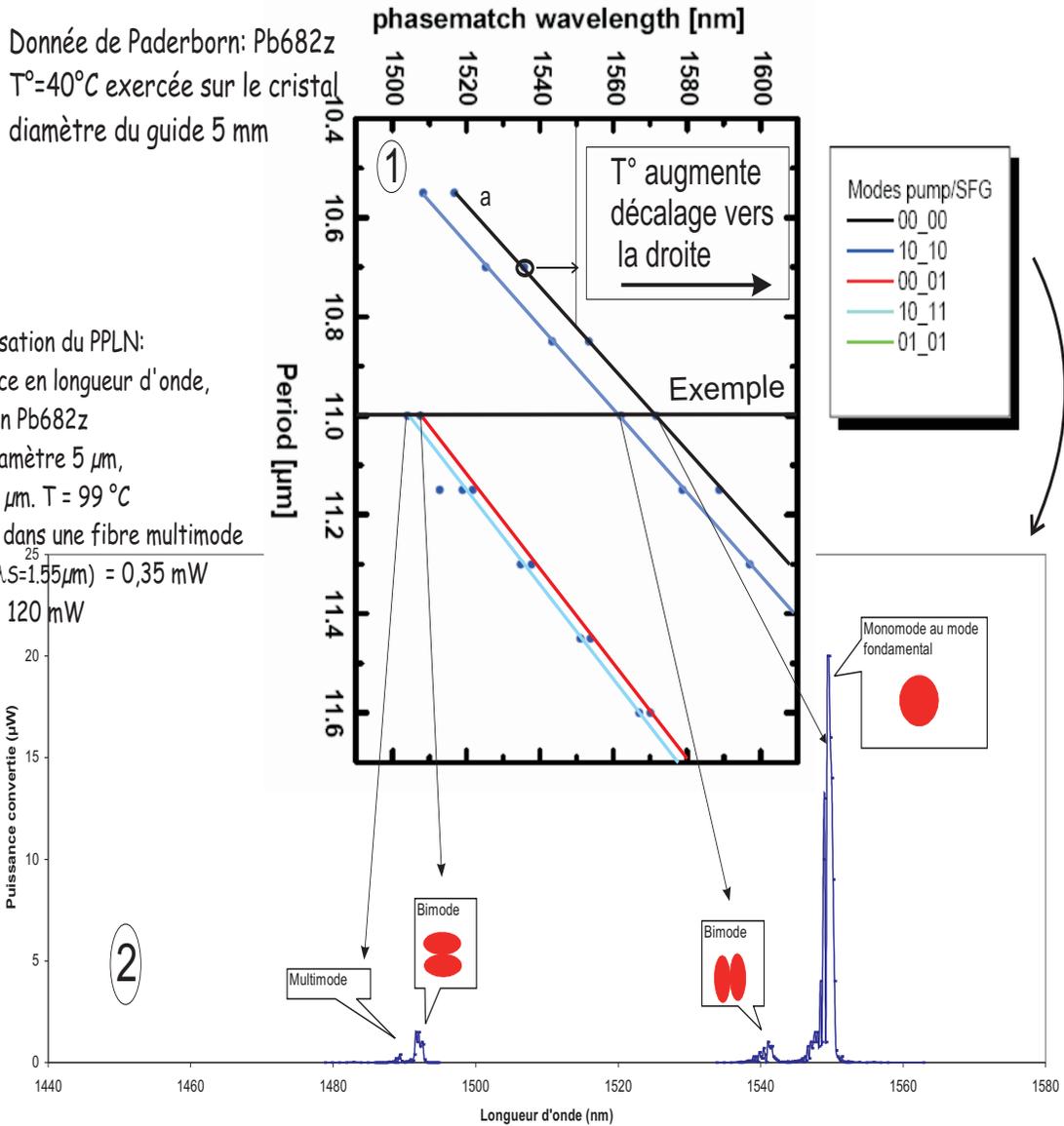


FIGURE 6.4 – Mode d'emploi du guide PPLN (échantillon : Pb 682z) : l'abscisse correspond au pas du réseau du PPLN pour un diamètre du guide d'onde de  $5 \mu\text{m}$ , l'ordonnée correspond à la longueur d'onde de la source pour réaliser les conditions de QAP. La figure 2 montre une mesure de l'acceptance spectrale ainsi que le profil spatial de l'onde convertie à une température différente.

Le principe du processus de conversion consiste à mélanger le signal infrarouge à convertir avec une onde optique pompe de forte puissance dans un composant d'optique non linéaire afin de générer une onde convertie de longueur d'onde plus petite. Le transfert d'énergie entre le signal pompe et le signal à convertir se fait par accord de phase sur des bandes spectrales relativement étroites (acceptance spectrale) et dépend de la température du composant non linéaire utilisé (cristal ou guide PPLN). Un four d'une précision d'un dixième de degré Celsius permet de contrôler la température. Celle-ci permet de sélectionner la bande d'acceptance spectrale adéquate pour les longueurs d'ondes mises en jeu en fonction de la taille des guides d'ondes et du pas de réseau.

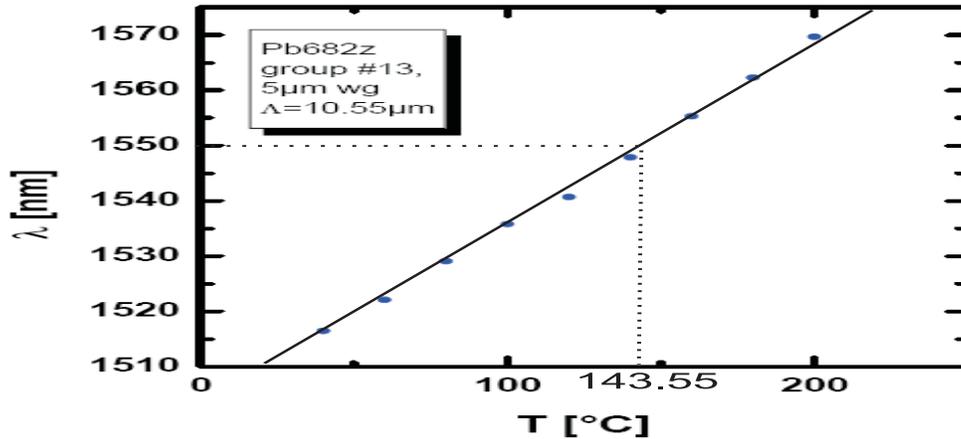


FIGURE 6.5 – Mode d'emploi du guide PPLN pour déterminer la température de travail à  $1.55\mu\text{m}$  : l'axe des ordonnées représente la longueur d'onde pour laquelle est réalisée le QAP en fonction de la température exercée sur le cristal, pour un pas de réseau  $\Lambda = 10.55\mu\text{m}$  et un diamètre de guide  $5\mu\text{m}$ .

La figure 6.6 montre un exemple de mesure de l'acceptance spectrale du PPLN (Pb704z) pour un guide d'onde de diamètre  $6\mu\text{m}$  (le diamètre de guide  $5\mu\text{m}$  était détérioré) et un pas de réseau  $\Lambda = 10.55\mu\text{m}$ .

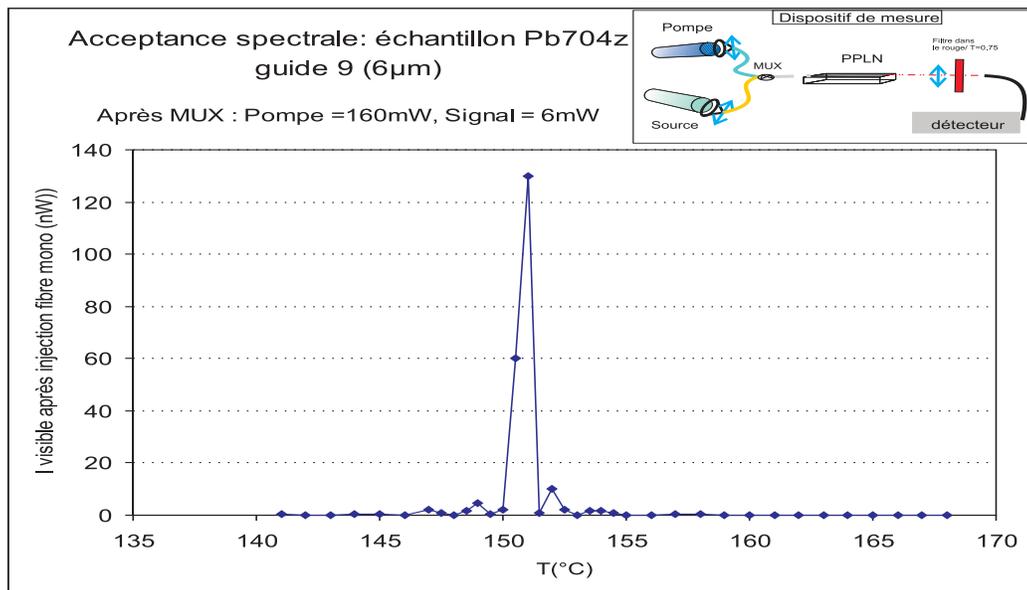


FIGURE 6.6 – Acceptance spectrale du PPLN échantillon Pb704z : exemple pour un guide d'onde de diamètre  $6\mu\text{m}$  et un pas de réseau  $\Lambda = 10.55\mu\text{m}$ , la pompe et "la source" sont directement connectées sur le multiplexeur. On doit travailler à une température de  $150^\circ\text{C}$  pour obtenir un bon rendement de conversion à  $1.55\mu\text{m}$ .

Les deux échantillons ont dû être à nouveau caractérisés en fonction de la température, du pas du réseau ainsi que du diamètre du guide d'onde. Cela est dû surtout à des erreurs de manipulation lors des tests que nous avons réalisés (détérioration de certains guides d'ondes), et aussi à des problèmes rencontrés lors de la conception du PPLN, je veux parler des zones scratchées. Lors de la nouvelle caractérisation, nous avons trouvé parfois des paramètres expérimentaux différents des antérieurs, mais le rendement de conversion et le profil de l'onde entraînent dans le cahier des charges, nous avons alors décidé de laisser les bancs tels quels sans approfondir.

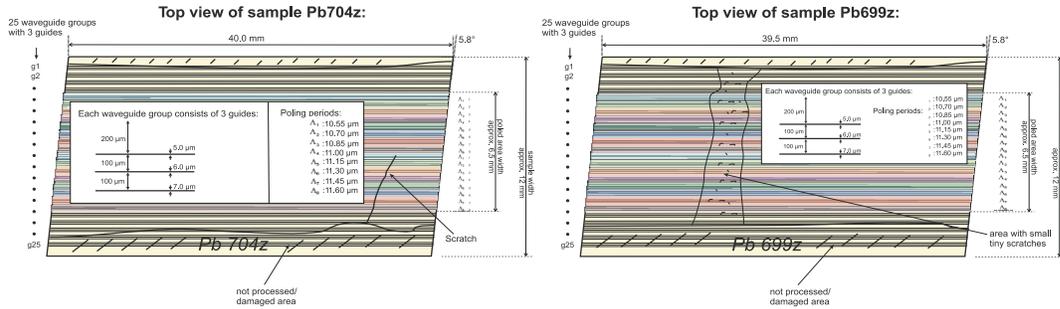


FIGURE 6.7 – Schéma des échantillons Pb704z et Pb699z que l'on va utiliser pour l'expérience ; on peut remarquer sur le schéma fourni par Paderborn des zones scratchées ; vérifiées expérimentalement

**Présentation du banc** Le banc de conversion paramétrique (fig : 6.8) se compose d'un pigtail poli en AC/PC et déposé sur un support mécanique qui pilote le pigtail sur les 3 axes de l'espace. Un microscope placé au-dessus du pigtail et du cristal nous permet de positionner celui-ci pour injecter le flux sur le guide d'onde PPLN de notre choix . Le guide PPLN a une longueur de 40 mm (voir fig : 6.3). L'ensemble formé par le cristal et le four fait un angle de 2.8 degrés avec le pigtail pour que les deux faces (pigtail, PPLN) soient parallèles, et ainsi optimiser au mieux l'injection dans le guide d'onde PPLN (qui dans ce cas sera normal à la surface du cristal car le cristal est un parallélogramme dont l'angle de base fait 5.2 degrés). Ces précautions évitent les effets de cavité provoqués par l'aller-retour des signaux infrarouges. Le signal converti est ensuite collimaté par une lentille et filtré par un filtre transparent à 75 % à 630nm afin d'éviter l'injection des signaux infrarouges et le doublage de fréquence de la pompe dans la fibre monomode visible.

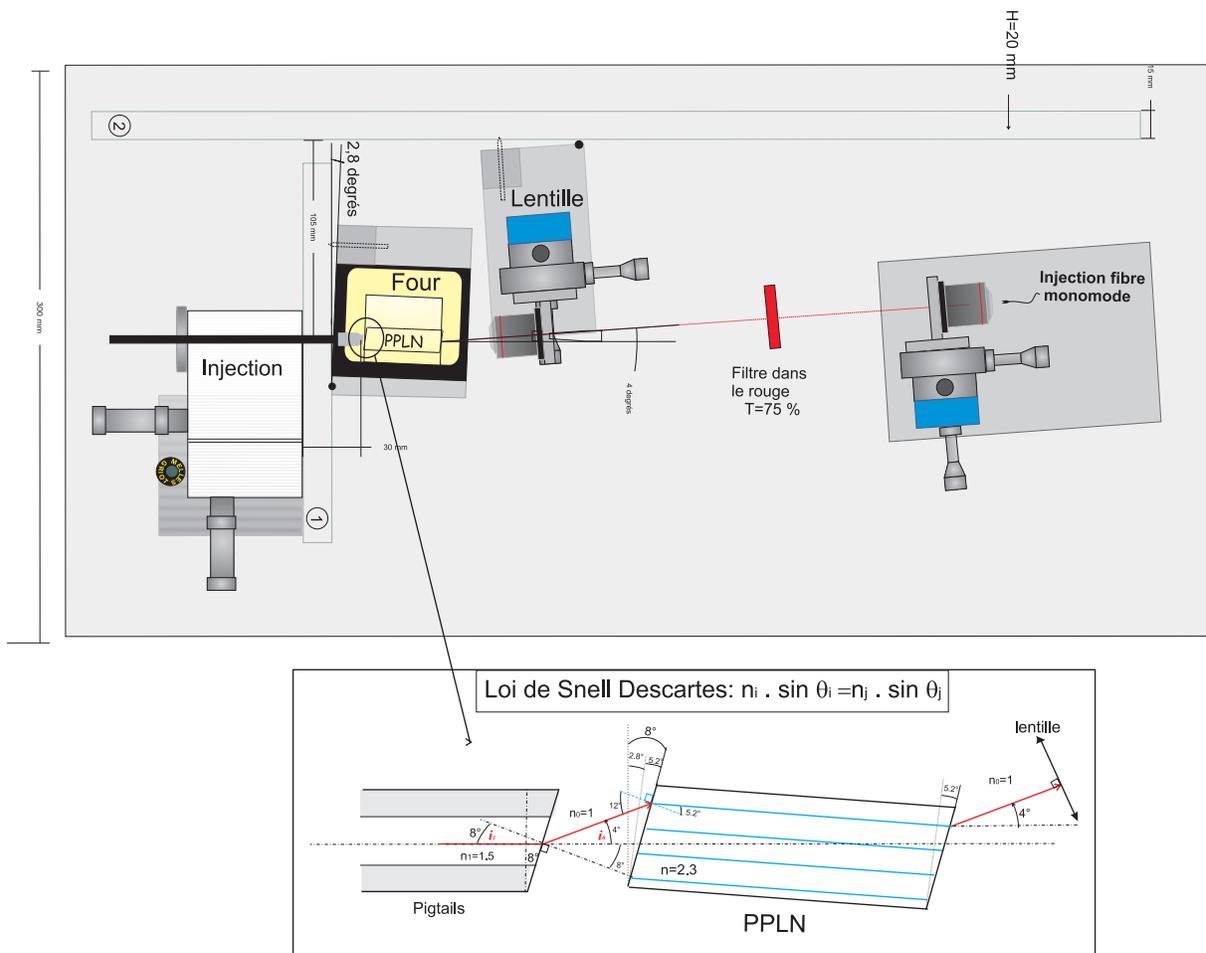


FIGURE 6.8 – Schéma du banc de conversion

**Les soucis à éviter sur ce nouveau banc de conversion afin d'optimiser le rendement sont :**

- L'injection entre le pigtail et le PPLN, doit être soignée pour éviter les aller-retours dans le guide d'onde. Un calcul très simple basé sur les lois de Snell Descartes (fig : 6.8) nous a permis de monter le banc de sorte à ce qu'il y ait le minimum de perte d'injection entre le pigtail (poli à huit degrés) et le cristal guide PPLN (ayant un angle 5.2 degrés).
- Le test des différents guides d'ondes en fonction des divers paramètres expérimentaux tels que :
  1. la température, pour favoriser les conditions d'accord de phase à  $1.55\mu m$ , elle permet de sélectionner la bande d'acceptance spectrale adéquate pour les longueurs d'ondes mises en jeu en fonction de la taille des guides d'ondes.
  2. Le choix du guide d'onde PPLN (le pas du réseau ainsi que le diamètre du guide) afin d'optimiser au mieux le rendement de conversion paramétrique et s'assurer du profil unimodal de l'onde convertie à la sortie du cristal.
  3. La puissance de la pompe.
- Le contrôle de la polarisation le long du banc. Il faut que l'orientation des polarisations "pompe, source" soient alignées selon l'axe z du cristal (fig : 1.5) pour avoir le coefficient de conversion le plus élevé du PPLN.
- Le filtrage des signaux IR de la pompe, de la source et le doublage en fréquence de la "pompe" puis bien injecter le signal converti dans la fibre unimodale.

**Mesure du rendement de conversion** Le choix du guide d'onde répond donc à deux nécessités, la première est le profil spatial de l'onde convertie qui dépend de la température, il doit être monomode pour notre application interférométrique. La seconde est le rendement de la conversion paramétrique puisque nous allons travailler à faible flux. Le cristal non linéaire est placé sur un four. Le cristal est recouvert par une plaque de laiton diffusant la chaleur uniformément améliorant l'homogénéité de la température et sa stabilité dans le temps. Ces précautions nous permettent de travailler dans la plage de température adéquate pour favoriser le processus de quasi accord de phase. La "pompe" et la "source" sont directement connectées à un multiplexeur fibré permettant le mélange "source, pompe". Ce mélange est ensuite injecté au pigtail nécessaire à l'injection dans le PPLN.

Le rendement en terme de puissance (eq :1.29) est défini par :  $\eta = \frac{P_{conv \text{ avec la correction du filtre}} \cdot 100}{P_{source \text{ aprs le MUX}}}$

P de la source à 1538.2 nm après le MUX 130 $\mu W$			
$T = 95^\circ$ pour un pas de réseau 10.70 $\mu m$ , diamètre 6 $\mu m$ , filtre T=0.75			
P pompe (mW) après le MUX	P converti injecté ( $\mu W$ )	P conv avec la correction du filtre	rendement $\eta$ en %
60	0.32	0.56	0.43
70	0.45	0.79	0.61
80	0.54	0.95	0.73
90	0.61	1.07	0.82
100	0.65	1.14	0.88
110	0.70	1.23	0.98
120	0.82	1.44	1.10

TABLE 6.2 – Caractérisation du rendement du PPLN pb704z

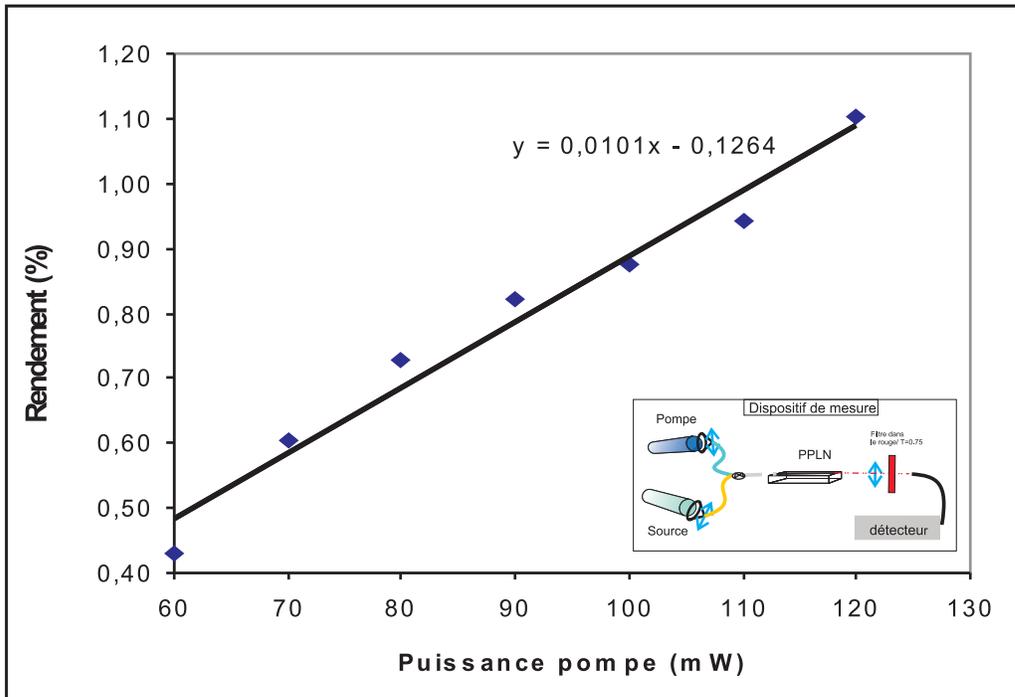


FIGURE 6.9 – Rendement de conversion du PPLN noté pb704z, il est à noter que le rendement du PPLN pb682z est à peu près identique

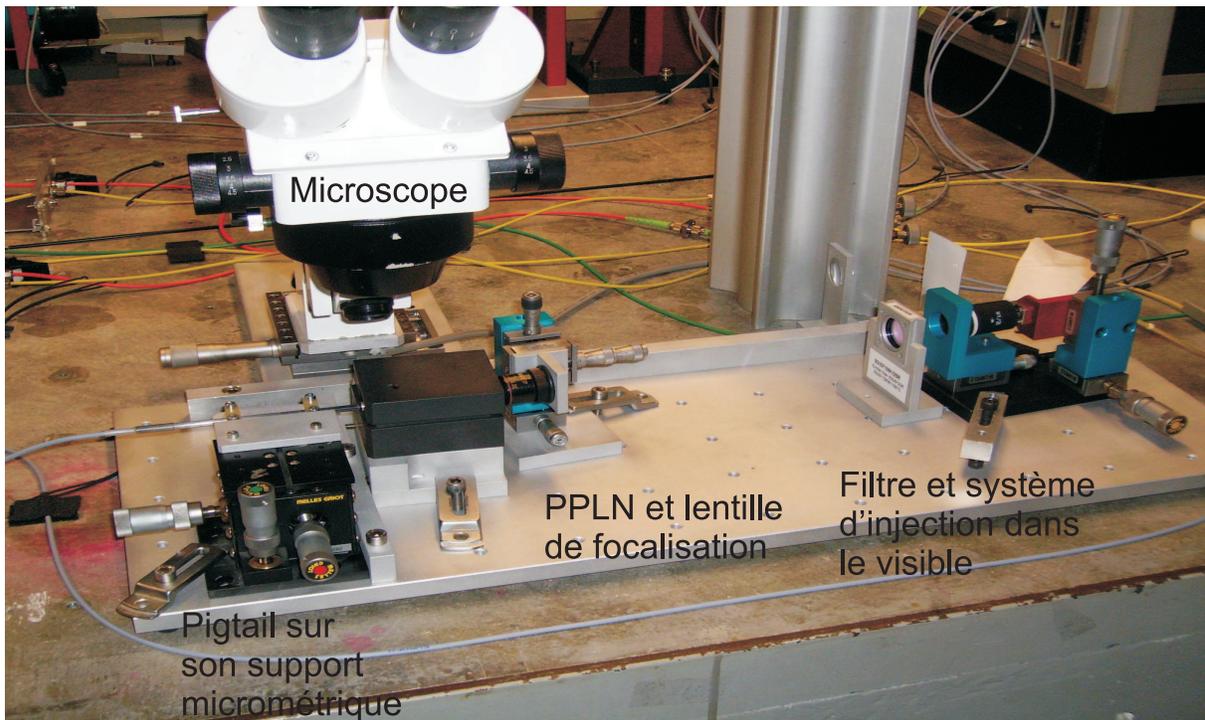
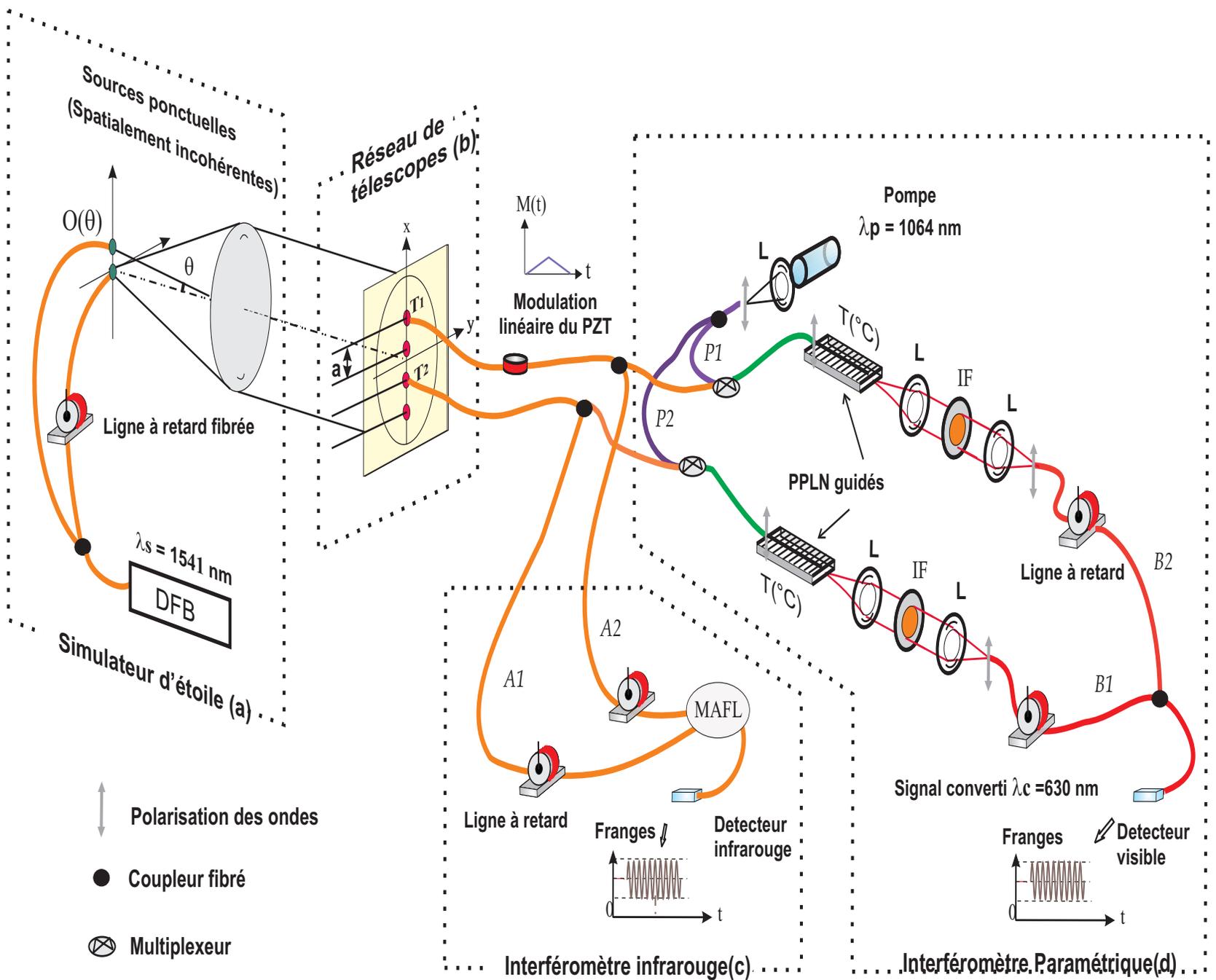


FIGURE 6.10 – Photographie du banc de conversion utilisé pour l'expérience du § :7.3

### 6.3 Principe de l'expérience et présentation des différents composants

**Principe de l'expérience** Un simulateur d'étoile composé de deux sources ponctuelles avec des amplitudes différentes (appelé aussi binaire), polarisés rectilignement, spatialement incohérentes et de même longueur d'onde centrée autour de 1550nm. Il éclairera un réseau linéaire composé de deux télescopes (voir l'illustration 6.11). A la sortie des deux télescopes, le flux transporté par les fibres optiques sera partagé par un coupleur 10/90 afin d'alimenter simultanément les deux interféromètres respectivement "direct" et paramétrique montés en parallèle. Sur chaque voie de l'interféromètre paramétrique un banc de conversion en fréquence est intégré (fig : 6.10). Les cristaux jusqu' alors utilisés sont remplacés par des PPLN guidés spatialement unimodaux aux trois gammes de longueurs d'onde mises en jeu source, pompe et signal converti. Ces nouveaux composants améliorent le recouvrement des champs sur une longueur importante et de ce fait augmentent significativement le rendement de conversion. De manière analogue à l'étude sur la cohérence temporelle, il sera possible d'observer une modulation du contraste des franges d'interférences en fonction de la fréquence spatiale analysée par le couple de télescopes utilisé. Bien que l'observation du phénomène se fasse dans le domaine spectral visible, la fréquence spatiale analysée dépendra uniquement de la longueur d'onde du simulateur d'étoile. En parallèle à l'interféromètre paramétrique, nous utiliserons l'interféromètre direct MAFL dont la longueur d'onde de travail est centrée autour de 1550 nm. Nous pourrons ainsi comparer les mesures de contraste des franges d'interférences pour une même fréquence spatiale échantillonnée observées directement avec celles obtenues après conversion en fréquence.

FIGURE 6.11 – Représentation de l'expérience



### Le simulateur d'étoile : une binaire

Nous voulons utiliser une source binaire avec la même longueur d'onde pour relâcher les contraintes sur la cohérence temporelle. De là naît la difficulté d'avoir deux sources spatialement incohérentes avec la même longueur d'onde. La source que nous avons utilisée est un simulateur artificiel d'étoile binaire composé de deux fibres optiques juxtaposées (Vgroove) dont les cœurs sont séparés de  $127\mu\text{m}$ . Le Vgroove est disposé sur un support mécanique qui nous permet de faire pivoter l'ensemble. De plus, pour contrôler la polarisation de la "source" une lame  $\frac{\lambda}{2}$  et un cube polariseur sont juxtaposés en sortie Vgroove. Le simulateur possède une seule source laser DFB qui alimente les deux entrées du Vgroove. Elle émet à une longueur d'onde de  $1.54\mu\text{m}$ , elle est monochromatique et polarisée rectilignement. Un switch optique permet de couper l'alimentation sur une des deux voies. Cela nous permet de mesurer la photométrie sur les deux voies du Vgroove, en mesurant tout d'abord la voie alimentée lorsque le switch coupe l'autre voie et ensuite lorsque les deux voies du Vgroove sont alimentées. En faisant la différence de l'une par rapport à l'autre, nous en déduisons la photométrie de la seconde voie. On notera  $\mu$  le rapport de flux entre les deux sources composant la binaire. Soit  $I_1$  l'intensité de la première source supérieure à  $I_2$  l'intensité de la seconde source,  $\mu$  est définie par  $\mu = \frac{I_2}{I_1}$ .

**Décorrélacion de la source DFB** La difficulté pour décorrélacion l'objet alimenté par une seule source DFB, provient du fait que la source DFB a une très grande longueur de cohérence. Pour être sûrs de travailler avec une source DFB totalement décorrélacion, nous avons tout d'abord monté un interféromètre Mach Zehnder, la source DFB était connectée à un coupleur une voie vers deux. Sur l'une des sorties du coupleur on a mis une bobine fibrée d'une longueur de 480 m qui alimentait une des deux voies de l'interféromètre.

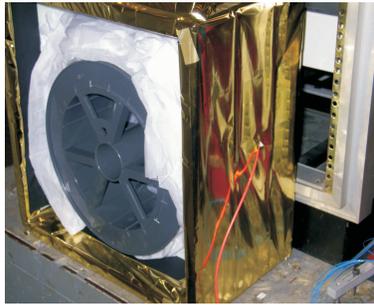


FIGURE 6.12 – La bobine fibrée est protégée par du papier isolant pour éviter l'effet parasite de la lumière extérieure et acoustique

Le résultat est qu'il y avait encore des effets d'interférences.

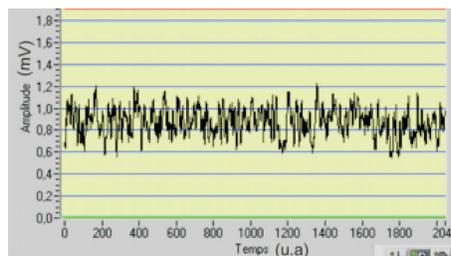


FIGURE 6.13 – Le signal observé à la sortie de l'interféromètre Mach Zehnder

Alors nous avons décidé de moduler la source DFB avec un générateur basse fréquence afin d'élargir son spectre d'émission (fig : 6.14) et donc diminuer la longueur de cohérence.

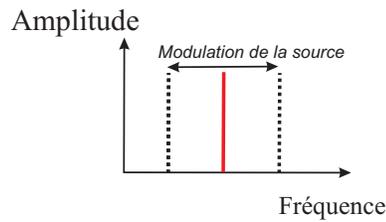


FIGURE 6.14 – Elargissement spectral de la source, si  $\Delta\nu \nearrow$  alors  $L_c \searrow$  puisque  $L_c = \frac{c}{\Delta\nu}$

Il est indispensable de quantifier l'effet de la décorrélation entre la source et la plage de travail sur lequel effectuer nos mesures. Il faut trouver un compromis, entre un intervalle de travail assez souple pour pouvoir mener notre expérience tranquillement et dans le même temps avoir un effet négligeable de la cohérence temporelle. Le critère arbitraire est une variation de contraste inférieure à 5%. Nous avons mesuré sur l'interféromètre Mach Zehnder, l'incohérence de la source DFB dédoublée; en comparant les champs lorsqu'ils se propageaient dans l'air sans la bobine par rapport à la configuration des champs et lorsqu'ils se propageaient dans l'air avec la bobine fibrée de 480 m de longueur sur une des deux voies de l'interféromètre, et modulant la source DFB pour respecter notre critère de variation des effets dus à la cohérence temporelle et définissant une borne supérieure à ne pas dépasser (inférieure à 5%). Nous avons pu choisir la fréquence de modulation de l'alimentation de la source DFB.

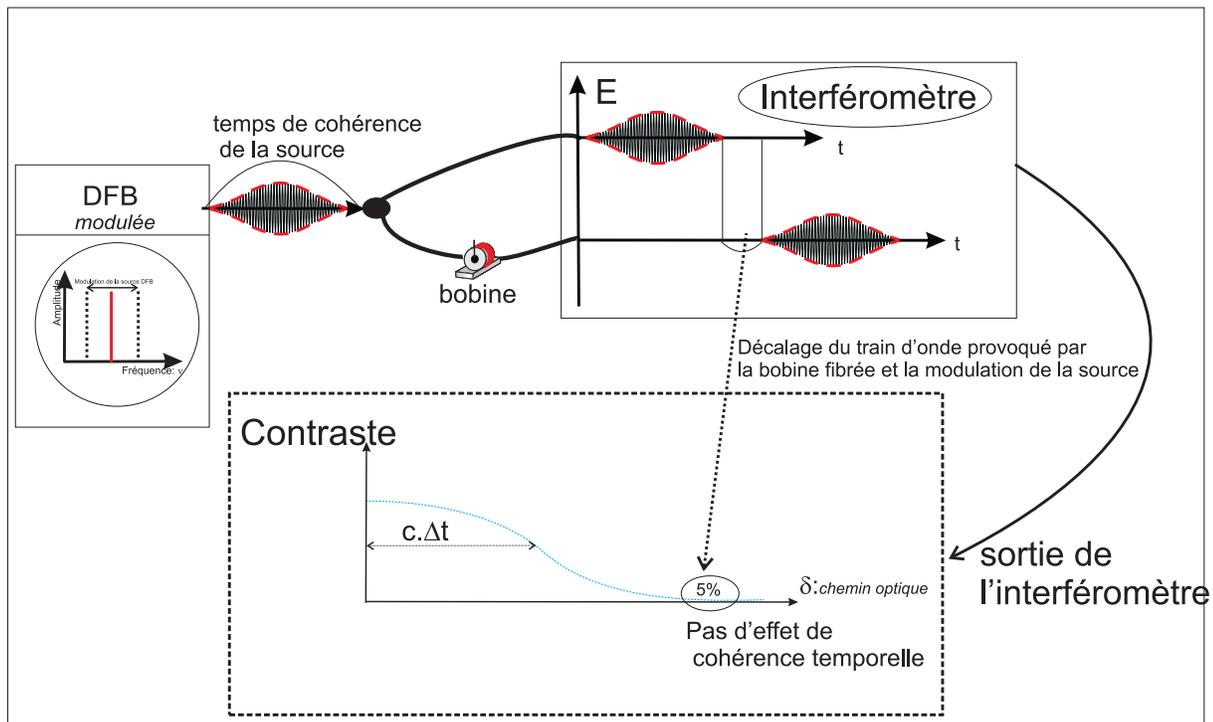


FIGURE 6.15 – Principe de décorrélation de la source DFB : la bobine ainsi que la modulation de la source crée un décalage des paquets d'ondes qui ne se superposent pas en sortie de l'interféromètre Mach Zehnder

Cette fois-ci nous avons bien réussi à décorrélérer la source DFB, en appliquant sur la source DFB une modulation à 20kHz pour une tension de crête de 1V.

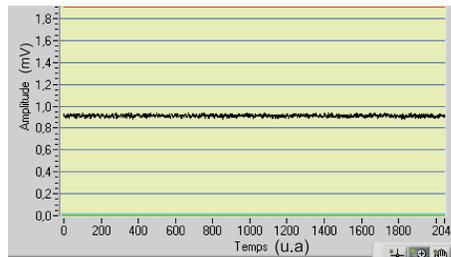


FIGURE 6.16 – Décorrélation du signal source alimentant le V-groove à la sortie de l'interféromètre Mach Zehnder

Finalement le simulateur d'étoile est donc composé par une seule source DFB modulée par un générateur de basse fréquence. Le flux est ensuite divisé en deux par un coupleur, une partie du signal est envoyée directement dans l'une des entrées du Vgroove, l'autre partie du signal est dirigée vers une bobine fibrée de 480 m de longueur qui est ensuite connectée à l'autre entrée du Vgroove. Le Vgroove est monté sur un support mécanique qui permet de faire pivoter l'ensemble, une lame  $\frac{\lambda}{2}$  et un cube polariseur. Toutes ces précautions sont prises pour qu'à la sortie du Vgroove, les deux champs lumineux issus de la même source soient spatialement incohérents, et la polarisation contrôlée.

De ce fait, cette étoile artificielle doit posséder :

1. une polarisation rectiligne afin que le champ polarisé soit injecté suivant un seul axe neutre de la fibre optique en sortie du télescope pour alimenter le PPLN sur le bon axe.
2. des qualités de stabilité dans le temps du niveau de flux afin de maîtriser les paramètres photométriques sur toute la durée des acquisitions
3. des sources ponctuelles composant la binaire qui soient incohérentes spatialement et de même longueur d'onde pour relâcher les contraintes sur la cohérence temporelle

### Le réseau de télescopes

Le simulateur d'étoile se trouve au foyer d'un doublet de lentilles dont l'objectif est de collimater le faisceau gaussien en sortie de la binaire afin d'alimenter le réseau de télescope avec une onde plane. La lumière infrarouge de l'objet éclairant les pupilles est ensuite injectée dans des fibres optiques unimodales et à maintien de polarisation. Les fibres optiques récoltant et transportant la lumière des deux télescopes sont montées sur des translations micrométriques pilotées par ordinateur, pour permettre l'optimisation du flux provenant de la binaire et le calibrage des interféromètres pour minimiser les effets de diagramme d'antenne.



FIGURE 6.17 – Le réseau de télescopes : à droite vue de face du réseau de télescope composé de huit pupilles de 5 mm de diamètre utile, distantes de 16 mm. A gauche, vue arrière du réseau, les translations micrométriques permettent une course manuelle de 1.5mm avec une résolution de  $15\mu\text{m}$  et un positionnement assisté par ordinateur de  $25\mu\text{m}$  avec une résolution de 50 nm

L'objectif du simulateur d'étoile est tout d'abord de générer un signal lorsqu'une seule fibre est alimentée pour calibrer les interféromètres (contraste instrumental). Lorsque les deux fibres du V-groove sont alimentées, l'intérêt du simulateur (une binaire) est de fournir un module de spectre spatial que l'on va échantillonner avec le réseau de télescope (synthèse d'ouverture) sur une période (le module spectral d'une binaire est un cosinus cf § : 2.1.3.0). La valeur du contraste correspond au module du spectre spatial de l'objet à la fréquence spatiale échantillonnée définie par la base du couple de télescopes allant de  $\frac{a}{\lambda}$  à  $7\frac{a}{\lambda}$  et  $\lambda_{IR}$ . La variable expérimentale sur laquelle nous pouvons influencer pour étalonner le module du spectre spatial de l'objet observé sur une période est la base (distance entre télescopes), multiples d'une valeur notée  $a$  égale à 16 mm. Nous avons adapté la distance entre le cœur des deux fibres constituant le V-Groove pour étalonner le contraste de la binaire sur une période. Nous avons noté  $e$  la distance entre le cœur des deux fibres optiques qui vaut  $127\mu\text{m}$ . Les pupilles étant alignées sur l'axe horizontal (fig :6.17), lorsqu'on effectue une rotation de l'objet de  $75^\circ$  la projection de  $e$  par rapport à l'axe horizontal diminue. La nouvelle distance du V-groove est alors de  $127 \cdot \cos 75^\circ = 3.07\mu\text{m}$

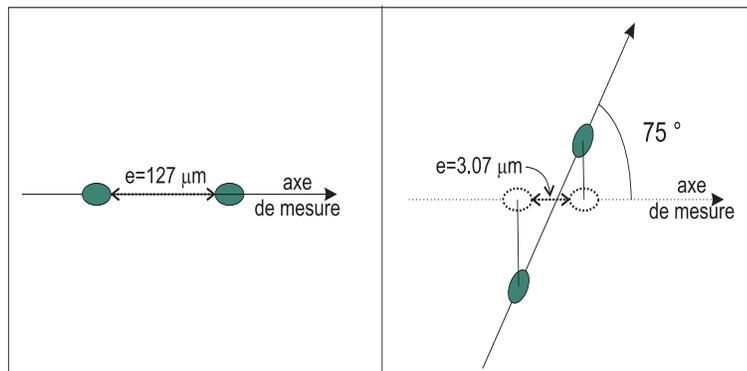


FIGURE 6.18 – Vue de face du V-Groove : à droite sans faire pivoter l'objet, à gauche en le faisant pivoter

#### Ordre de grandeur du flux récolté à l'entrée des télescopes

L'idée est de donner un ordre de grandeur du flux recueilli par chacun des deux télescopes afin de réaliser une conversion de fréquence. Considérons le schéma 6.19 avec ses notations,

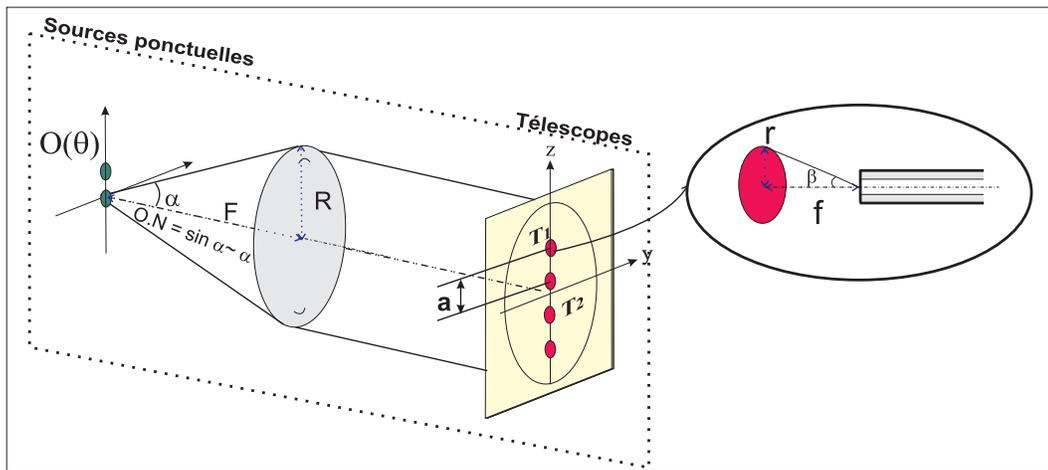


FIGURE 6.19 – Flux recolté aux niveaux des télescopes

Soit  $P_u$  le flux utile,  $P_i$  est le flux injecté,  $R$  est le rayon du doublet de collimation de la binaire et  $r$  le rayon de la fibre optique.

Le flux injecté  $\propto$  au flux utile ce qui donne :

$$\frac{P_u}{P_i} = \frac{R^2}{r^2} \implies P_i = P_u \frac{r^2}{R^2} = P_u \left( \frac{\beta f'}{\alpha f} \right)^2 \quad (6.2)$$

Avec  $\alpha = \frac{R}{F}$  et  $\beta = \frac{r}{f}$  Applications numériques :  $F = 2m$  ;  $f = 1cm$  et  $P_u = 10mW$

$$P_i \sim 10.10^{-3} * \frac{10^{-4}}{54} \propto nW \quad (6.3)$$

Nous estimons le flux collecté par les deux télescopes à quelques nanowatts. Cette évaluation rapide a été vérifiée expérimentalement par la suite. En comparaison avec l'étoile polaire de magnitude 2.1 et distante de 42.2 années-lumière de la terre, dans une largeur de bande spectrale allant de [600,900] nm et une surface collectrice de  $314 \text{ cm}^2$  il est possible de détecter sur terre 16353 photons/s (en tenant compte de la transparence des matériaux ainsi que de l'atmosphère) ce qui équivaut à la longueur d'onde de 900nm à un flux de l'ordre de  $10^{-6} nW$  [All96].

Pour un télescope de diamètre de 8 m comme le télescope de l'observatoire Gemini, le flux est de l'ordre du nanowatts. Nous pouvons donc dire, que nous travaillons dans les mêmes conditions de flux que les astronomes.

### L'interféromètre infrarouge : MAFL

Nous présenterons uniquement la fonction du composant MAFL utile à cette expérience. Pour plus d'informations sur le projet MAFL, il faudra se reporter à la thèse menée au sein de ce même laboratoire par Serge Olivier [Oli07b]

Le projet MAFL [Oli05, Oli07a] est un composant d'optique intégrée réalisant la fonction d'un interféromètre à trois bras dans le domaine de l'infrarouge (à  $1.55 \mu m$ ). Le composant d'optique intégrée qui réalise la fonction de mélange interférométrique occupe en surface l'équivalent d'un rectangle de  $25 \text{ mm}^2$  (cf : 6.2). La fonction du MAFL que nous utiliserons permet de mélanger les champs lumineux infrarouges recueillis au niveau des deux télescopes et d'observer en sortie le mélange interférométrique avec la possibilité de mesurer simultanément les niveaux photométriques dans chaque bras de l'interféromètre dit "direct". Cela nous permet de mesurer les contrastes de la binaire en tenant compte du déséquilibre photométrique entre les bras de l'interféromètre en temps réel. Les lignes à retard fibrées permettent d'égaliser au mieux les deux bras de l'interféromètre "direct" et de travailler ainsi près de la différence de marche nulle.

L'interféromètre MAFL est alimenté avec 10% (coupleur 10/90) du flux total infrarouge recueilli par le réseau composé par les deux télescopes. La mesure du contraste de l'objet se fait sur ordinateur à l'aide d'une carte d'acquisition Labview qui convertit le signal analogique du mélange interférométrique des détecteurs (photodiodes à avalanche), en signal numérique. Comme dans la partie précédente, une étude statistique sur un grand nombre d'acquisitions (30) sera faite à chaque fréquence spatiale pour évaluer correctement la valeur des contrastes mesurés pour chaque fréquence spatiale ainsi que l'incertitude sur la mesure.

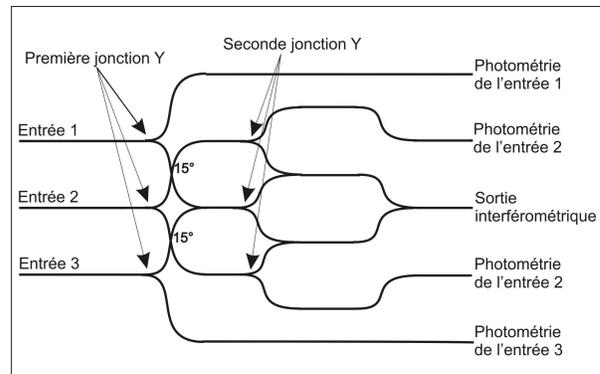


FIGURE 6.20 – Schéma simplifié de la fonction MAFL utilisée sur l'interféromètre "direct" (partie IR)

### L'interféromètre paramétrique

L'interféromètre paramétrique (avec le module du banc de conversion) est alimenté avec 90% (coupleur 10/90) du flux infrarouge recueilli par les deux télescopes. Deux multiplexeurs fibrés superposent alors le couple de champ "source", "pompe". Au moyen d'un pigtail, les couples sont injectés dans le guide d'onde du PPLN. Le signal converti résultant est alors collimaté par une lentille puis filtré (filtre Melles Griot centré autour de 630 nm, avec un coefficient de transparence de 75%) avant d'être ré-injecté dans une fibre unimodale dans le visible et à maintien de polarisation. Le filtre permet de nous assurer que le signal pompe ainsi que le doublage en fréquence de cette dernière n'influeront en rien dans la mesure du contraste du signal converti. Les champs visibles sont ensuite mélangés par un coupleur fibré deux voies vers deux maintien de polarisation 50/50, unimodales dans le visible. Les lignes à retard fibrées nous assurent une quasi équivalence des chemins optiques sur chaque bras (travail près de la DDM nulle). De plus, la précaution d'utiliser une source de même longueur d'onde et l'acceptance spectrale des PPLN permet d'avoir une longueur de cohérence temporelle suffisamment importante pour que le contraste des franges ne soit pas altéré par les caractéristiques spectrales des champs. La correction photométrique est faite manuellement en obstruant un télescope, puis l'autre, afin de tenir compte du déséquilibre photométrique entre les bras de l'interféromètre. Le signal analogique des interférences est détecté par les photodiodes à avalanche et il est converti en signal numérique à l'aide d'une carte d'acquisition Labview. Le signal numérique est alors traité par ordinateur pour en déduire le contraste des franges observées dans le visible. Une étude statistique sur un grand nombre d'acquisitions (30) sera faite pour évaluer correctement la valeur des contrastes mesurés à chaque fréquence spatiale ainsi que l'incertitude sur les mesures.

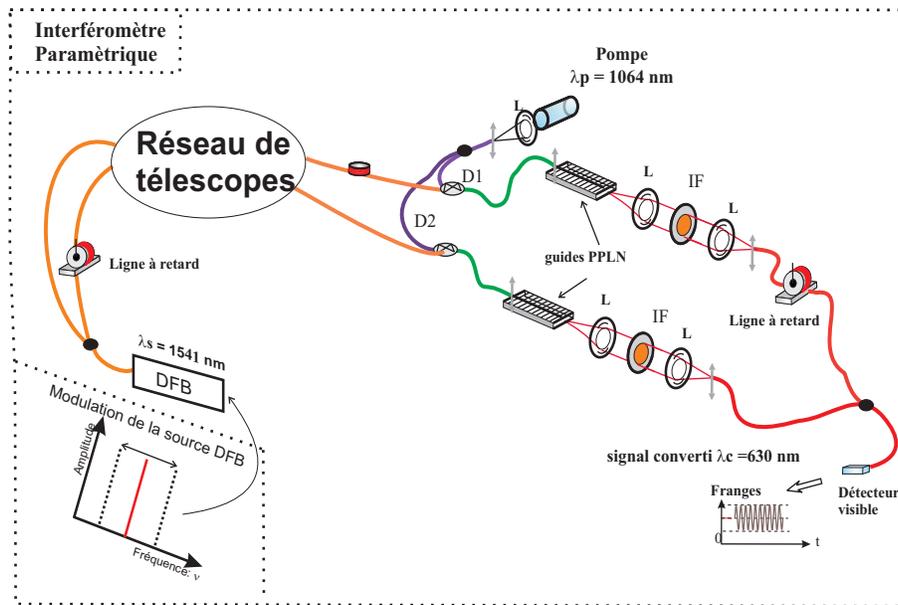


FIGURE 6.21 – Schéma de l'interféromètre paramétrique

La détection du signal converti est de quelques nanowatts, voire picowatts. Elle va se situer à la limite des performances du module détecteur utilisant des photodiodes HAMAMATSU C5640-01. Afin de nous assurer la détection du signal visible, nous avons posé un critère de mesure arbitraire du signal numérique par rapport au bruit dû au détecteur HAMAMATSU C5640-01. Ce rapport arbitraire de mesure entre le signal et bruit doit être au minimum de 3.

Les mesures que l'on fait avec le système d'acquisition sont des mesures indirectes puisque nous mesurons la transformée de Fourier du signal numérique. Nous avons tout d'abord mesuré la valeur du bruit du module de détection afin d'évaluer la puissance de détection arbitraire. Nous échantillonnons alors le signal numérique dans le domaine spectral, la largeur d'échantillonnage étant définie par le rapport entre la fréquence du signal et le canal spectral sur lequel est observée la transformée de Fourier du signal. Ceci nous donne en fonction du canal spectral de travail, après calcul, une puissance minimale de détection du signal numérique visible de 27 pW par rapport au bruit mesuré du détecteur de 9 pW. Pour cette raison nous écartons toute mesure de valeur inférieure à 27 pW.

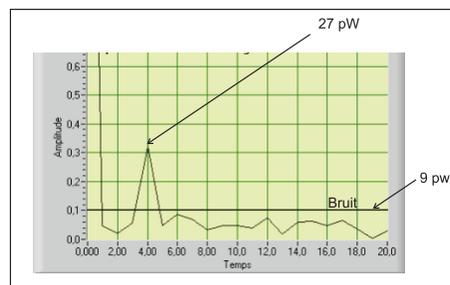


FIGURE 6.22 – Rapport de détection signal converti sur bruit, donnée expérimentale correspondante

La description du banc expérimental complet et sa vue d'ensemble sont représentées respectivement sur les figures 6.23 et 6.24

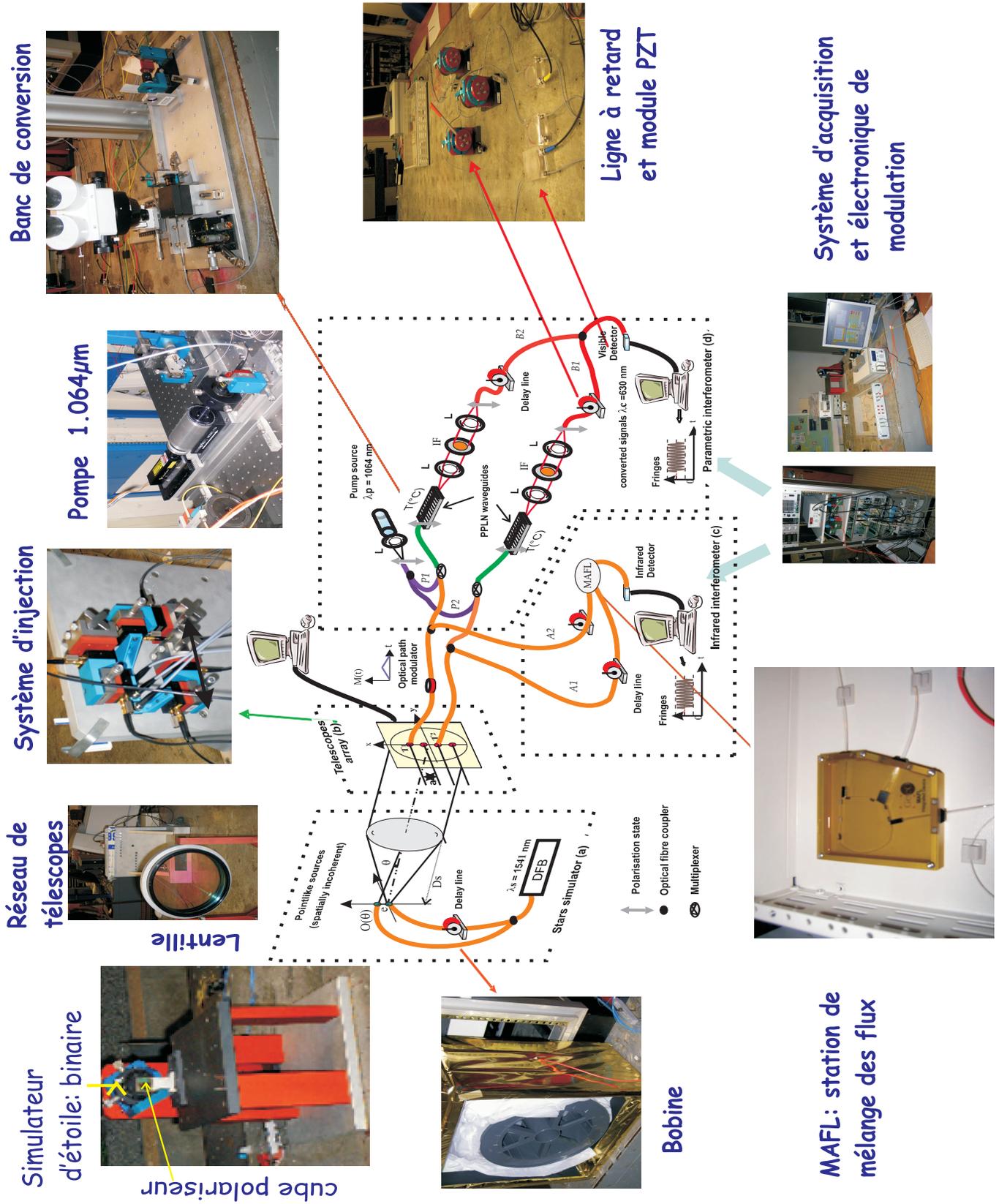


FIGURE 6.23 – Schéma de l'expérience avec les photographies des composants



FIGURE 6.24 – Vue d'ensemble du dispositif expérimental



# Chapitre 7

## Analyse expérimentale

### 7.1 Démonstration théorique du transfert des propriétés de cohérence spatiale d'une source étendue par somme de fréquences

Considérons le dispositif Young fibré (fig :7.1) dans lequel une source monochromatique possède un diamètre angulaire apparent  $\theta_0 = \theta_2 - \theta_1 = \frac{e}{D_s}$  par rapport à l'axe de symétrie du dispositif.

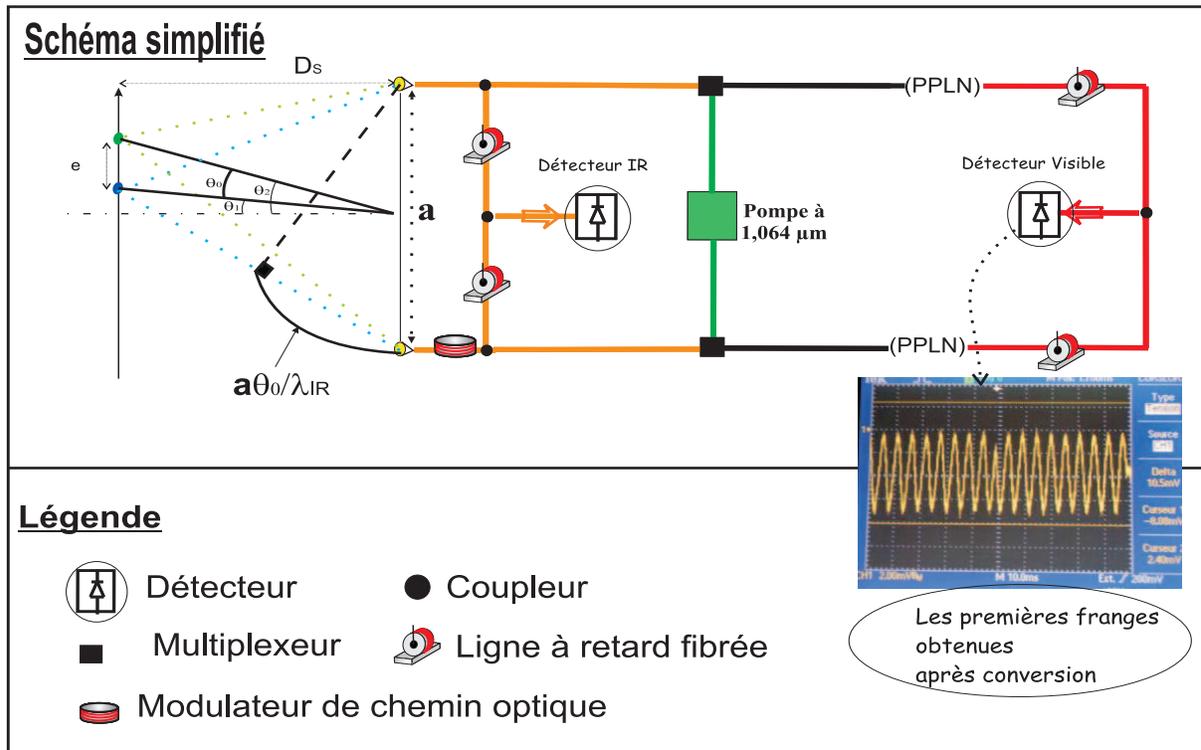


FIGURE 7.1 – Schéma simplifié du montage expérimental et les premières franges obtenues après conversion

**Avant conversion** Considérons le dispositif de Young antérieur dans lequel une source binaire distante de  $e$  par rapport à l'axe de symétrie du dispositif, est localisée longitudinalement à une distance  $D_s$  de l'interféromètre.

$$\tilde{E}_z^{IR1} \sim |\tilde{E}_z^{IR1}| \cdot e^{-j(\omega_{IR}t + \phi_1 + k_1 z_1)} \quad \text{et} \quad \tilde{E}_z^{IR2} \sim |\tilde{E}_z^{IR2}| \cdot e^{-j(\omega_{IR}t + \phi_2 + m(t) + k_2 z_2)} \quad (7.1)$$

$$dI_{IR} = \left( |\tilde{E}_z^{IR1}|^2 + |\tilde{E}_z^{IR2}|^2 + 2\Re(\tilde{E}_z^{IR1} \cdot \overline{\tilde{E}_z^{IR2}}) \right) d\theta \quad (7.2)$$

Soit  $O(\theta)$  la distribution angulaire d'intensité normalisée de la binaire ;  $m(t)$  la modulation linéaire de chemin optique engendrée par la céramique PZT avant le banc de conversion paramétrique.  $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$  est la différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre "direct".  $k_2z_2 - k_1z_1 = 2\pi\theta\xi$  avec  $\xi = \frac{a}{\lambda_{IR}}$  la fréquence spatiale. Ainsi, pour un élément source  $O(\theta)d\theta$ , l'intensité observée s'écrit :

$$dI_{IR} = 2O(\theta) \{1 + \Re[\exp[j \cdot (2\pi\theta\xi + \Delta\phi + m(t))]]\} d\theta \quad (7.3)$$

En tenant compte de toutes les composantes élémentaires de la distribution angulaire de l'objet, l'intensité observée s'écrit :

$$I_{IR} = \int_{objet} 2 \left( O(\theta) + \Re \left( O(\theta) \cdot e^{j(2\pi\theta\xi + \Delta\phi + m(t))} \right) \right) d\theta \quad (7.4)$$

En posant  $\tilde{V}$  égal à la transformée de Fourier de  $O(\theta)$  ; nous avons :

$$\Re(TF[O(\theta)]) = \Re \left( \int_{objet} O(\theta) \cdot e^{j2\pi\theta\xi} d\theta \right) = |\tilde{V}(\xi)| \Re(e^{j(\text{Arg}(\tilde{V}(\xi)))})$$

d'où

$$I_{IR} = 2I_0 \left( 1 + |\tilde{V}(\xi)| \cos(\Delta\phi + m(t) + \text{Arg}(\tilde{V}(\xi))) \right) \quad (7.5)$$

**Après la conversion en fréquence** L'amplitude de l'onde convertie est proportionnelle au rendement de conversion  $\eta$  (eq :1.29),  $O(\theta)$  est la distribution angulaire d'intensité normalisée de l'objet ( $\sim \eta \cdot O(\theta)$ ) Le terme de phase lié à la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre paramétrique est noté  $\Delta\phi'$ . De plus, on utilise la même source pompe pour alimenter les deux bancs de conversion.

$$\tilde{E}_z^{vis1} \sim |\tilde{E}_z^{IR1} \cdot \tilde{E}_z^p| \cdot e^{-j(\omega_{vis}t + \phi_1' + k_1z_1)} \cdot e^{-j\omega_p t} \quad \text{et} \quad \tilde{E}_z^{vis2} \sim |\tilde{E}_z^{IR2} \cdot \tilde{E}_z^p| \cdot e^{-j(\omega_{vis}t + \phi_2' + m(t) + k_2z_2)} \cdot e^{-j\omega_p t} \quad (7.6)$$

$$dI_{vis} = \left( |\tilde{E}_z^{vis1}|^2 + |\tilde{E}_z^{vis2}|^2 + 2\Re(\tilde{E}_z^{vis1} \cdot \overline{\tilde{E}_z^{vis2}}) \right) d\theta \quad (7.7)$$

$$dI_{vis} = 2 \cdot \eta \cdot O(\theta) \{1 + \Re[\exp[j \cdot (2\pi\theta\xi + \Delta\phi' + m(t))]]\} d\theta \quad (7.8)$$

$$I_{vis} = \int_{objet} 2\eta \left( O(\theta) + \Re \left( O(\theta) \cdot e^{j(2\pi\theta\xi + \Delta\phi' + m(t))} \right) \right) d\theta \quad (7.9)$$

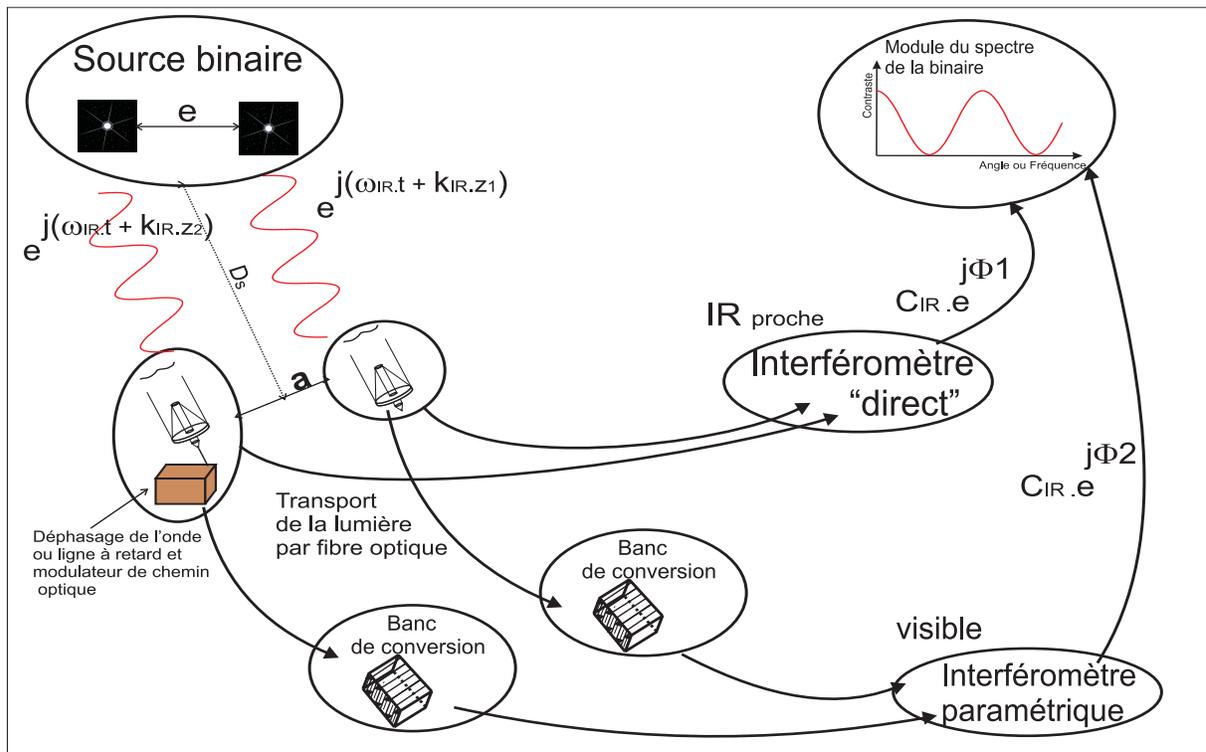
En posant  $\tilde{V}$  comme la transformée de Fourier de  $O(\theta)$  :

$$\Re(TF[O(\theta)]) = \Re \left( \int_{objet} O(\theta) \cdot e^{j2\pi\theta\xi} d\theta \right) = |\tilde{V}(\xi)| \Re(e^{j(\text{Arg}(\tilde{V}(\xi)))})$$

L'équation 7.9 se re-écrit :

$$I_{vis} = 2 \cdot \eta \cdot I_0 \left( 1 + |\tilde{V}(\xi)| \cos(\Delta\phi' + m(t) + \text{Arg}(\tilde{V}(\xi))) \right) \quad (7.10)$$

On retrouve bien les conséquences du théorème de Zernike et Van Cittert. D'un point de vue théorique, les propriétés de cohérence spatiale du rayonnement source sont bien conservées par le processus non linéaire de somme de fréquences par analogie avec la démonstration faite pour la cohérence temporelle. Dans le domaine infrarouge ainsi que dans le visible, le module du spectre de l'objet observé est fonction uniquement de la source infrarouge étudiée puisque celui-ci, à son tour, est fonction uniquement de la différence de marche des ondes avant l'injection dans le dispositif fibré  $\left( C = \left| \tilde{V} \left( \frac{a}{\lambda_{IR}} \right) \right| \right)$ .



**Exemple** Dans notre expérience, la distribution d'intensité angulaire normalisée de la binaire est déséquilibrée. La distribution angulaire d'intensité normalisée s'écrit alors :

$$O_{IR}(\theta) = I_1 \delta(\theta - \theta_1) + I_2 \delta(\theta - \theta_2) \quad (7.11)$$

La séparation angulaire de la binaire est notée  $\theta_0$

$$O_{IR}(\theta) = I_1 \delta(\theta - \frac{\theta_0}{2}) + I_2 \delta(\theta + \frac{\theta_0}{2}) \quad (7.12)$$

La fonction de visibilité des franges est de la forme :

$$\left( \tilde{V}\left(\frac{\mathbf{a}}{\lambda_{IR}}\right) \right) = (I_1 + I_2) \cos\left(\pi \frac{\theta_0 \cdot \mathbf{a}}{\lambda_{IR}}\right) + j \cdot (I_1 - I_2) \sin\left(\pi \frac{\theta_0 \cdot \mathbf{a}}{\lambda_{IR}}\right) \quad (7.13)$$

On note  $\mu$  le rapport de flux entre les deux sources composant la binaire (§ : 6.3.0.0).  $I_1$  l'intensité de la première source supérieure à  $I_2$  l'intensité de la seconde source.  $\mu$  est définie par  $\mu = \frac{I_2}{I_1}$ . Le contraste des franges est donné par l'équation :

$$C_{IR} = |TF[O_{IR}^N(\theta)]| = \frac{\sqrt{|1 + \mu^2 + 2\mu \cos\left(\frac{2\pi \cdot \theta_0 \cdot \mathbf{a}}{\lambda_{IR}}\right)|}}{1 + \mu} \text{ avec } \theta_0 = \theta_2 - \theta_1 \quad (7.14)$$

Nous nous attendons, lors des mesures expérimentales, à mesurer un contraste défini par l'équation 7.14.

## 7.2 Sources d'erreur sur les données interférométriques

### 7.2.1 Les sources d'erreurs maîtrisées

Ce paragraphe est un petit rappel (énoncé au § : 2.2.2) des éléments que l'on maîtrise pour minimiser les sources d'erreurs expérimentales.

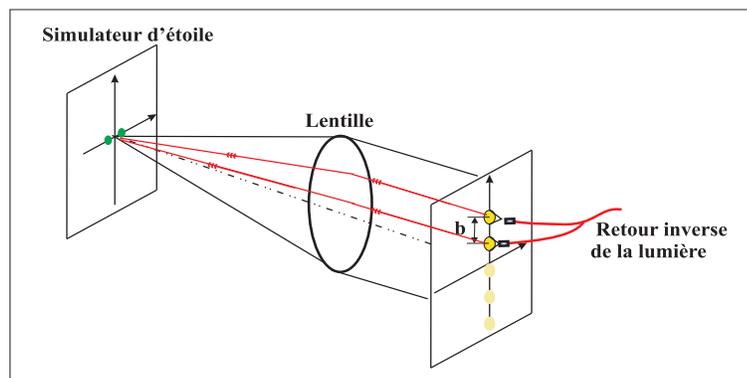
- Le profil spatial de l'onde : en prenant une fibre unimodale à la sortie de chaque interféromètre, les effets dus à un mauvais recouvrement des champs sont filtrés pour être convertis en variation d'intensité facilement mesurable.
- La photométrie : en mesurant le flux sur chacune des deux sorties photométriques, nous pourrions normaliser le signal interférométrique et donc effectuer une correction photométrique du contraste sur chaque configuration du réseau de télescopes.
- La polarisation : elle est contrôlée tout le long du banc test. Une lame  $\frac{\lambda}{2}$  et un cube polariseur placé juste après la source binaire imposent à celle-ci une polarisation rectiligne et horizontale. Les fibres composant les interféromètres fibrés sont unimodales et à maintien de polarisation. La polarisation des champs est alignée suivant l'un des deux axes neutres des fibres.
- Les effets du diagramme d'antenne sont minimisés grâce aux systèmes d'injection montés sur des translations micrométriques pilotées par ordinateur.
- La conversion paramétrique : on minimise l'effet photoréfractif en travaillant à une température relativement élevée sans que le gradient de température perturbe le profil spatial unimodal de l'onde convertie. L'alignement entre le pigtail, le cristal et le système d'injection est bien maîtrisé pour minimiser les effets d'aller-retour dans le cristal et les pertes de flux.

Au niveau des connexions, les axes neutres des guides peuvent ne pas être rigoureusement alignés, ce qui entraîne des couplages entre modes propres de polarisation se répercutant sur le contraste. Un soin particulier est apporté à l'alignement des axes neutres sur chaque raccordement de tronçon de fibre afin de limiter la dégradation du contraste.

## 7.2.2 Le protocole expérimental de mesure

Un protocole expérimental est suivi avant d'effectuer les mesures pour minimiser les sources d'erreur sur les données interférométriques,

1. Alignement : nous devons nous assurer du bon alignement des pupilles (télescopes) vis-à-vis du simulateur d'étoile (V-groove), pour cela nous utiliserons le retour inverse de la lumière afin de vérifier le bon alignement.



2. La différence de marche nulle : nous travaillons à la différence de marche nulle pour cela nous utiliserons une source SLED de largeur de bande à 40 nm pour égaliser le trajet des bras fibrés infrarouges avant la séparation des flux par des coupleurs (10/90%). De même pour les bras fibrés dans le visible, on utilise une diode laser en dessous du courant seuil du laser, ce qui fait que la longueur de cohérence est de quelques millimètres. En nous servant des lignes à retard fibrées, nous nous positionnons au plus près de la différence de marche nulle dans l'infrarouge et sur l'interféromètre paramétrique.
3. L'injection : le but est de minimiser les effets du diagramme d'antenne de pointage des deux sources, il faut absolument que chaque télescope voie les deux sources de la même manière. Pour ce faire, nous optimisons le flux lorsque les deux sources lasent avec le système d'injection monté sur des translations micrométriques pilotées par ordinateur, puis nous évaluons le rapport des flux émis par chaque source individuellement,

et ce pour chaque pupille. Le rapport doit être le même à deux ou trois pour cent près. Un programme informatique réalisé durant la thèse de E Longueteau, nous permet de comparer les valeurs expérimentales avec la simulation [Lon02a]

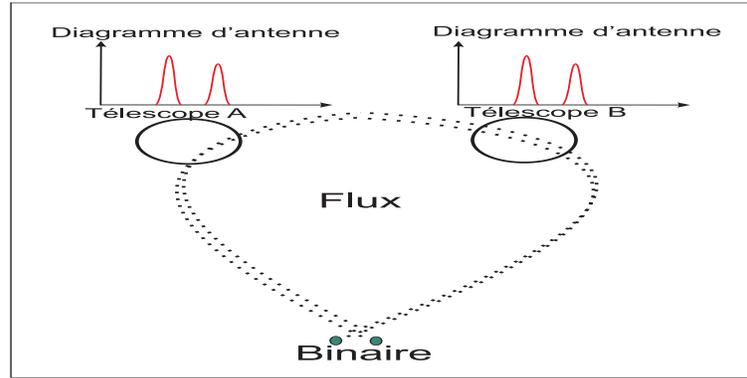


FIGURE 7.2 – Le diagramme de pointage des deux sources doivent être les mêmes

4. Polarisation : l'association d'une lame  $\frac{\lambda}{2}$  et d'un cube polariseur assure une polarisation horizontale au champ émis par la source binaire. Cette polarisation est alignée suivant les axes neutres des fibres placées au foyer des télescopes.
5. Il faut tenir compte du déséquilibre photométrique des deux voies de l'interféromètre, "direct" et paramétrique. De plus, le système d'acquisition (photodiode et carte d'acquisition) génère un offset qu'il faut retirer des signaux observés

### 7.3 Résultats expérimentaux du transfert des propriétés spatiales d'un simulateur d'étoile binaire par somme de fréquences

Rappel du contraste d'une binaire déséquilibrée :

$$C_{IR} = \frac{\sqrt{|1 + \mu^2 + 2\mu \cos\left(\frac{2\pi \cdot \theta_0 \cdot a}{\lambda_{IR}}\right)|}}{1 + \mu} \text{ avec } \theta_0 = \frac{e}{D_s} \quad (7.15)$$

Voici les données expérimentales concernant l'expérience (fig :6.11) et utilisées pour tracer la courbe théorique du contraste.

<b>a</b>	16 mm	distance entre télescope multiple de <b>a</b>
$\lambda_{IR}$	1.54 $\mu\text{m}$	longueur d'onde de travail
$D_s$	1.942m	distance focale
$\mu$	74%	rapport de flux
e	3.07 $\mu\text{m}$	distance entre Vgroove

TABLE 7.1 – Données expérimentales

Ci-dessous, nous avons les valeurs de contraste mesurées simultanément sur chaque interféromètre avec leur écart relatif après une étude statistique sur trente mesures de contraste réalisées pour chaque fréquence spatiale  $\left(\frac{a}{\lambda_{IR}}\right)$ .

Nous pouvons immédiatement constater à la lecture de ce tableau que les contrastes mesurés sont de même valeur, avec un écart relatif sur les mesures inférieur à 5 %, ce qui concorde parfaitement avec la courbe théorique correspondant au contraste de la binaire défini par l'équation 7.15 avec les valeurs expérimentales du tableau :7.1.

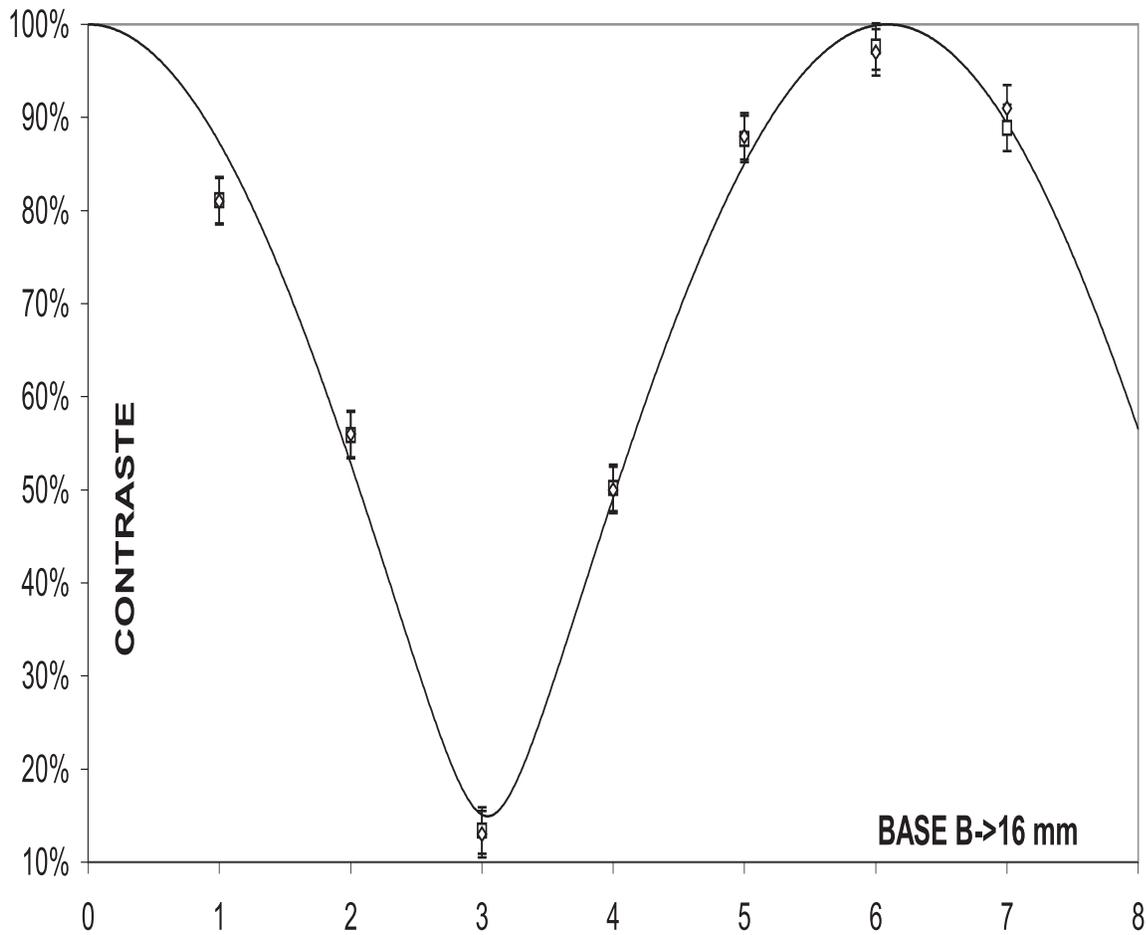


FIGURE 7.3 – Résultat expérimental : nous avons tracé la courbe théorique du contraste de la source binaire en fonction des données expérimentales ; les points des mesures : (□) mesure infrarouge, ◇ mesure après conversion ; avec les incertitudes de mesures

<i>BASE(en mm)</i>	1	2	3	4	5	6	7
$C_{IR}$	81%	56%	13%	50%	88%	97%	89%
écart relatif	< 5%	< 5%	< 5%	< 5%	< 5%	< 5%	< 5%
$C_{visible}$	81%	56%	13%	50%	88%	97%	91%
écart relatif	< 5%	< 5%	< 5%	< 5%	< 5%	< 5%	< 5%

FIGURE 7.4 – Tableau des mesures

## *Conclusion*

Nous concluons de ces observations qu'une mesure du contraste de l'objet source infrarouge est déductible de l'observation des franges d'interférence du signal converti par somme de fréquences.

## **7.4 Conclusion**

Nous constatons une très bonne surperpositon des résultats, que ce soit ceux donnés par l'interferomètre de référence ou ceux donnés par l'interféromètre paramétrique et une très bonne superposition des mesures par rapport à la courbe théorique. Nous pouvons conclure que les propriétés de cohérence spatiale de l'objet sont bien conservées par la transposition en fréquence. Ce résultat a fait l'objet d'une publication dans "*Physical Rewiev Letter*".

## **7.5 Publication : An upconversion interferometer for spatial coherence analysis : First experimental demonstration**

An upconversion interferometer for spatial coherence analysis :  
First experimental demonstration

S. Brustlein, L. Del Rio, A. Tonello, L. Delage, and F. Reynaud  
XLIM D'epartement Photonique, UMR CNRS 6172,  
123 Av. A. Thomas, 87060 LIMOGES CEDEX, France

H. Herrmann and W. Sohler  
Universität Paderborn, Angewandte Physik, Warburger Str. 100 - 33098 PADERBORN, Germany  
(Dated: June 9, 2008)

We experimentally demonstrate the possibility to retrieve the spatial coherence of an infrared source by using a parametric upconversion interferometer. Sum frequency generation in Ti-diffused PPLN waveguides in both arms of the interferometer is used to convert the infrared into the visible domain. The fringe contrast of the interference pattern in the visible permits us to resolve the spatial distribution of two uncorrelated pointlike infrared sources, which simulate a binary star. The validity of these measurements is confirmed through a simultaneous comparison with a reference interferometer working in the infrared domain.

# Conclusion Générale

Le fil conducteur de cette thèse a été de démontrer expérimentalement la compatibilité entre les fondements de l'optique cohérente et de l'optique non linéaire pour des applications en imagerie haute résolution pour l'astronomie. Actuellement, cette étude prospective concernant le développement d'un interféromètre paramétrique s'appuie principalement sur les deux expérimentations de laboratoire que j'ai menées durant les trois années de ma thèse.

La première réalisation eut pour objet de démontrer expérimentalement la conservation des propriétés de cohérence temporelle illustrées par le théorème de Wiener khintchine lors de l'utilisation d'un processus de somme de fréquences. Pour ce faire, nous avons monté en parallèle deux interféromètres fibrés. Le premier interféromètre travaillant directement à la longueur d'onde d'émission de la source a été utilisé comme référence. Sur l'autre interféromètre, un module de transposition en fréquence a été inséré amenant l'émission de la source observée dans le domaine visible. L'ensemble des bras des interféromètres utilisés dans ce travail a été réalisé grâce à des fibres optiques unimodales et hautement biréfringentes. De tels guides optiques permettent de conserver l'état de la polarisation tout le long de l'interféromètre mais aussi de maîtriser parfaitement le profil spatial des ondes. Des composants fibrés tels que des coupleurs, multiplexeurs ou lignes à retard fibrées ont permis d'assurer les fonctions clés d'un interféromètre : mélanger et diviser le flux ainsi que trouver la zone de chemin optique pour laquelle il est possible d'observer les effets d'interférence. Les franges d'interférence étaient visualisées temporellement en introduisant des modulations linéaires temporelles de chemin optique. En plus de cette structure classique, l'interféromètre paramétrique possédait sur chaque bras interférométrique un module de transposition en fréquence composé d'un cristal de niobate de lithium de polarisation périodique de type volumique. Un ensemble comprenant des lentilles de focalisation et un prisme permettait de sélectionner et d'observer le signal converti après injection dans une fibre optique unimodale.

La démarche de cette première partie visait à démontrer deux points expérimentaux :

- le transfert différentiel de la phase d'un signal source infrarouge vers le signal visible converti,
- le transfert de la longueur de battement d'un doublet spectral infrarouge de même intensité, proche en longueur d'onde et incohérent.

Les résultats obtenus nous ont permis de conclure :

- d'une part, que les observations d'une modulation différentielle de la phase du signal source sont déductibles de l'observation des franges d'interférence du signal converti ;
- d'autre part, que la longueur de battement d'un doublet infrarouge est déductible de l'observation des franges d'interférence du signal converti à la sortie d'un interféromètre paramétrique.

Ce résultat a été obtenu avec une incertitude inférieure à 4%. L'ensemble de cette démarche nous a permis de démontrer expérimentalement sans équivoque que le processus non linéaire de somme de fréquences conservait bien les propriétés de cohérence temporelle associée au théorème de Wiener khintchine.

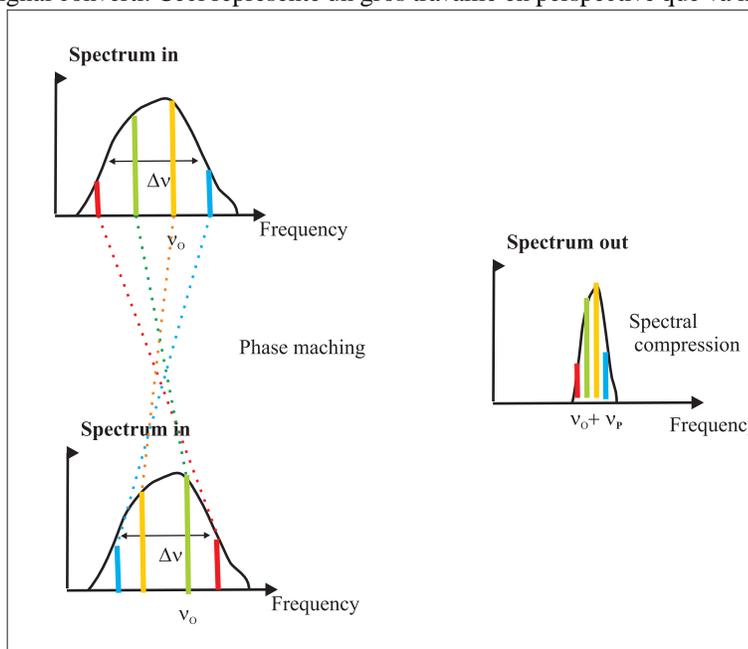
Lors de la seconde expérience, nous avons eu pour but de démontrer la conservation des propriétés de cohérence spatiale dans le cadre du théorème de Zernike et Van Cittert par le processus non linéaire de somme de fréquences. Dans le même esprit que lors de la première expérience, nous avons monté deux interféromètres en parallèle. Le premier de type classique a été utilisé comme référence alors que le second avait pour but de tester la compatibilité entre analyse de cohérence spatiale et conversion paramétrique. Cette deuxième étape a bénéficié de développement antérieur ayant étudié le potentiel de l'optique intégrée pour fiabiliser et stabiliser les performances d'un système de recombinaison interférométrique dédié à l'imagerie haute résolution. Nous avons ainsi utilisé un composant d'optique intégrée d'une surface de  $25 \text{ mm}^2$  dans un interféromètre à trois voies appelé MAFL. Cet instrument d'une très grande stabilité a été utilisé comme station de mélange de référence à la longueur d'onde infrarouge d'émission de l'objet observé. La seconde amélioration résidait dans l'utilisation de nouveaux modules

de transposition en fréquence de type guide intégré sur un substrat de niobate de lithium polarisé périodiquement réalisés par l'équipe du professeur W. Sohler de l'université de Paderborn avec qui nous avons collaboré sur ce projet. Ces cristaux non linéaires, d'une longueur de 40 mm et possédant des guides d'ondes optiques, ont largement amélioré le rendement énergétique de la conversion grâce au très fort confinement des champs. Notre objectif sur cette expérience fut de mesurer et comparer avec les deux interféromètres montés en parallèle, le module de la visibilité des franges obtenues avec une étoile binaire spatialement incohérente et monochromatique simulée par deux fibres optiques juxtaposées. Cette étoile de longueur d'onde moyenne autour de 1550 nm illuminait un réseau de deux télescopes dont la base était variable. Les résultats obtenus ont été excellents ; les contrastes mesurés par les deux interféromètres sont les mêmes, avec une incertitude de mesure inférieure à 5 % et concordant parfaitement avec la courbe associée au modèle théorique. Ce résultat nous a donc permis de démontrer expérimentalement le fait que le processus non linéaire de somme de fréquences conserve bien les propriétés de cohérence spatiale énoncées par le théorème de Zernike et Van Cittert. Ces deux expériences menées dans le laboratoire ont démontré que le processus non linéaire de somme de fréquences conserve bien la cohérence des sources observées. Ainsi la mise en place d'un interféromètre par somme de fréquences dans un contexte d'analyse cohérente est possible.

Les perspectives futures concernant le développement de l'interféromètre paramétrique seront les suivantes :

- les premiers résultats sur l'analyse de la cohérence spatiale n'ont concerné que le module de la fonction de visibilité. Nous envisageons donc de nous focaliser sur le problème de la mesure de la phase du spectre spatial de l'objet en démontrant la conservation de la clôture de phase par somme de fréquences. Pour cela, il conviendra de réaliser un interféromètre à trois voies incluant une phase de conversion paramétrique dans chaque bras et monté en tandem avec un interféromètre classique servant de référence.
- une deuxième voie consistera à rechercher le seuil de conversion d'un signal infrarouge à très bas flux en utilisant un module de détection en régime de comptage de photons pour le signal converti. Si le processus de somme de fréquences est réputé sans bruit, il conviendra quand même de vérifier que d'autres sources de perturbation ne limitent pas cette technique.
- enfin, les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse se sont limités à des signaux à bandes spectrales étroites. Une étude des méthodes permettant une transposition en fréquence de signaux infrarouges à large bande source est donc nécessaire. Nous envisageons d'expérimenter le schéma ci-dessous qui a déjà donné des résultats préliminaires.

Schématisation de la conversion large bande pompe et source, l'intérêt réside dans l'augmentation de la longueur de cohérence du signal converti. Ceci représente un gros travail en perspective que va mener Damien Ceus.



# Bibliographie

- [Alb04] MA ALBOTA : Efficient single-photon counting at 1550 nm by means of frequency upconversion. *Optics Letters*, 2004.
- [All96] JJ. ALLEMAN : *Réalisation d'un interféromètre à deux télescopes reliés par fibres optiques de silice pour l'interférométrie stellaire dans la bande spectrale [600,900]nm*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 1996.
- [Arm62] J.A. ARMSTRONG : Interaction between light wave in a non linear dielectric. *Physical Review Letter*, 1962.
- [Bev08] A. BEVERATOS : Cryptographie quantique pour la sécurisation des réseaux : état actuel et perspectives. Rapport technique, IUT Limoges droit et sciences, 2008.
- [Bor94] ML BORTH : Increased acceptance bandwidth for quasi-phasedmatched second harmonic generation in linbo3 waveguides. *Electronics letters*, 1994.
- [Bro56] RH BROWN : Correlation between photons in two coherent beams of light. *Nature*, 1956.
- [Cha97] G. CHARTIER : *Manuel d'optique*. Hermes, 1997.
- [Del98] L. DELAGE : *Mise en œuvre et applications d'interféromètres stellaire à trois voies utilisant des fibres optiques unimodales*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 1998.
- [Del08] L DEL RIO : First demonstration of a temporal coherence analysis through a parametric interferometer. *Optics Communications*, 2008.
- [Dia05] DIAMANTI : Performance of various quantum key distribution systems using 1.55  $\mu\text{m}$  up-conversion single-photon detectors. *Phys. Rev. A*, 2005.
- [Fiz68] H. FIZEAU : Prix bordin : rapport sur le concours de l'année 1867. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, 66:932–934, 1868.
- [For92] Coudé Du FORESTO : a stellar interferometer using single mode fibers. *High resolution imaging by Interferometry*, 1992.
- [Fra61] FRANKEN : Generation of optical harmonics. *Physical Review Letter*, 1961.
- [Fro81] C. FROEHLI : Coherence and interferometry through optical fibers. In Ulrich M. H. et Kjar K. EDS., éditeurs : *Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths*, pages 285–293, 1981.
- [Gay73] J GAY : Infrared interferometry. *Nature physical science*, 1973.
- [Hal00] DDS HALE : The berkeley infrared spatial interferometer : a heterodyne stellar interferometer for the mid-infrared. *The Astrophysical Journal*, 2000.
- [Hus01] G. HUSS : *Interféromètres stellaires réalisés à partir de composants d'optique guidée et intégrée*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2001.
- [Hus05] G HUSS : Spatial filtering efficiency of single-mode optical fibers for stellar interferometry applications : phenomenological and numerical study. *Optics Communications*, 244:209–217, janvier 2005.
- [Joh74] MA JOHNSON : 10  $\mu\text{m}$  heterodyne stellar interferometer. *Physical review Letters*, 1974.
- [Lab75] A. LABEYRIE : Interference fringes obtained on vega with two optical telescopes. *Astrophysical Journal*, 196:L71–L75, 1975.

- [Len96] P LENA : *Méthodes physiques de l'observation*. CNRS EDITIONS - EDP Sciences, 1996.
- [Lie07] F LIENHART : *Etude d'un gravimètre à atomes froids embarquable*. Thèse de doctorat, Observatoire de Paris, 2007.
- [Lon02a] E LONGUETEAU : Influence of the antenna diagram on a stellar interferometer that is suffering from telescope-pointing errors. *Applied Optics*, 41:5835–5844, oct 2002.
- [Lon02b] M. LONGUETEAU : *Synthèse d'Ouverture à trois télescopes : Étude et Caractérisation des Sources d'Erreurs sur les Données Interférométriques*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2002.
- [Miz94] K MIZUUCH : Broadening of the phase-matching bandwidth in quasi-phase-matched second-harmonic generation. *IEEE J. Quantum Electron*, 1994.
- [Nik05] DN NIKOGOSYAN : *Nonlinear optical cristal*. Springer, 2005.
- [Oli05] S OLIVIER : The mafl experiment : an all-guided interferometer with integrated optics. *In Journées de la Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique*, juin 2005.
- [Oli07a] S OLIVIER : MAFL experiment : development of photonic devices for a space-based multiaperture fiber-linked interferometer. *Applied Optics*, 46:834–844, février 2007.
- [Oli07b] S. OLIVIER : *Utilisation de dispositifs d'optique guidée pour des applications en imagerie*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2007.
- [Per96] J.P. PEREZ : *Optique géométrique ondulatoire et polarisation*. Dunod, 1996.
- [Per05] G PERRIN : The first ohana fringes with the keck telescopes. *Science*, 2005.
- [Pic07] N PICQUÉ : Article de vulgarisation sur la spectroscopie de fourier. *Photoniques, Revue de la Société Française d'Optique*, 2007.
- [Rou04] RV ROUSSEV : Periodically poled lithium niobate waveguide sum-frequency generator for efficient single-photon detection at communication wavelengths. *Optics Letters*, 2004.
- [Rus82] KC RUSTAGI : Optical frequency conversion in quasi phase matched stacks of non linear cristal. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1982.
- [Sag03] J. SAGNE : *Étude Expérimentale d'Antennes Synthétiques utilisant des Fibres en Silice : Stabilisation d'un Réseau d'Antennes en Réception. Contrôle Interférométrique du Pointé d'un Système en Émission*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [San99] F. SANCHEZ : *Optique non linéaire*. Ellipses Marketing, 1999.
- [Sha87] S SHAKLAN : Single-mode fiber optics in a long-baseline interferometer. *Applied Optics*, 26:2159–2163, jun 1987.
- [Sha88] S SHAKLAN : Coupling starlight into single-mode fiber optics. *Applied Optics*, 27:2334–2338, jun 1988.
- [Sim97] LM SIMOHAMED : A 2 M stroke optical fibre delay line. *Pure Applied Optics*, 6:L37–L41, jul 1997.
- [Sim99a] L. M. SIMOHAMED : *Lignes à retard métrique utilisant l'étirement de fibres optiques en silice. Application à l'interférométrie stellaire*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 1999.
- [Sim99b] LM SIMOHAMED : Analysis of Chromatic Dispersion Variation in Optical Fiber under Large Stretching. *Optical Fiber Technology*, 5:403–411, oct 1999.
- [Sim99c] LM SIMOHAMED : Characterisation of the dispersion evolution versus stretching in a large stroke optical fibre delay line. *Optics Communications*, 159:118, jan 1999.
- [Sim99d] LM SIMOHAMED : Polarization control in a large-stroke optical fiber delay line. *Optics Letters*, 24:95–97, jan 1999.
- [Tan05] S. TANZILLI : A photonic quantum inforamtion interface. *Nature*, 2005.
- [The06] R THEW : Low jitter up-conversion detectors for telecom wavelength ghz qkd. *New J. Phys.*, 2006.
- [Ver05] S. VERGNOLE : *Nouveaux interféromètres large bande pour l'imagerie haute résolution : interféromètre fibré hectamétrique ; utilisation des fibres à cristaux liquides*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005.

- [Wei02] D WEIDMANN : *Radiometrie heterodyne infrarouge par diode laser accordable*. Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2002.
- [You04] T. YOUNG : Experiments and calculations relative to physical optics. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, 94:1–16, 1804.
- [Yua05] ZL YUAN : Continuous operation of a one-way quantum key distribution system over installed telecom fibre. *Optics Express*, 2005.





## Résumé

Le travail présenté dans cette thèse tend à faire un premier pas vers l'utilisation de l'optique non linéaire dans le contexte interférométrique de la synthèse d'ouverture en astronomie optique. L'objectif principal de ce travail consiste à caractériser expérimentalement un phénomène d'interférences de signaux infrarouges en transférant les propriétés vers les signaux convertis dans le domaine visible par somme de fréquences. Les signaux infrarouges seront mélangés avec un laser de pompe monochromatique et polarisé rectilignement à  $1,064 \mu\text{m}$  dans un cristal non linéaire PPLN (Niobium de Lithium à polarisation périodiquement inversée) de type massif ou guide d'onde afin d'être converti à une longueur d'onde de  $632 \text{ nm}$ . Cette opération est effectuée en entrée des deux voies d'un interféromètre fibré. Les signaux convertis sont ensuite recombinaés, mélangés et comparés aux résultats obtenus par un interféromètre monté en parallèle et travaillant directement à la longueur d'émission des sources infrarouges à  $1,55 \mu\text{m}$ . Dans la pratique, nous avons effectué nos expériences dans une configuration des plus simples afin de mesurer la cohérence temporelle puis spatiale des sources en analysant les signaux convertis. Tout d'abord nous avons utilisé un rayonnement bi-fréquences centré autour  $1,55 \mu\text{m}$  avec un faible écart spectral pour démontrer expérimentalement le transfert de la cohérence temporelle par somme de fréquences, conséquence du théorème de Wiener Kinchine. Dans un deuxième temps, nous avons utilisé un doublet spatial à  $1,55 \mu\text{m}$  pour démontrer expérimentalement le transfert de la cohérence spatiale, conséquence du théorème de Zernike Van Cittert.

**Mots-clés :** Somme de fréquences, Interférométrie, Théorème de Wiener khintchine et Zernike Van Cittert, Analyse de la cohérence, PPLN.

## Abstract

The main scope of the present thesis is to pave the way for the use of non-linear optics in the context of interferometric synthetic aperture in astronomy. The principal achievement is the experimental characterization of the interference of infrared signals with an interferometer working at visible light. This fact is made possible through the use of a nonlinear up-conversion mechanism which preserves the information of the phase front of the signal. The infrared signals at  $1,550 \mu\text{m}$  have been mixed with a common monochromatic pump laser linearly polarized at  $1,064 \mu\text{m}$  in periodically poled Lithium Niobate crystals. Either bulk crystals or waveguides have been used to obtain final up-converted radiations at  $632 \text{ nm}$ . The simplest case of stellar interferometer combines the radiation of two telescopes. To replicate the same observation at visible wavelengths, we used two distinct up-conversion stages driven by a common pump. The up-converted signals are then recombined and mixed. Such results have been systematically compared with those obtained by a parallel experimental setup based on an infrared interferometer working as a reference. We have focused our experiments to very simple and archetypal configurations in which we measured their temporal or spatial coherence by analyzing the up-converted radiations. In a first set of experiments the signal was composed by a doublet of closely spaced frequencies a bi-frequency radiation centered around  $1.55 \mu\text{m}$  with a low spectral gap. Our scope was to demonstrate experimentally that the up-conversion by sum frequency generation keeps preserved the temporal coherence, as a consequence of the Wiener Kinchine theorem. In a second set of experiments, we used a spatial doublet at  $1.55 \mu\text{m}$  to demonstrate that the same wavelength up-conversion also preserves the spatial coherence, as predicted by the corresponding theorem of Van Cittert Zernike.

**Keywords:** Sum frequency, Interferometry, Theorem of Wiener khintchine and Zernike Van Cittert, Analysis of coherence, PPLN.